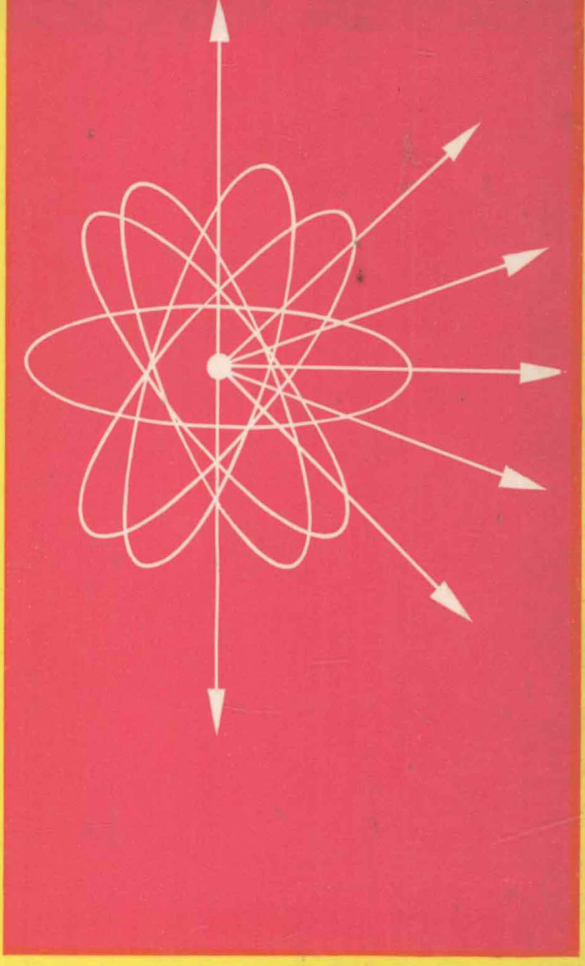
Lindner



Grundriß der

Atom- und Kernphysik

GRUNDRISS DER

ATOM- UND KERNPHYSIK

Von Studiendirektor

HELMUT LINDNER Ingenieurhochschule Mittweida

13., verbesserte Auflage · Mit 250 Bildern, 17 Tabellen und 6 Tafeln

VEB FACHBUCHVERLAG LEIPZIG

© VEB Fachbuchverlag Leipzig 1979
13. Auflage
Lizenznummer 114-210/42/79
LSV 1173
Verlagslektor: Dipl.-Phys. Klaus Vogelsang
Printed in GDR
Satz und Druck: INTERDRUCK Graphischer Großbetrieb Leipzig – III/18/97
Redaktionsschluß: 10. 3. 1979
Bestellnummer 545 065 4
DDR 7.80 M

Vorwort

„Möchten die ungeheuren Möglichkeiten, die mit der Verwertung der Kernumwandlungen verbunden sind, zum Segen der Menschheit und nicht zu ihrer Vernichtung führen!" OTTO HAHN

Es bedarf wohl keiner besonderen Betonung, daß die Atom- und Kernphysik in den letzten Jahrzehnten immer mehr an Bedeutung gewonnen haben. Mit fortschreitender Vertiefung der Erkenntnisse, der Verwendung immer neuer und gewaltigerer technischer Hilfsmittel in der Forschung und der von Jahr zu Jahr größer werdenden praktischen Bedeutung wachsen naturgemäß auch das allgemeine Interesse und der Wunsch nach einer zusammenfassenden Darstellung aller damit verbundenen Grundfragen. Diesem Zweck möchte dieses Buch dienen, das zudem möglichst übersichtlich und leicht verständlich sein soll. Es will vor allem den Studierenden unserer Fachschulen, den Hochschulstudenten, für welche die Physik nicht Hauptfach ist, und allen gebildeten Laien eine Hilfe sein, denen nur elementare mathematische Kenntnisse zur Verfügung stehen. Das Eindringen in die eigentliche Theorie setzt bekanntlich umfangreiche mathematische Hilfsmittel voraus. Um so stärker tritt andererseits das Bedürfnis nach anschaulicher Vorstellung auf, was wiederum auf Schwierigkeiten stößt, weil die Hauptgegenstände, um die es hier geht – das Atom, die Elementarteilchen und Energiequanten –, der unmittelbaren Anschauung nicht zugänglich sind. Wenn es der Verfasser dennoch versucht, weitgehend bildliche Darstellungen heranzuziehen, dann muß betont werden, daß es sich nur um Modell-, also Hilfsvorstellungen handelt, die das Verständnis erleichtern sollen, keinesfalls aber um naturgetreue, vergrößerte Wiedergaben der wirklichen Verhältnisse.

In ähnlicher Weise werden auch manche theoretische Grundlagen, z. B. die Unschärfebeziehung, mit möglichst anschaulichen Mitteln erläutert. Wenn aber die wellenmechanische Betrachtungsweise nur gelegentlich gestreift, auf den wahrscheinlichkeitstheoretischen Aspekt und andere tiefer gehende Probleme ganz verzichtet wird, dann mag sie der Fachmann wohl vermissen. Er wird aber auch zugeben, daß ihre Einbeziehung den einmal gegebenen Rahmen beträchtlich erweitert hätte. Anstatt diesen Versuch mit untauglichen Mitteln zu unternehmen, schien es das kleinere Übel, der „natürlichen" Auffassungsweise des im klassischen physikalischen Denken erzogenen Lesers soweit wie möglich entgegenzukommen.

Das Schwergewicht der Ausführungen liegt auf dem Gebiet der Kernphysik, wogegen die Physik der Atomhülle weniger gründlich behandelt wird. Trotzdem kann auch diese Darstellung einer Kernphysik keinen Anspruch auf Vollständigkeit erheben. Bezüglich der sich allenthalben aufdrängenden Einzelfragen muß auf spezielle Fachliteratur und Fachzeitschriften verwiesen werden. Zudem ist die Entwicklung, insbesondere auf dem Gebiet der Gewinnung von Kernenergie, noch längst nicht abgeschlossen, so daß es heute verfrüht wäre, z. B. zu sehr auf Probleme der gesteuerten Kernfusion einzugehen. Ebenso sind die experimentellen und theoretischen Forschungen auf dem Gebiet der Elementarteilchen noch in

vollstem Fluß, so daß jede in einem Buch gebrachte Darstellung mehr oder weniger unvollständig wirken muß.
Entsprechend der Erkenntnis, daß es keine von den gesellschaftlichen Verhältnissen und ihren Ideologien unabhängige Wissenschaft geben kann, wird an einigen wichtigen Stellen auf den philosophischen Materiebegriff und seine mannigfachen Beziehungen zur Physik eingegangen. Hieraus ergibt sich in jedem einzelnen Fall, daß gerade die neuesten Fortschritte auf physikalischem Gebiet die von MARX, ENGELS und LENIN entwickelten Grundsätze des dialektischen Materialismus in bester Weise bestätigen.
Gegenüber den vorausgegangenen Auflagen wurden die 10. und 11. Auflage gründlich verbessert. Das bezieht sich nicht nur auf den raschen wissenschaftlichen und technischen Fortschritt, sondern auch auf die methodische Behandlungsweise einzelner Abschnitte. Die verwendeten allgemeinen Naturkonstanten entsprechen den neuesten international empfohlenen Werten, die relativen Atommassen und die aus ihnen hervorgehenden Konstanten beziehen sich auf die neue Basis ^{12}C. Die zur Erleichterung des Verständnisses allenthalben eingestreuten Rechenbeispiele benutzen das heute allgemein eingeführte internationale Einheitensystem (SI).

Der Verfasser

Inhaltsverzeichnis

Allgemeine Grundlagen

1. Geschichte des Atombegriffs 13

1.1. Zur Vorgeschichte des Atombegriffs 13
1.2. Der chemische Atombegriff 15
1.3. Das Periodensystem der Elemente 17
1.4. Die AVOGADROsche Konstante 17
1.4.1. Berechnung der absoluten Atommasse 20
1.4.2. Berechnung des Atomdurchmessers 20
1.5. Die Elektronen 21
1.6. Das RUTHERFORDsche Atommodell 23
1.7. Die Zusammensetzung des Atomkerns 25

2. Atomphysikalisch wichtige Gesetze 26

2.1. Einige mechanische Größen 26
2.1.1. Der Impuls 26
2.1.2. Der Drehimpuls 27
2.1.3. Die mechanische Energie 28
2.1.4. Einheiten der Energie 29
2.1.5. Die Wirkung 30
2.2. Die Relativität der Masse 30
2.3. Strahlungsquanten 32
2.4. Der lichtelektrische Effekt 34
2.5. Der COMPTON-Effekt 35
2.6. Die Masse der Lichtquanten 36
2.7. Die Beziehung zwischen Masse und Energie 37

3. Der Dualismus Welle–Korpuskel 38

3.1. Der Dualismus des Lichtes 38
3.2. Die Materiewellen 38
3.3. Die Unschärfebeziehung 39
3.4. Wahrscheinlichkeitswellen 41

Die Elektronenhülle der Atome

4. Das Wasserstoffatom 43

4.1. Leuchtende Gase 43
4.2. Die BOHRschen Postulate 43
4.3. Die Bahnradien des Wasserstoffatoms 45
4.4. Die Frequenzen des ausgestrahlten Lichtes 46
4.5. Das Wasserstoffspektrum 47

5.	Die vier Quantenzahlen	49
5.1.	Die Spektren der Alkalimetalle	49
5.2.	Haupt- und Nebenquantenzahlen	50
5.3.	Der Elektronenspin	52
5.4.	Die Richtungsquantelung	53
6.	Der Schalenbau der Atome	55
6.1.	Ionisierungsenergie und Schalenbau	55
6.2.	Das PAULI-Prinzip	56
6.3.	Die Besetzung der Elektronenschalen	57
6.4.	Die Röntgenstrahlung	60
6.4.1.	Die Bremsstrahlung	61
6.4.2.	Die charakteristische Strahlung	62
7.	Das wellenmechanische Bild des Atoms	63
7.1.	Das Elektron als Welle	63
7.2.	Die Wellenfunktion	64
7.3.	Räumliche Atommodelle	67

Die Physik der Atomkerne und ihre Anwendungen

8.	Die natürliche Radioaktivität	68
8.1.	Die Entdeckung des Radiums	68
8.2.	Das Wesen der radioaktiven Umwandlungen	70
8.3.	Halbwertszeit und Zerfallskonstante	71
8.4.	Die Uran-Radium-Reihe	73
8.5.	Die weiteren radioaktiven Familien	76
8.6.	Das radioaktive Gleichgewicht	76
8.7.	Maßeinheiten der Aktivität	78
9.	Die radioaktiven Strahlungen	79
9.1.	Die α-Strahlung	79
9.2.	Die β-Strahlung und das Neutrino	80
9.3.	Die γ-Strahlung	81
9.4.	Das Absorptionsgesetz für β- und γ-Strahlen	83
9.4.1.	Anwendung des Absorptionsgesetzes bei β-Strahlen	84
9.4.2.	Anwendung des Absorptionsgesetzes bei γ-Strahlen	84
10.	Nachweis und Messungen radioaktiver Strahlen	86
10.1.	Leuchtstoffzähler	86
10.2.	Ionisationskammern	86
10.3.	Das GEIGER-MÜLLER-Zählrohr	88
10.3.1.	Aufbau und Wirkungsweise	88
10.3.2.	Die Charakteristik des Zählrohres	89
10.3.3.	Zur Auswertung der Meßergebnisse	91
10.4.	Nebel- und Blasenkammern	92
10.5.	Der TSCHERENKOW-Zähler	93
10.6.	Weitere Meßmethoden	94
11.	Isotope, isobare und isotone Kerne	95
11.1.	Isotope Kerne	95
11.2.	Die Isotope des Wasserstoffs	99
11.3.	Isobare und isotone Kerne	100
11.4.	Zur Frage der relativen und absoluten Atommassen	100
11.5.	Der Massendefekt	101
11.6.	Die Bindungsenergie	102

11.7.	Die Bindungsenergie je Nukleon	103
11.8.	Die Trennung von Isotopen	104
11.8.1.	Der Massenspektrograph	104
11.8.2.	Elektrolyse	105
11.8.3.	Die Destillationsmethode	106
11.8.4.	Die Diffusionsmethode	106
11.8.5.	Das Trennrohrverfahren	107
12.	Künstliche Kernumwandlungen	107
12.1.	Die Erzeugung schneller Teilchen	107
12.1.1.	Hochspannungsquellen und einfache Linearbeschleuniger	108
12.1.2.	Lineare Mehrfachbeschleuniger	109
12.1.3.	Das Zyklotron	109
12.1.4.	Das Synchro-Zyklotron	111
12.1.5.	Das Betatron	111
12.1.6.	Das Elektronen-Synchrotron	112
12.1.7.	Das Protonen-Synchrotron	113
12.2.	Kernumwandlungen durch radioaktive Strahlen	116
12.3.	Weitere Kernumwandlungen	117
12.4.	Die erforderliche Teilchenenergie	119
12.5.	Die Energiebilanz bei Kernreaktionen	120
12.6.	Der Wirkungsquerschnitt	121
12.7.	Makroskopischer Wirkungsquerschnitt und freie Weglänge	122
13.	Eigenschaften und Verhalten von Neutronen	122
13.1.	Gewinnung und Nachweis von Neutronen	123
13.2.	Streuung und Einfang von Neutronen	124
13.3.	Der Zerfall des Neutrons	125
14.	Die künstliche Radioaktivität	125
14.1.	Die Entdeckung der künstlichen Radioaktivität und des Positrons	125
14.2.	Entstehen und Verschwinden des Positrons	127
14.2.1.	Die Zerstrahlung	127
14.2.2.	Die Paarbildung	128
14.3.	Der K-Einfang	128
14.4.	Der innere Übergang	129
14.5.	Isomere Kerne	129
14.6.	Zerfallsschemata	130
14.7.	Die Energiebilanz eines Kernzerfalles	131
15.	Aufbau und Struktur der Atomkerne	131
15.1.	Die Kernkräfte	131
15.2.	Der Kern als Potentialtopf	132
15.3.	Der Tunneleffekt	133
15.4.	Das Tröpfchenmodell des Atomkernes	135
15.5.	Der Drehimpuls der Atomkerne	136
15.6.	Kernsystematik	137
15.7.	Das Schalenmodell des Atomkernes	138
16.	Die Kernspaltung	141
16.1.	Die Entdeckung der Kernspaltung	141
16.2.	Das Uran	143
16.3.	Der Vorgang der Kernspaltung	144
16.4.	Die Spaltprodukte	145
16.5.	Die Energiebilanz der Kernspaltung	147
16.6.	Die Kettenreaktion	149
16.6.1.	Die Bedingungen einer Kettenreaktion	149
16.6.2.	Die mittlere freie Weglänge und kritische Menge	151

16.6.3. Das Verhalten des Urans 238 . . . 152
16.6.4. Der Vermehrungsfaktor . . . 153
16.7. Die Moderatoren . . . 154
16.8. Die Steuerung der Kettenreaktion . . . 156
16.9. Die Kernspaltungsbombe . . . 157

17. Die Gewinnung von Kernenergie für friedliche Zwecke . . . 158
17.1. Die Entwicklung in Deutschland bis 1945 . . . 159
17.2. Wirkungsweise eines Reaktors . . . 160
17.3. Besondere Reaktortypen . . . 162
17.3.1. Forschungsreaktoren . . . 163
17.3.2. Leistungsreaktoren . . . 164
17.3.3. Kenndaten von Leistungsreaktoren . . . 165
17.4. Kernkraftwerke . . . 166
17.5. Brutreaktoren . . . 168
17.6. Die Gesamtentwicklung . . . 171

18. Radioaktive Nuklide und ihre Anwendungen . . . 171
18.1. Die Gewinnung von Radionukliden . . . 171
18.2. Das Kobalt 60 . . . 173
18.3. Die Indikatormethode . . . 174
18.4. Anwendungen in der Technik . . . 175
18.4.1. Die Gamma-Defektoskopie . . . 175
18.4.2. Die Autoradiographie . . . 176
18.4.3. Die Aktivierungsanalyse . . . 177
18.4.4. Untersuchung von Verschleißvorgängen . . . 177
18.4.5. Kontrolle von Gewässern . . . 177
18.4.6. Kontaktfreie Dickenmessung . . . 178
18.8.7. Füllstandmessung . . . 178
18.4.8. Lagebestimmungen . . . 179
18.4.9. Dichtemessungen in Flüssigkeiten und Gasen . . . 179
18.4.10. Dichtemessung in Böden durch γ-Absorption . . . 180
18.4.11. Dichtemessung mit γ-γ-Streustrahlen . . . 180
18.4.12. Bestimmung des Feuchtigkeitsgehaltes durch Neutronenstreuung . . . 180
18.5. Der Kohlenstoff 14 . . . 181
18.6. Die neuen Elemente . . . 182

19. Die Gefahren beim Umgang mit radioaktiven Substanzen . . . 184
19.1. Dosiseinheiten . . . 184
19.2. Dosiskonstanten . . . 185
19.3. Strahlenschäden . . . 186
19.3.1. Schäden bei akuter Überbelastung . . . 186
19.3.2. Schäden bei chronischer Strahleneinwirkung . . . 186
19.3.3. Spätschäden . . . 186
19.3.4. Anreicherung in einzelnen Organen . . . 187
19.3.5. Maximal zulässige Dosen . . . 187
19.3.6. Die natürliche Strahlenbelastung . . . 188
19.4. Strahlenschutz . . . 188

20. Thermonukleare Reaktionen . . . 189
20.1. Die Freisetzung von Energie durch Kernfusion . . . 189
20.2. Prinzip der thermonuklearen Reaktion . . . 190
20.3. Der Ursprung der Sonnenenergie . . . 191
20.4. Technisch mögliche Reaktionen . . . 193

20.4.1.	Die Wasserstoffbombe	193
20.4.2.	Der Fusionsreaktor	193
21.	Die magnetischen Eigenschaften der Atome	195
21.1.	Das BOHRsche Magneton	195
21.2.	Das Kernmagneton	197
21.3.	Die Methode der Kerninduktion	197
22.	Maser und Laser	198
23.	Der MÖSSBAUER-Effekt	202
	Die Physik der Elementarteilchen	
24.	Die kosmische Strahlung	204
24.1.	Die Entdeckung der kosmischen Strahlung	204
24.2.	Die primäre Strahlung	205
24.3.	Die sekundäre Strahlung	205
24.3.1.	Die harte Komponente	205
24.3.2.	Die weiche Komponente	207
25.	Eigenschaften der Elementarteilchen	209
25.1.	Arten der Elementarteilchen	209
25.1.1.	Leptonen, Mesonen und Baryonen	209
25.1.2.	Teilchen und Antiteilchen	212
25.1.3.	Vier Arten von Neutrinos	213
25.2.	Arten der Wechselwirkungen	215
25.3.	Erhaltungssätze	216
25.4	Systematik der Elementarteilchen	218
25.5.	Die Struktur der Elementarteilchen	218
	Sachwortverzeichnis	221

Allgemeine Grundlagen

1. Geschichte des Atombegriffs

1.1. Zur Vorgeschichte des Atombegriffs

Seit einigen Jahrzehnten hat die Wissenschaft von den Atomen einen Aufschwung erfahren wie kaum ein anderes Teilgebiet der Physik. Atom- und kernphysikalische Fragen beginnen in den verschiedensten Zweigen von Wissenschaft und Technik eine immer größere Rolle zu spielen. Kein Mediziner und Ingenieur, kein Chemiker und Geologe, auch kein Energiewirtschaftler und Politiker kann an ihnen vorübergehen. Das Atom ist mit einem Male in den Brennpunkt des Weltinteresses gerückt; gebannt und voller Hoffnung blickt die Menschheit auf die geheimnisvolle und gewaltigste aller Energiequellen, welche die Natur überhaupt zu bieten vermag.

Mancher mag überrascht sein und den Eindruck haben, als sei das Atom erst gestern entdeckt worden oder es sei zumindest ein Kind neuester physikalischer Forschungen. Dem ist aber nicht so. Im Gegenteil, die wissenschaftliche Geschichte des Atoms ist schon sehr alt und reicht bis in die Anfänge des naturwissenschaftlichen Denkens zurück. Griechische Philosophen haben schon sehr früh die erstaunliche Gedankenleistung vollbracht, die Existenz des Atoms vorauszusagen. Scharfsinnig dachten sie über Herkunft und Beschaffenheit aller sie umgebenden Dinge nach. Sie waren der festen Überzeugung, daß sich die Vielfalt der Naturerscheinungen aus einem einzigen, umfassenden Prinzip herleiten lassen müsse, und ohne langes Tasten fanden sie sogleich den richtigen Ansatzpunkt. Alle Gegenstände der Natur, auch der Mensch selbst, seien aus winzigen, wegen ihrer Kleinheit unsichtbaren und nicht weiter teilbaren Einheiten zusammengesetzt. Von den Griechen stammt auch der Begriff „Atom", d. h. das „Unteilbare". Freilich waren ihre Erwägungen rein spekulativer Art. Physikalische oder chemische Beweismittel, wie wir sie heute anzuwenden gewohnt sind, waren ihnen fremd.

Bild 1. Demokrit (nach Rubens)

Der um 500 v. u. Z. lebende Leukipp war der Begründer dieser Atomistik, die sein Schüler Demokrit (um 420 v. u. Z.) (Bild 1) weiter ausbaute. Beide waren

radikale Materialisten, und sie lehrten, daß das Sein und Werden aller Dinge auf diesen unzerlegbaren Teilchen beruhe: „Nichts besteht als der leere Raum und die Atome!" Alle Atome bestünden aus derselben Ursubstanz, seien aber von „unendlicher Verschiedenheit der Form", und besonders ihre gegenseitige Lage und Anordnung bestimme die Verschiedenheit der Stoffe, ebenso wie aus den nämlichen Buchstaben „die Tragödie oder Komödie wird". Wie nahe diese Philosophen dem wahren Sachverhalt bereits gekommen waren, ist in der Tat bewundernswert.

Gedankliche Spekulationen und die einfachen Beobachtungen des täglichen Lebens reichen aber nicht aus, dem einmal aufgeworfenen Problem näherzurücken. So stand die Hypothese noch auf schwachen Füßen und hatte es späterhin schwer, anderen Anschauungen standzuhalten. Sie hatte ihre Anhänger und Gegner. Der russische Gelehrte LOMONOSSOW vertrat die Ansicht, insbesondere die Erscheinungen der Wärme seien auf die gegenseitige Bewegung der Atome zurückzuführen. Der deutsche Philosoph KANT war der gegenteiligen Meinung, alle *feste* Materie bilde ein lückenloses Kontinuum, wofür schließlich auch die gegenseitige Undurchdringlichkeit der Körper sprechen mochte. Noch im Jahre 1890 schrieb der namhafte Chemiker OSTWALD: „Welches die wirkliche Beschaffenheit der Materie ist, bleibt uns ebenso unbekannt wie gleichgültig."

Dies zeigte so recht die Verworrenheit, in der damals viele Naturphilosophen noch befangen waren, und zwar zu einer Zeit, da an der realen Existenz der Atome schon längst nicht mehr zu rütteln war.

Auf der anderen Seite vollzog sich um die Jahrhundertwende ein entscheidender Wandel in der Auffassung vom eigentlichen Wesen der Materie. Bis dahin verstand man nämlich unter der Materie alles stofflich Greifbare, dessen vielfältige Eigenschaften sich letzten Endes auf die Eigenschaften der von der Natur fest vorgegebenen, für unveränderlich gehaltenen Atome zurückführen ließen. Ihr gegenüber stand eine andere Gruppe von Erscheinungen, wie die der Elektrizität und des Lichtes, die man zwangsläufig als nicht materiell ansah, da sie von den stofflichen Körpern völlig unabhängig zu sein schienen. Angesichts der großen, um das Jahr 1900 gemachten Neuentdeckungen (von denen im folgenden ausführlicher die Rede sein wird) aber ließ sich dieser mechanische Materialismus nicht länger aufrechterhalten. Nicht allein der Umstand, daß sich die Atome ihrerseits als durchaus veränderliche und komplizierte Gebilde herausstellten, sondern auch die unvermutet zutage getretenen engen Beziehungen zwischen Masse und Energie (vgl. 2.7.) führten zwingend dazu, die bis dahin geltende Grenze des Materiebegriffs, wie sie entsprechend den damaligen wissenschaftlichen Erkenntnissen bestand, zu erweitern. So wird heute die Materie nicht mehr einseitig auf das rein Stoffliche beschränkt, sondern sie ist der Inbegriff aller natürlichen Erscheinungen schlechthin. Sieht man von den speziellen Erscheinungsformen und Eigenschaften der in ewiger und unerschöpflicher Umwandlung begriffenen Materie im einzelnen ab, so erhält man den philosophischen Begriff der Materie als der objektiven, unabhängig vom menschlichen Bewußtsein existierenden und von ihm abgebildeten Realität.

Wenn der aus früheren Zeiten stammende, auf das Stoffliche begrenzte Materiebegriff von vielen Physikern heute noch weiterbenutzt wird, so muß man also stets daran denken, daß hiermit nicht die eigentliche Materie selbst in ihrer allgemeinsten Form gemeint ist, sondern nur spezielle, jeweils ins Auge gefaßte Erscheinungsformen. So stellen auch die Atome in ihrer besonderen Struktur nur bestimmte Zustandsformen dar, in der uns die Materie entgegentritt. Andere Formen, wie etwa das elektrische und magnetische Feld, sind jedoch nicht minder materiell und wiederum aufs engste mit den Atomen und ihren Bestandteilen verknüpft.

1.2. Der chemische Atombegriff

Alle früher gehegten Zweifel an der realen Existenz der Atome hätten eigentlich schon verschwinden sollen, als der englische Chemiker JOHN DALTON 1804 das **Gesetz der einfachen und multiplen Proportionen** aufstellte. Es war schon vorher bekannt, daß sich zwei verschiedene Stoffe nur in ganz bestimmten Mengenverhältnissen chemisch vereinigen. Zum Beispiel verbinden sich im

Distickstoffoxid:	7 g Stickstoff mit 4 g Sauerstoff,
Stickstoffoxid:	7 g Stickstoff mit 8 g Sauerstoff,
Distickstofftrioxid:	7 g Stickstoff mit 12 g Sauerstoff,
Stickstoffdioxid:	7 g Stickstoff mit 16 g Sauerstoff.

Dieses eigentümliche Verhalten führte DALTON auf den atomaren Aufbau der Stoffe zurück. Er ging von der damals immerhin recht gewagten Hypothese aus, daß die Atome eines bestimmten chemischen Grundstoffes eine einheitliche Masse haben müßten. Verbinden sich zwei oder mehrere Atome miteinander, so bildet sich ein **Molekül** (Bild 2). Wenn alle

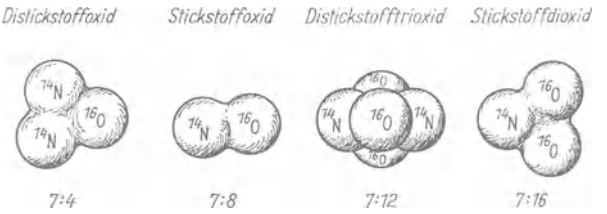


Bild 2. Das Gesetz der multiplen Proportionen und seine Erklarung mit Hilfe von Atomen

Moleküle von gleichem Bau sind, dann müssen in den Massenverhältnissen der miteinander reagierenden Stoffe stets ganzzahlige Vielfache bestimmter Grundmengen wiederkehren.
Hier müssen wir den Leser an einige chemische Grundkenntnisse erinnern. Er wird wissen, daß es in der Natur eine Reihe von Stoffen gibt, die man nicht in weitere Bestandteile zerlegen kann und die man **chemische Elemente** nennt. Zu ihnen gehören alle reinen Metalle, der Sauerstoff, Jod usw. Man kann das Jod behandeln wie man will, letzten Endes wird man immer die gleichen violetten Kristalle erhalten. Alle seine Eigenschaften gehen dann von denen seiner Atome aus, und man kann wohl sagen:

Es gibt mindestens so viel verschiedene Atome, wie es chemische Elemente gibt.

So war der Sachverhalt zu DALTONS Zeiten und noch lange danach. Wenn wir heute wissen, daß die Zahl der voneinander verschiedenen Atome viel größer ist als die Zahl der dem Chemiker bekannten Elemente, so hat das Gründe, von denen wir noch sprechen werden.
Natürlich war es damals noch völlig unmöglich, die wirkliche Masse eines Atoms zu bestimmen. Die bei den chemischen Versuchen gefundenen Massenverhältnisse konnten nur der Ausdruck dafür sein, daß die Massen der einzelnen Atome in den gleichen Verhältnissen zueinander stehen. So kam der Begriff der **relativen Atommasse**[1] zustande. Nach unserem ersten Beispiel könnte man versucht sein, dem Stickstoff die Atommasse 7 und dem Sauerstoff die Atommasse 8 zuzuordnen. Es sind aber auch noch Verbindungen mit anderen Elementen zu berücksichtigen, wonach man dem Stickstoff die Atommasse $A_r = 14$ und dem Sauerstoff die Atommasse $A_r = 16$ zuschreiben kann. Die Atommassen werden heute nicht

[1] Die früher gebrauchte Bezeichnung „Atomgewicht" sollte nicht mehr verwendet werden

nur aus den bei chemischen Umsetzungen erkennbaren Massenverhältnissen, sondern auch mit physikalischen Methoden bestimmt. Man geht dabei vom Isotop ^{12}C des Kohlenstoffs (vgl. 11.4.) aus, dessen relative Atommasse aus praktischen Erwägungen mit dem genauen Zahlenwert 12 festgesetzt wurde.

> **Die relative Atommasse A_r ist die auf das Kohlenstoffisotop ^{12}C mit dem Zahlenwert 12 bezogene relative Masse eines Atoms.**

Die relative Atommasse A_r ist also eine unbenannte (dimensionslose) Zahl. Addiert man die relativen Massen der in einer Molekel enthaltenen Atome, so erhält man die **relative Molekülmasse** M_r, von den Chemikern auch als *Molekulargewicht* bezeichnet. Beispielsweise hat das auf Bild 2 angegebene Stickstoffdioxid rund gerechnet die relative Molekülmasse $M_r = (14 + 2 \cdot 16) = 46$.

Oftmals kommt es aber gar nicht darauf an, ob die kleinsten Teilchen eines vorliegenden Stoffes Atome oder Moleküle sind. Das bezieht sich vor allem auf das physikalische Verhalten der Gase, deren kleinste Teilchen bei vielen Betrachtungen schlechthin als Moleküle bezeichnet werden. Aus Gründen einfacher Ausdrucksweise setzt man sich hierbei über die Tatsachen hinweg, daß die Edelgase und Metalldämpfe in Wirklichkeit aus einzelnen Atomen bestehen, während die übrigen elementaren Gase zweiatomig sind.

Ein besonders wichtiger Fall, bei dem man die Unterscheidung zwischen Atom und Molekül fallenlassen kann, ist Gegenstand des **Gesetzes von Avogadro**. Dieser italienische Gelehrte hatte bereits im Jahre 1811 den Satz aufgestellt:

> **Gleiche Rauminhalte unterschiedlicher Gase enthalten bei gleichem Druck und gleicher Temperatur stets die gleiche Anzahl von Molekülen.**

1 Raumteil Sauerstoff enthält z. B. unter gleichen physikalischen Bedingungen ebensoviel Moleküle wie 1 Raumteil Wasserstoff oder irgendeines anderen Gases. Wieviel Moleküle es tatsächlich sein mögen, hat AVOGADRO allerdings nicht wissen können. Doch kann man auch ohne Kenntnis dieser Zahl schon eine wichtige Folgerung aus seinem Gesetz ziehen:

Da jedes Molekül desselben Gases die gleiche Masse hat, müssen sich die in gleichen Rauminhalten enthaltenen Gesamtmassen verschiedener Gase wie die zugehörigen relativen Molekülmassen verhalten.

Ist demnach die relative Molekülmasse eines Gases bekannt, so kann man diejenige irgendeines anderen Gases durch Auswägen und Vergleichen bestimmen. Die Chemiker machen in ihrer Praxis hiervon ausgiebigen Gebrauch. Das ist wiederum nur deswegen möglich, weil alle Atome bzw. Moleküle eines einheitlichen Stoffes auch die gleiche Masse haben.

Den Sachverhalt können wir sogleich in umgekehrter Weise aussprechen und zugleich die Beschränkung auf den gasförmigen Zustand fallenlassen. Liegen nämlich zwei beliebige, chemisch einheitliche Stoffe vor, deren Mengen sich wie ihre relativen Atom- bzw. Molekülmassen $A_{r1} : A_{r2}$ bzw. $M_{r1} : M_{r2}$ verhalten, so enthalten diese die *gleiche* Anzahl von Atomen bzw. Molekülen. Man wird daher zwangsläufig eine für alle Stoffe *einheitliche Anzahl* erhalten, wenn man jeweils so viel Kilogramm zum Vergleich zugrunde legt, wie es die relative Atom- bzw. Molekülmasse angibt, d. h. A_r kg bzw. M_r kg.

> **A_r kg bzw. M_r kg eines chemisch einheitlichen Stoffes enthalten stets die gleiche Anzahl von Atomen bzw. Molekülen.**

Unter A_r kg Schwefel versteht man dabei 32 kg, unter M_r kg Wasser entsprechend seiner chemischen Formel H_2O die Masse $(2 \cdot 1 + 16)$ kg $= 18$ kg usw.

Die hier gemeinte Anzahl von Atomen bzw. Molekülen ist die **Einheit der Stoffmenge** und wird als **1 Mol** bzw. **1 Kilomol** bezeichnet. Damit ist die **molare Masse** definiert:

$$m_{\text{mol}} = \frac{A_r \,\text{kg}}{\text{kmol}}$$

1.3. Das Periodensystem der Elemente

Ehe wir die Entdeckungsgeschichte des Atoms weiter verfolgen, müssen wir ein Ereignis einschalten, das für deren weitere Entwicklung von allergrößter Bedeutung gewesen ist. Um die Mitte des vorigen Jahrhunderts waren etwa 63 Elemente bekannt. Man wußte, daß viele von ihnen einander sehr ähnlich oder auf Grund ihres chemischen Verhaltens eng verwandt sind. Was mochte wohl der tiefere Grund dafür sein, und welche allgemeinere Gesetzmäßigkeit verbarg sich hinter diesen Beziehungen? Diese Frage stellte sich auch der russische Chemiker DIMITRI MENDELEJEW und fand 1869, im gleichen Jahr wie der Deutsche LOTHAR MEYER, die Antwort im **Periodensystem der Elemente.** Er schrieb die Elemente in der Reihenfolge ihrer Atommassen zeilenweise nebeneinander. Zugleich achtete er darauf, daß jeweils solche Elemente untereinander zu stehen kamen, die sich in ihren chemischen Eigenschaften besonders ähnelten. Tafel 1 (S. 18) zeigt das System in seiner heutigen Form.
MENDELEJEWS Gedanke war ein genialer Wurf, dessen Tragweite sofort offenbar wurde. Zwar wies sein System noch viele Lücken auf, aber gerade diese hatte er mit großem Vorbedacht frei gelassen. So hätte z. B. der steigenden Atommasse nach das Titan auf das Kalzium folgen müssen. Das chemische Verhalten des Titans entsprach aber viel eher dem Silizium als dem darüberstehenden Aluminium. Er zog daraus den richtigen Schluß: Hierher gehört ein noch unbekanntes Element, dessen relative Atommasse zwischen der des Ca und Ti liegt und das dem Al **sehr ähnlich** sein muß! Er nannte es **Ekabor.** Tatsächlich wurde es bald darauf (1879) in einem skandinavischen Mineral entdeckt und daher Skandium genannt.
Die jeweilige Stellung eines Elementes im Periodensystem ist so wichtig, daß man sie mit einer Nummer kennzeichnet. Man nennt sie die **Ordnungszahl** Z.

Ordnungszahl Z = Stellung eines Elementes im Periodensystem

1.4. Die Avogadrosche Konstante

Die in einer vorgegebenen Masse tatsächlich enthaltene Anzahl von Atomen bzw. Molekülen genau zu kennen, ist für die gesamte Atomphysik von ausschlaggebender Bedeutung. Die Schwierigkeiten ihrer Bestimmung scheinen angesichts der winzigen Größe eines einzelnen Atoms unüberwindbar zu sein. Daher ist die Leistung des österreichischen Physikers LOSCHMIDT besonders hoch einzuschätzen. Aus bekannten Daten über die mittlere freie Weglänge der Moleküle und der Wärmeleitung in Gasen gelang es LOSCHMIDT im Jahre 1865 zu berechnen, wieviel Moleküle 1 m³ eines Gases enthält. Das Ergebnis seiner Berechnung war: 1 m³ eines jeden Gases enthält bei 0 °C und 1013,25 mbar (= 760 Torr) rund 27 Trilliarden Moleküle, genauer

$$\boxed{N_L = 26{,}87 \cdot 10^{24}\ 1/\text{m}^3} \qquad \textbf{Loschmidtsche Konstante}$$

(gültig für das ideale Gas bei 0 °C und 1013,25 mbar).

Tafel 1: **Das Periodensystem der Elemente (relative Atommassen 1968)**
(künstliche Nuklide und natürlich-radioaktive Elemente sind mit * bezeichnet)

	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII			
1	**1** H 1,00797										**2** He 4,0026
2	**3** Li 6,941	**4** Be 9,0122	**5** B 10,811	**6** C 12,01115	**7** N 14,0067	**8** O 15,9994	**9** F 18,9984				**10** Ne 20,179
3	**11** Na 22,9898	**12** Mg 24,305	**13** Al 26,9815	**14** Si 28,086	**15** P 30,9738	**16** S 32,064	**17** Cl 35,453				**18** Ar 39,948
4	**19** K 39,102	**20** Ca 40,08	**21** Sc 44,956	**22** Ti 47,90	**23** V 50,942	**24** Cr 51,996	**25** Mn 54,9380	**26** Fe 55,847	**27** Co 58,9332	**28** Ni 58,71	
4	**29** Cu 63,546	**30** Zn 65,37	**31** Ga 69,72	**32** Ge 72,59	**33** As 74,9216	**34** Se 78,96	**35** Br 79,904				**36** Kr 83,80
5	**37** Rb 85,4678	**38** Sr 87,62	**39** Y 88,905	**40** Zr 91,22	**41** Nb 92,906	**42** Mo 95,94	**43** Tc*	**44** Ru 101,07	**45** Rh 102,905	**46** Pd 106,4	
5	**47** Ag 107,868	**48** Cd 112,40	**49** In 114,82	**50** Sn 118,69	**51** Sb 121,75	**52** Te 127,60	**53** J 126,9045				**54** Xe 131,30
6	**55** Cs 132,905	**56** Ba 137,34	**57** La 138,91 58···71	**72** Hf 178,49	**73** Ta 180,948	**74** W 183,85	**75** Re 186,2	**76** Os 190,2	**77** Ir 192,2	**78** Pt 195,09	
6	**79** Au 196,9665	**80** Hg 200,59	**81** Tl 204,37	**82** Pb 207,2	**83** Bi 208,9806	**84** Po*	**85** At*				**86** Rn*
7	**87** Fr*	**88** Ra* 226,05	**89** Ac* 90···103	**104** Ku*	**105** Bo*						

6	Lanthaniden:	**58** Ce 140,12	**59** Pr 140,907	**60** Nd 144,24	**61** Pm*	**62** Sm 150,35	**63** Eu 151,96	**64** Gd 157,25	**65** Tb 158,9254	**66** Dy 162,50	**67** Ho 164,930	**68** Er 167,26	**69** Tm 168,934	**70** Yb 173,04	**71** Lu 174,97
7	Aktiniden:	**90** Th* 232,038	**91** Pa*	**92** U* 238,03	**93** Np*	**94** Pu*	**95** Am*	**96** Cm*	**97** Bk*	**98** Cf*	**99** Es*	**100** Fm*	**101** Md*	**102** No*	**103** Lr*

Die LOSCHMIDTsche Konstante bezieht sich also nur auf *Gase*, nicht aber auf feste Körper oder Flüssigkeiten. Man kann aber eine Zahl angeben, die vom *Aggregatzustand unabhängig* ist, wenn man die LOSCHMIDTsche Konstante auf 1 Mol bzw. 1 Kilomol umrechnet. Dabei überlege man sich, wie oft die in 1 m^3 enthaltene Masse (d. i. die Dichte des betreffenden Stoffes) in der molaren Masse enthalten ist, und multipliziere dann mit dem Zahlenwert der LOSCHMIDTschen Konstanten. Für Sauerstoff, dessen Dichte bei 0 °C und 1013,25 mbar 1,44 kg/m^3 beträgt, erhält man beispielsweise mit gerundeten Zahlen

$$\frac{32\ \text{kg/kmol}}{1{,}44\ \text{kg/m}^3} \cdot 27 \cdot 10^{24}\ {}^1/\text{m}^3 = 6 \cdot 10^{26}\ \text{Moleküle/kmol}.$$

Zu Ehren AVOGADROS nennt man diese Größe die **Avogadrosche Konstante**

$$N_A = 6{,}022 \cdot 10^{26}\ {}^1/\text{kmol} \tag{1}$$

Sie gibt damit die Antwort auf die vorhin noch offengebliebene Frage, wieviel Atome bzw. Moleküle in der molaren Masse bzw. einem Kilomol eines *beliebigen*, chemisch einheitlichen Stoffes enthalten sind. Ihr Zahlenwert ist unabhängig davon, ob der vorliegende Stoff aus Atomen oder Molekülen besteht, und unabhängig von seinem Aggregatzustand oder anderen physikalischen Umständen.
Dividiert man diese Konstante durch die jeweilige molare Masse $m_{mol} = M_r$ kg/mol, so ergibt sich die in 1 kg des betreffenden Stoffes enthaltene Anzahl von Teilchen. In einer beliebigen gegebenen Masse m sind demnach

$$N = \frac{mN_A}{m_{mol}} \tag{2}$$

Atome bzw. Moleküle enthalten.

Beispiel: Wieviel Atome enthalten 0,3 g Radium? – Wegen der relativen Atommasse $A_r = 226$ ergibt sich

$$N = \frac{mN_A}{m_{mol}} = \frac{0{,}0003\ \text{kg} \cdot 6{,}022 \cdot 10^{26}/\text{kmol}}{226\ \text{kg/kmol}} = 8 \cdot 10^{20}$$

Der hier genannte Wert von N_A ist der sogenannte „Kalkspatwert". Er ist der genaueste aller heute bekannten und wird aus der Dichte eines Kalkspatkristalls und den mittels Röntgenstrahlen gemessenen Atomabständen berechnet. Es gibt heute etwa ein Dutzend verschiedener, völlig voneinander unabhängiger Methoden zur Bestimmung der Konstanten N_A. Alle führen zum gleichen Ergebnis, so daß kein Zweifel an der Richtigkeit möglich ist. Man kann den schwierigen Versuch machen, sich die AVOGADROsche Konstante irgendwie zu veranschaulichen. Hätte z. B. jedes Atom die Größe eines Stecknadelkopfes von 1 mm Durchmesser, so würden die Atome eines Grammatoms Kupfer (63,546 g) den Hohlraum eines Würfels von 85 km Kantenlänge ausfüllen (Bild 3). Würde man diese auf 1 mm vergrößerten Atome wie auf einer Perlenschnur aneinanderreihen, so ergäbe sich die unvorstellbare Länge von 600 Billiarden Kilometern, das sind 600000 Lichtjahre. Von Lord KELVIN stammt folgendes Gedankenexperiment: Die Moleküle von 5 Mol Wasser, das sind 90,08 g, seien irgendwie markiert, so daß sie jederzeit wieder zu erkennen wären. Der Inhalt dieses

Wasserglases werde in den Ozean geschüttet, worauf sich alle Moleküle gleichmäßig über die sieben Weltmeere verteilen mögen. Schöpft man dann mit demselben Glas eine Probe aus dem Meerwasser, so sind immer noch 100 der markierten Teilchen darin enthalten!

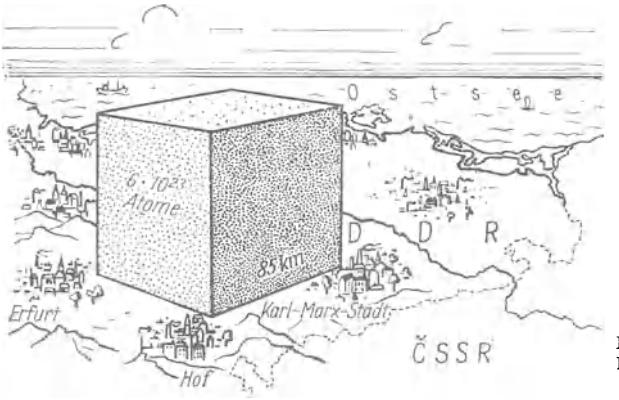


Bild 3
Die AVOGADROsche Konstante

1.4.1. Berechnung der absoluten Atommasse

Will man nun weiter wissen, wie groß die absolute Masse m_a eines einzelnen Atoms ist, braucht man nur noch die molare Masse durch die darin enthaltene Anzahl von Atomen zu dividieren. Schreibt man das in Form eines Bruches, so steht im Zähler A_r kg und im Nenner der Zahlenwert der AVOGADROschen Konstanten, d. h.

$$m_a = \frac{A_r \text{ kg}}{6{,}022 \cdot 10^{26}}$$

Mit dem in Gleichung (1) verwendeten Formelzeichen ist daher

(3) $$\boxed{m_a = \frac{m_{mol}}{N_A}}$$ **absolute Masse eines Atoms**

Greifen wir beiläufig das Kupfer heraus, so ergibt die Gleichung für ein Kupferatom die Masse

$$m_a = \frac{63{,}546 \text{ kg}}{6{,}022 \cdot 10^{26}} = 10{,}5 \cdot 10^{-26} \text{ kg}.$$

1.4.2. Berechnung des Atomdurchmessers

Um den Durchmesser eines Atoms abzuschätzen, überlegt man zunächst, wieviel Atome 1 m³ des betreffenden Stoffes enthält. Setzt man die Dichte ϱ als bekannt voraus, so gibt diese die Masse an, die 1 m³ enthält. Dividiert man diese wiederum durch die Masse *eines* Atoms $m_a = \frac{m_{mol}}{N_A}$, so muß sich die Anzahl der in einem Kubikmeter enthaltenen Atome ergeben. Somit findet sich:

(4) $$\boxed{N_V = \frac{\varrho N_A}{m_{mol}}}$$ **Anzahl der in 1 m³ enthaltenen Atome**

Nun kann man fürs erste annehmen, daß die Atome kugelförmig sind und sich in würfelförmiger Anordnung gegenseitig berühren (Bild 4). Dann ist das Volumen eines Atoms gleich $1/N_v$ und der Atomdurchmesser gleich der Kantenlänge eines einzelnen Würfels, den das Atom ausfüllt. Die Hälfte davon ist

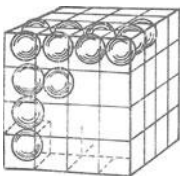


Bild 4
Zur Berechnung des Atomdurchmessers

(5) $$\boxed{r_a = \frac{1}{2}\sqrt[3]{\frac{m_{mol}}{\varrho N_A}}}$$ **Atomradius**

Obwohl diese Annahmen in Wirklichkeit nicht ganz zutreffen, liefert die Ausrechnung Zahlenwerte, die mit anderen Angaben gut übereinstimmen.

Beispiel: Für ein Kupferatom ($\varrho = 8900\ \mathrm{kg/m^3}$) ergibt sich der Radius zu

$$r_a = 0{,}5\sqrt[3]{\frac{63{,}546\ \mathrm{kg\ m^3}}{8900\ \mathrm{kg} \cdot 6{,}022 \cdot 10^{26}}} = 1{,}14 \cdot 10^{-10}\ \mathrm{m}.$$

Die Radien der übrigen Atome weichen nicht allzuviel davon ab (Bilder 5 und 6).

So kann man sich merken:

Der Radius der Atome liegt in der Größenordnung von 10^{-10} m.

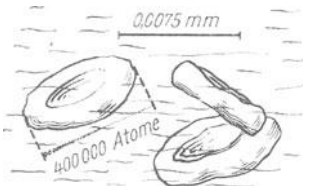


Bild 5. Auf den Durchmesser eines roten Blutkörperchens entfallen 400000 Atome

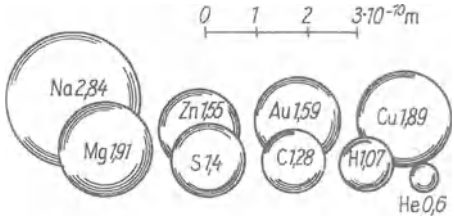


Bild 6. Durchmesser einiger Atome

1.5. Die Elektronen

Die AVOGADROsche Zahl hilft uns, sogleich noch einen Schritt weiter zu tun, und zwar in einer entscheidenden Frage, die das Wesen der Elektrizität betrifft. Es war schon früher bekannt, daß viele im Wasser lösliche Stoffe (Salze, Säuren, Basen) in elektrisch geladene Teilchen zerfallen, die letzten Endes die elektrische Leitfähigkeit des Wassers verursachen. Besonders FARADAY gelangte 1834 zu wichtigen Ergebnissen. Er nannte den in die Flüssigkeit getauchten Pluspol einer Spannungsquelle die **Anode**, den Minuspol die **Katode** und die im Wasser gelösten Teilchen **Ionen.**

Ionen sind elektrisch geladene Atome.

Der Grundvorgang der Elektrolyse besteht darin, daß die positiven Ionen zur Katode und die negativen zur Anode wandern und sich dort abscheiden. Ohne auf weitere Einzelheiten einzugehen, sei nur eines der **Faradayschen Gesetze** erwähnt. Es besagt, daß zur elektro-

lytischen Abscheidung von 1 Kilomol eines chemisch einwertigen Elementes eine ganz bestimmte Elektrizitätsmenge notwendig ist.

$$\boxed{F = 9{,}6487 \cdot 10^7 \text{ As/kmol}} \quad \textbf{Faradaysche Konstante}$$

Da die Ionen zwei- oder mehrwertiger Stoffe mehrfach elektrisch geladen sind, benötigen diese auch ein entsprechendes Vielfaches dieser Elektrizitätsmenge. Beispielsweise wird zur Abscheidung der molaren Masse (S. 17) des einwertigen Silbers, d. s. $\frac{A_r \text{ kg}}{\text{kmol}} = \frac{107{,}87 \text{ kg}}{\text{kmol}}$, die Elektrizitätsmenge $9{,}65 \cdot 10^7$ As benötigt, dagegen für die molare Masse von 2wertigem Kupfer, d. s. $\frac{63{,}55 \text{ kg}}{\text{kmol}}$, die doppelte Ladung, d. h. $2 \cdot 9{,}65 \cdot 10^7$ As $= 19{,}30 \cdot 10^7$ As.

Wenn wir nun wissen wollen, welche Elektrizitätsmenge e ein einzelnes Ion bei sich trägt, so haben wir nur zu überlegen, wieviel Ionen, d. h. elektrisch geladene Atome, in diesem Kilomol enthalten sind. Das ist wieder die AVOGADROsche Konstante N_A. Auf diese Weise ergibt sich:

$$\boxed{e = \frac{F}{N_A}} \quad \textbf{elektrische Elementarladung}$$

Rechnerisch finden wir somit

$$e = \frac{9{,}6487 \cdot 10^7 \text{ As} \cdot \text{kmol}}{6{,}022 \cdot 10^{26} \text{ kmol}} = 1{,}602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$$

Es besteht heute aller Grund zu der Annahme, daß dies die kleinste in der Natur vorkommende Elektrizitätsmenge ist.

Dieser Gedanke drängte sich besonders beim Studium der **Katodenstrahlen** auf. Wenn nämlich ein mit zwei Elektroden versehenes Glasrohr weitgehend luftleer gepumpt wird, dann tritt nach Anlegen einer hohen elektrischen Spannung eine Strahlung auf, die selbst unsichtbar ist, andere Stoffe aber zum Leuchten anregt. Zunächst glaubte ihr Entdecker HITTORF (1869) noch an rätselhafte „Strahlen des Glimmens" oder einen „vierten Aggregatzustand der Materie". Weitere Forschungen ergaben jedoch (LENARD, 1898), daß es sich

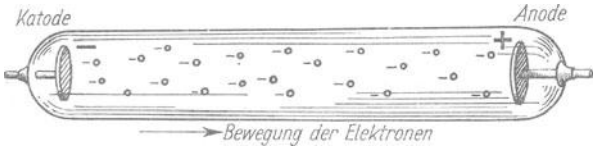


Bild 7. Katodenstrahlen

um freie negative Elektrizitätsteilchen handelte. Man nannte sie **Elektronen**. Sie fliegen in der Röhre geradlinig von der Katode zur Anode (Bild 7).

Um eigentliche Atome im bisherigen Sinne konnte es sich aber nicht handeln, da ihre Masse noch etwa 1836mal geringer ist als die des Wasserstoffatoms. In Einheiten der relativen Atommasse gerechnet, beträgt ihre Masse daher $\frac{1{,}008}{1836} = 0{,}000549$.

Elektronen sind die Träger der kleinsten negativen Elektrizitätsmenge.

Ihre absolute Masse errechnet sich nach Gleichung (3) zu $m_e = \frac{0{,}000549}{6{,}022 \cdot 10^{26}} \text{ kg} = 9{,}1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$.

Tabelle 1: **Zahlenwerte des Elektrons**

Ladungsmenge (Elementarladung)	$e = 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ As
Ruhmasse	$m_e = 9{,}110 \cdot 10^{-31}$ kg
relative Atommasse	$A_r = 0{,}000\,549$
Klassischer Elektronenradius[1]	$r_e = 2{,}8 \cdot 10^{-15}$ m

1.6. Das Rutherfordsche Atommodell

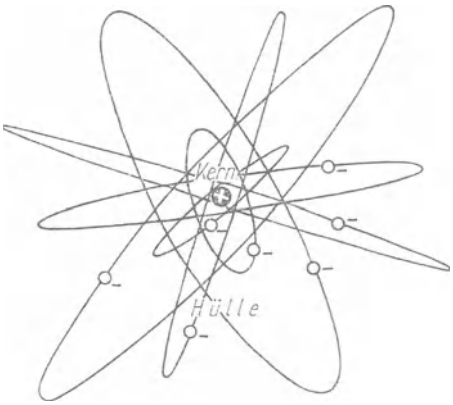


Bild 8. Atommodell mit Kern und angedeuteter Hülle

Bis zur Entdeckung des Elektrons war man mit der Annahme ausgekommen, die Atome seien massive, wenn nicht überhaupt völlig undurchdringliche kleine Kügelchen. Besonders die Eigenschaften der Gase schienen dies zu beweisen. Hier verhalten sich die Atome bzw. Moleküle wie harte elastische Kugeln, die bei ihrer gegenseitigen Bewegung fortgesetzt zusammenprallen und dabei vollkommen den Gesetzen des elastischen Stoßes folgen.
Dieser Ansicht stellten sich aber Beobachtungen entgegen, die 1891 zuerst von HEINRICH HERTZ gemacht wurden. Katodenstrahlen, also schnell bewegte Elektronen, können dünne Metallfolien durchdringen, müssen also imstande sein, das Innere von Atomen zu durchqueren. Sein Schüler LENARD kam durch genaueres Studium der dabei auftretenden Streuerscheinungen 1903 zu dem Ergebnis, daß jedes Atom aus einem sehr kleinen **Kern** bestehen müsse, der von einer ziemlich lockeren **Hülle** von Elektronen umgeben ist (Bild 8). In diesem Kern müßte die positive Ladung sitzen, die der negativen Ladung der Hülle das elektrische Gleichgewicht hält.
Weitere Klarheit über die innere Struktur der Atome brachte jedoch erst ein Ereignis, das eine ungeahnte Fülle neuartiger Erscheinungen ans Tageslicht brachte: die Entdeckung des Radiums und der radioaktiven Strahlen im Jahre 1898. Auch von anderen Seiten her kam in dieser Zeit der Jahrhundertwende viel Neues hinzu, das die bisherigen Kenntnisse von den Atomen gewaltig erweiterte. Die Atomistik wurde zur wohlausgebauten Atomtheorie. Als ihren Vater darf man wohl den englischen Physiker ERNEST RUTHERFORD (1871 bis 1937) ansehen (Bild 9).
1911 führten er und seine Schüler ähnliche Versuche durch wie LENARD, verwendeten dazu jedoch die von radioaktiven Stoffen ausgehenden α-Strahlen. Wir werden noch sehen (vgl. 8.2.), daß es sich hierbei um elektrisch positiv geladene

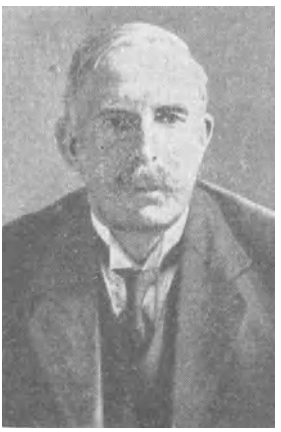


Bild 9. ERNEST RUTHERFORD (1871 bis 1937)

[1] Zur Berechnung von r_e wird willkürlich angenommen, daß das Elektron kugelförmig ist und die Ladung auf der Oberfläche verteilt ist. Die Größe von r_e konnte jedoch noch nicht experimentell nachgeprüft werden und ist daher kaum von praktischer Bedeutung

Geschosse von wesentlich größerer Durchschlagskraft handelt. Auch hier erwies sich, daß das Atom zum größten Teil leer ist. Die Messungen ergaben einen Kerndurchmesser in der Größenordnung von 10^{-15} m.
Auf Grund der inzwischen gefundenen weiteren Einzelheiten errechnet sich:

(6) $$\boxed{r_K = 1{,}4 \cdot 10^{-15} \sqrt[3]{A_r}}$$ **Radius eines Atomkerns** (in m)

wobei A_r die relative Atommasse ist.
Nahezu die gesamte Masse des Atoms ist in diesem winzigen Kern konzentriert. Eine einfache Rechnung ergibt dann, daß die Dichte der Kernmasse den unvorstellbar großen

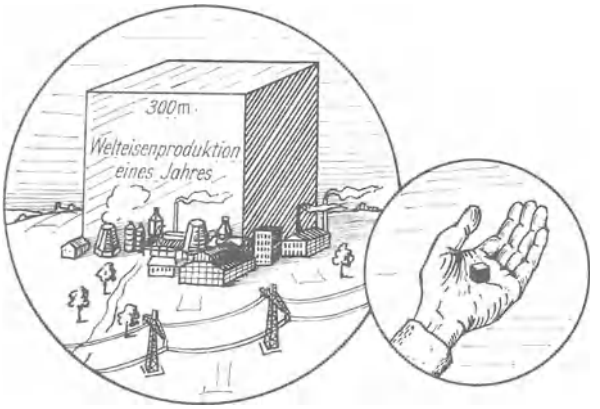


Bild 10. Die Dichte der Kernmasse
Ein Kubikzentimeter reiner Kernmaterie hat die Masse der Welteisenerzeugung eines Jahres

Wert von etwa $2 \cdot 10^{17}$ kg/m³ haben muß. Das sind 200 Millionen Tonnen je Kubikzentimeter! Ein mit reiner Kernmasse gefüllter Würfel von 1 cm Kantenlänge würde so viel wiegen wie die jährliche Eisenerzeugung der ganzen Welt (Bild 10).
RUTHERFORD fand weiterhin, daß der Atomkern positiv geladen ist, und entdeckte vor allem die wichtige Tatsache, daß die Anzahl der positiven Kernladungen mit der Ordnungszahl des betreffenden Elementes im Periodensystem identisch ist.

Die Ordnungszahl eines Elementes im Periodensystem ist gleich der Anzahl der positiven Elementarladungen im Kern.

Die dem Periodensystem innewohnende Gesetzmäßigkeit erwies sich damit aufs engste mit dem Atombau verbunden.
Jedoch nur in besonderen Fällen (als Ionen) begegnen uns Atome im elektrisch geladenen Zustand. Wenn sie sonst nach außen hin als elektrisch neutrale Gebilde erscheinen, dann muß die Zahl der positiven Kernladungen durch eine gleich große Zahl von negativen Elektronen ausgeglichen werden. RUTHERFORD stellte sich dies so vor, daß die Elektronen den Atomkern in beträchtlichem Abstand umkreisen. Die Fliehkraft und die Kraft der elektrostatischen Anziehung halten sich dabei das Gleichgewicht. So sieht das RUTHERFORDsche Atommodell wie ein kleines Sonnensystem aus, dessen Planeten das Zentralgestirn umkreisen müssen, damit sie nicht, der Schwerkraft folgend, nach innen stürzen.

Die Zahl der Elektronen in der Hülle des neutralen Atoms ist gleich der Kernladungszahl.

Man kann versuchen, sich von den Größenverhältnissen ein Bild zu machen. Angenommen, der Kern habe den Durchmesser einer Erbse. Dann würden die Elektronen (ebenfalls von Erbsengröße) in einem Abstand von einem viertel Kilometer zu finden sein (Bild 11). Das Planetenmodell mag ein wenig unwirklich erscheinen, es verträgt sich nur schwer mit dem sonstigen Verhalten der Atome, die z. B. in einem Gas wie vollkommen elastische Kugeln aneinanderprallen, mit der Undurchdringlichkeit und Härte fester Körper, ihrer Formbeständigkeit usw. Es darf aber nicht übersehen werden, daß wir es hier lediglich mit einem **Modell** zu tun haben. Es hat nur die Aufgabe, eine bestimmte Gruppe von Einzelerfahrungen miteinander in Einklang zu bringen. Hier handelt es sich um eine theoretische Versuchskonstruktion, die nicht mit dem wirklichen „Aussehen" verwechselt werden darf, das sich einer mechanistischen Darstellungsweise grundsätzlich entzieht (s. S. 42). Welche Wandlung das Atommodell in der Folgezeit erfahren hat, werden wir noch kennenlernen.

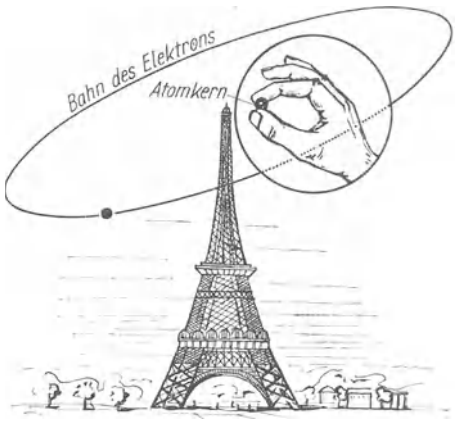


Bild 11. Größenvergleich zwischen Kern und Atom
Kern = Größe einer Erbse

1.7. Die Zusammensetzung des Atomkerns

Aus seinen weiteren Untersuchungen folgerte RUTHERFORD, daß der Atomkern selbst ebenfalls kein massives Gebilde sein kann. Da der Kern stets positiv geladen ist, nahm er an, jeder Kern sei aus einzelnen, gleich schweren Elementarteilchen zusammengesetzt, aus sogenannten **Protonen.**

Das Proton ist ein Masseteilchen der relativen Atommasse 1,00728 und trägt eine positive Elementarladung von $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ As.

Weil aber bei allen Atomen mit Ausnahme des Wasserstoffs ($A_r \approx 1$) die Atommasse stets größer ist als die Ordnungszahl (Kernladungszahl), mußte RUTHERFORD annehmen, daß ein Teil der Kernprotonen durch Elektronen neutralisiert wird. Der Heliumkern, dessen Atommasse rund 4 beträgt, sollte demnach aus 4 Protonen und 2 Elektronen bestehen. Das ergibt dann eine Kernladung von 2 positiven Einheiten. Erst viel später, im Jahre 1932, wurde von CHADWICK das **Neutron** entdeckt.

Das Neutron ist ein elektrisch neutrales Masseteilchen der relativen Atommasse 1,00867.

Das RUTHERFORDsche Modell ist demnach insofern abzuändern, als der Kern keine Elektronen enthält, sondern lediglich aus Protonen und Neutronen besteht.

Der Atomkern besteht aus Protonen und Neutronen, die man unter der gemeinsamen Bezeichnung „Nukleonen" zusammenfaßt.

Um nun kurz und schematisch rechnen zu können, bezeichnet man die im Kern enthaltene Anzahl von Nukleonen als seine **Massenzahl** A. In vielen Fällen ist sie gleich der auf die nächste ganze Zahl gerundeten relativen Atommasse.

Die Massenzahl A gibt die Gesamtzahl der im Kern enthaltenen Nukleonen an.

Beispiel: Der Kern des Lithiumatoms enthält, da $A = 7$, ebenfalls 7 Nukleonen, davon 3 Protonen und 4 Neutronen.

Für die Zusammensetzung eines Atomkerns gilt also die abkürzende Formel

$$\boxed{A = Z + N}$$

Massenzahl = Zahl der Protonen + Zahl der Neutronen.

Wenn auch das RUTHERFORDsche Modell noch gar nichts darüber aussagt, in welcher Weise die Elektronen in der Atomhülle verteilt sind, können wir uns auf Grund des bisher Gehörten immerhin ein schematisches Bild entwerfen, wie die Atome der einzelnen Elemente etwa aufgebaut sein könnten (Bild 12).

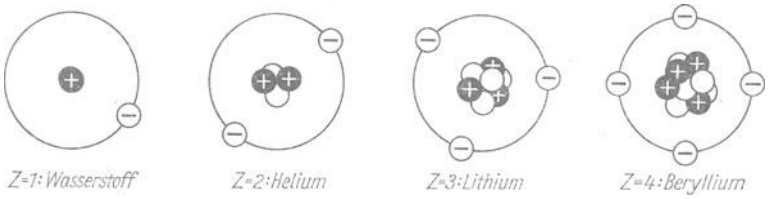


Bild 12. Einfachste Atommodelle (leere Kreise = Neutronen, schwarze Kreise = Protonen)

2. Atomphysikalisch wichtige Gesetze

2.1. Einige mechanische Größen

2.1.1. Der Impuls

Der Impuls eines Körpers (auch Bewegungsgröße genannt) ist das Produkt aus seiner Masse mit seiner Geschwindigkeit:

(7) $\boxed{p = mv}$ **Impuls**

Beispiel: Eine kleine Kugel habe die Masse von 0,003 kg und bewege sich mit einer Geschwindigkeit von 5 m/s gleichförmig geradeaus. Sie hat dann einen Impuls von

$$p = 0{,}003\,\text{kg} \cdot 5\,\text{m/s} = 0{,}015\,\text{kgm/s} \quad \text{(Bild 13)}$$

Bild 13. Impuls eines Geschosses

Man denke sich nun einen leicht beweglichen Wagen, auf dem eine kleine Kanone stehen soll. In dem Augenblick, da sie abgefeuert wird und das Geschoß sich in Bewegung setzt, rollt der Wagen in entgegengesetzter Richtung davon. Es ist die allbekannte Wirkung des „Rückstoßes". Untersucht man den Vorgang genauer, so findet man den Impuls des Geschosses $m_1 v_1$ und des Wagens (einschließlich Kanone) $m_2 v_2$ gleich groß, nur von entgegengesetzter Richtung (Bild 14). Das relativ leichte Geschoß bewegt sich sehr schnell, dafür bewegt sich die große Masse des Wagens mit der Kanone ziemlich langsam nach rückwärts.

Für den gesamten Vorgang gilt also die Gleichung $m_1v_1 = -m_2v_2$ oder, was dasselbe ist: $m_1v_1 + m_2v_2 = 0$. Vor dem Abschuß waren Kanone und Geschoß in Ruhe, der Gesamtimpuls des Systems war gleich Null. Nach der Trennung beider Körper ist der Gesamtimpuls ebenfalls gleich Null, hat sich also während des ganzen Vorgangs nicht geändert. Dies ist der Inhalt des

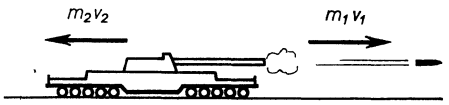


Bild 14. Zum Satz von der Erhaltung des Impulses

Satzes von der Erhaltung des Impulses:
Der Gesamtimpuls eines abgeschlossenen Systems bleibt immer konstant.

Der Ausdruck „abgeschlossenes System" soll besagen, daß auf das betrachtete System von außen her keine Einwirkung erfolgt.

2.1.2. Der Drehimpuls

Der Drehimpuls (auch Drall genannt) bezieht sich im Gegensatz zum Impuls mv auf einen Körper, der entweder auf einer Kreisbahn umläuft oder um seine eigene Achse rotiert. Im ersten Fall spricht man vom **Bahndrehimpuls** p_l, im zweiten vom **Eigendrehimpuls** p_φ, der bei Elementarteilchen auch **Spin** genannt wird.
In jedem Fall aber tritt an Stelle der Masse m das Massenträgheitsmoment J des Körpers, während die lineare Geschwindigkeit v durch die Winkelgeschwindigkeit ω zu ersetzen ist. Damit gilt:

(8) $\boxed{p_\varphi = J\omega}$ **Eigendrehimpuls**

Bekanntlich hängt das Trägheitsmoment J eines Körpers vollkommen von seiner geometrischen Gestalt und der Lage der Drehachse ab und muß von Fall zu Fall errechnet werden. Wir werden uns vor allem mit dem Drehimpuls des Elektrons zu befassen haben. Dieses kann man als einen Massenpunkt betrachten, der im Abstand r um den Kern läuft (Bild 15). Für einen Massenpunkt gilt bekanntlich $J = mr^2$, so daß sich ergibt:

(9) $\boxed{p_l = mr^2\omega}$ **Bahndrehimpuls eines Elektrons**

Denken wir uns das Elektron als eine kleine Kugel, so kann diese auch wie ein Kreisel um ihre eigene Achse rotieren (Bild 16).

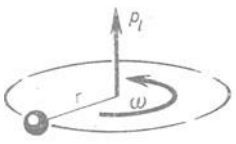


Bild 15. Bahndrehimpuls

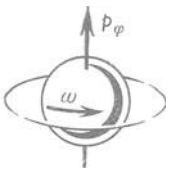


Bild 16. Eigendrehimpuls

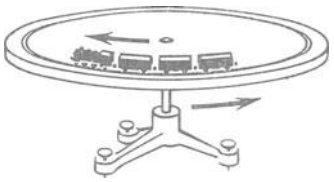


Bild 17. Zum Satz von der Erhaltung des Drehimpulses

Um auf das Vorhandensein und die Größe des Eigendrehimpulses, d. h. also Elektronenspins, schließen zu können, muß man aber von anderen Anhaltspunkten und Beobachtungen ausgehen, von denen noch die Rede sein wird (vgl. 5.3.).
Wir hatten bereits den Satz von der Erhaltung des Impulses erwähnt. Für den Drehimpuls gilt ein ganz entsprechendes Gesetz. Angenommen, eine Spielzeugeisenbahn stehe auf einer leichtbeweglichen Drehscheibe (Bild 17). Beide Gegenstände sind also in Ruhe. Setzt sich

jetzt der Zug in Bewegung, so beginnt sich im gleichen Augenblick die Scheibe rückwärts zu drehen. Sobald der Zug stehenbleibt, hört auch die Bewegung der Scheibe wieder auf. Jeder Änderung des Drehimpulses des Zuges entspricht eine gleich große Änderung des Drehimpulses seiner Fahrbahn. Das gilt auch dann, wenn die Drehscheibe festgehalten wird. In diesem Fall überträgt sich der entgegengesetzte Drehimpuls auf die gesamte Erde. Es gilt also auch der

Satz von der Erhaltung des Drehimpulses:
Der Gesamtdrehimpuls eines abgeschlossenen Systems bleibt immer konstant.

2.1.3. Die mechanische Energie

Energie ist das Vermögen eines Körpers, Arbeit zu verrichten. Heben wir eine Last vom Gewicht G auf die Höhe h (Bild 18), so gilt am Ende des Vorganges:

(10) $\boxed{W_{pot} = Gh}$ **potentielle Energie** (Energie der Lage)

Beispiel: Um einen 1 kp = 9,81 N (Newton) schweren Körper einen Meter hochzuheben, hat man die Arbeit 1 Nm zu verrichten. Man kann dafür auch sagen, der Körper hat in bezug auf den Erdboden die potentielle Energie von 1 Nm = 1 J.

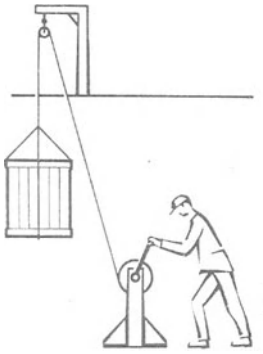


Bild 18
Potentielle Energie

Bild 19
Kinetische Energie

Anstelle des früher viel verwendeten Kilopondmeter (kpm) gilt heute als gesetzliche Einheit für Arbeit und Energie das **Joule** (J) oder die **Wattsekunde** (Ws).

Es ist also

$$1 \text{ kpm} = 9{,}81 \text{ J oder Ws}$$
$$1 \text{ J} = 1 \text{ kg m}^2/\text{s}^2.$$

Befindet sich dagegen ein Gegenstand in Bewegung, wie etwa ein fallender Stein (Bild 19), so hat er eine andere Form der mechanischen Energie, und zwar:

(11) $\boxed{W_{kin} = \frac{mv^2}{2}}$ **kinetische Energie** (Bewegungsenergie)

Nicht nur dieser fallende Stein, überhaupt jeder in Bewegung befindliche Körper hat kinetische Energie. Diese darf aber nicht mit dem Impuls verwechselt werden. Der Impuls mv kennzeichnet nur den Bewegungs**zustand**, während die kinetische Energie die Arbeit darstellt, die in dem bewegten Gegenstand gleichsam aufgespeichert ist.

Beispiel: Die in 2.1.1. betrachtete 0,003 kg schwere Kugel hat bei der Geschwindigkeit 5 m/s eine kinetische Energie von $\frac{0{,}003\ \text{kg} \cdot 25\ \text{m}^2}{2\text{s}^2} = 0{,}0375\ \text{kg m}^2/\text{s}^2$, wofür man auch kurz $3{,}75 \cdot 10^{-2}$ J oder Ws schreibt.

2.1.4. Einheiten der Energie

Die gesetzliche Einheit für die Arbeit bzw. Energie ist die **Wattsekunde** (1 Ws = 1 kg m²/s²). Speziell in der Atomphysik bevorzugt man jedoch das **Elektronenvolt** (eV). Um zu verstehen, was damit gemeint ist, denken wir an eine völlig luftleer gepumpte Röhre mit zwei Elektroden, zwischen denen eine Spannung von 1 Volt bestehen möge (Bild 20). Wenn von der Katode Elektronen ausgehen, werden sie von der positiven Anode angezogen, wobei sie den Raum mit **beschleunigter** Bewegung durcheilen. Sie werden also mit einer bestimmten Endgeschwindigkeit gegen die Anode prallen. In diesem Augenblick hat jedes Elektron die Energie 1 eV.

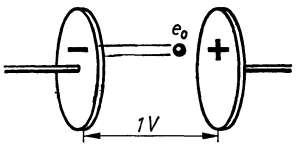


Bild 20. Elektronenvolt

1 Elektronenvolt (eV) ist der Energiegewinn eines Elektrons, das die Spannung von 1 Volt ungehindert durchlaufen hat.
1 MeV = 1 Million eV (10^6 eV).

Beträgt die Anodenspannung z. B. 50000 Volt, so hat jedes Elektron am Ende seiner Bewegung die Energie 50000 eV. Die Beziehung zwischen dem Elektronenvolt und der Wattsekunde ist leicht hergestellt. Da nämlich ein Elektron die Ladung von $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ As trägt (Tabelle 1), ist 1 eV = $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ As · 1 V = $1{,}602 \cdot 10^{-19}$ Ws.

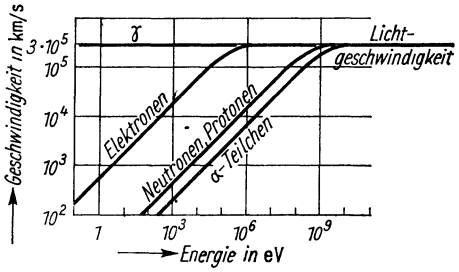


Bild 21. Beziehung zwischen Bewegungsenergie (in eV) und Geschwindigkeit (in km/s) verschiedener Teilchen
(Den vollen Betrag der Lichtgeschwindigkeit konnen die Teilchen nicht erreichen!)

Aus der damit in Wattsekunden gegebenen Energie kann wiederum nach Formel (11) die Geschwindigkeit des Teilchens berechnet werden. Den Zusammenhang beider Größen vermitteln die Kurven auf Bild 21. Hier ist die in 2.2. dargelegte relativistische Massenzunahme bereits berücksichtigt.
Zur bequemen Umrechnung der verschiedenen Einheiten kann man sich der nachstehenden Tabelle bedienen.

Tabelle 2: **Umrechnung von Energiemaßen**

	J(Ws)	eV	kpm	erg	cal	kWh
1 J(Ws)	1	$6{,}24 \cdot 10^{18}$	0,102	10^7	0,239	$2{,}78 \cdot 10^{-7}$
1 eV	$1{,}6 \cdot 10^{-19}$	1	$1{,}63 \cdot 10^{-20}$	$1{,}6 \cdot 10^{-12}$	$3{,}83 \cdot 10^{-20}$	$4{,}45 \cdot 10^{-26}$
1 kpm	9,81	$6{,}12 \cdot 10^{19}$	1	$9{,}81 \cdot 10^7$	2,34	$2{,}72 \cdot 10^{-6}$
1 erg	10^{-7}	$6{,}24 \cdot 10^{11}$	$1{,}02 \cdot 10^{-8}$	1	$2{,}39 \cdot 10^{-8}$	$2{,}78 \cdot 10^{-14}$
1 cal	4,19	$2{,}61 \cdot 10^{19}$	0,427	$4{,}19 \cdot 10^7$	1	$1{,}16 \cdot 10^{-6}$
1 kg Steinkohle	$3{,}34 \cdot 10^7$	$2{,}1 \cdot 10^{26}$	$3{,}4 \cdot 10^6$	$3{,}34 \cdot 10^{14}$	$8 \cdot 10^6$	9,28

2.1.5. Die Wirkung

Die ganze Atomphysik wird von einer eigentümlichen Größe beherrscht, die den Nichtfachmann durchaus fremdartig anmutet. Es ist die **Wirkung.** Dem Techniker ist der Begriff „Leistung" geläufig. Er weiß, daß Leistung $= \frac{\text{Arbeit}}{\text{Zeit}}$ oder, da die Arbeit mit der Energie dimensionsgleich ist, Leistung $= \frac{\text{Energie}}{\text{Zeit}}$. Die Wirkung aber ist das Produkt Energie $\times$ $\times$ Zeit. Der Techniker wüßte nicht, was er mit der Wirkung, diesem merkwürdigen Produkt aus der Arbeit und der Zeit, in der sie verrichtet wurde, rechnerisch anfangen sollte.
Während also die Leistung die Maßeinheit Watt hat, hat die Wirkung die Maßeinheit Watt · Sekunde², wofür man auch kg m²/s schreiben kann. Für den Drehimpuls (9) $mr^2\omega$ aber ergibt sich ebenfalls kg m²/s.

Drehimpuls und Wirkung sind von gleicher Dimension.

Doch eine noch engere Beziehung verbindet diese beiden Größen. Die Wirkung läßt sich nämlich als das Produkt **Impuls · zurückgelegter Weg** auffassen, also mvs. Insbesondere für den auf der Kreisbahn umlaufenden Körper, wie das kreisende Elektron, gilt dann:

Wirkung = Impuls · Kreisweg.

Für eine Umdrehung ist der Kreisweg $s = 2\pi r$. Damit ergibt sich für die Wirkung $mv \cdot 2\pi r$ oder (wegen $v = r\omega$):

(12) $\boxed{2\pi\, mr^2\omega}$ **Wirkung des umlaufenden Elektrons**

Vergleicht man diesen Ausdruck mit dem für den Bahndrehimpuls (9) des Elektrons, so erkennt man unmittelbar, daß die Wirkung des umlaufenden Elektrons gleich dem 2π-fachen des Bahndrehimpulses ist.

2.2. Die Relativität der Masse

Das sichtbare Licht gehört zur großen Gesellschaft der elektromagnetischen Wellen. Rundfunk-, Ultrakurz- und Radarwellen, die Wärmestrahlung, das sichtbare und unsichtbare Licht und die Röntgenstrahlung sind ihrem Wesen nach alle ein und dasselbe. Sie breiten sich im luftleeren Raum mit der gleichen Geschwindigkeit aus:

(13) **Lichtgeschwindigkeit im Vakuum** $c = 299\,792$ km/s $= 2{,}997\,92 \cdot 10^8$ m/s

Was sie allein unterscheidet, ist ihre Wellenlänge λ bzw. ihre Frequenz ν. Für alle Arten elektromagnetischer Wellen gilt das Gesetz

$$\lambda \nu = c \tag{14}$$

Mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c hat es aber noch eine besondere Bewandtnis. Sie ist eine der absoluten Naturkonstanten, die für den allgemeinen Aufbau der Materie im gesamten Weltall fundamentale Bedeutung haben. Die umfassende Rolle der Größe c erkannt zu haben, ist vor allem das Verdienst von ALBERT EINSTEIN (Bild 22). Seiner **speziellen Relativitätstheorie** (1905) liegt u. a. der inzwischen durch astronomische Beobachtungen und Experimente bestätigte Gedanke zugrunde, daß die Vakuumlichtgeschwindigkeit die oberste Grenze angibt, mit der sich ein materieller Körper überhaupt bewegen kann.

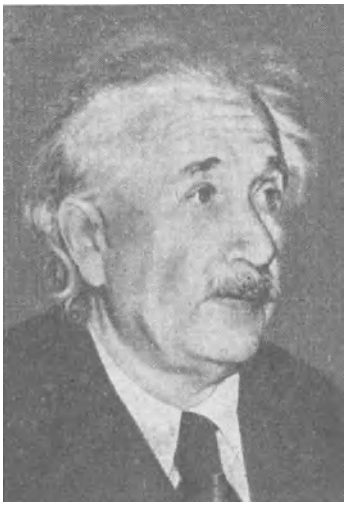


Bild 22. ALBERT EINSTEIN (1879 bis 1955)

Es ist nicht schwierig, einem Geschoß die Geschwindigkeit von einigen Tausend m/s zu erteilen und Elektronen auf Tausende von km/s zu beschleunigen. Je mehr sich aber die Geschwindigkeit des Körpers derjenigen des Lichtes nähert, um so mehr Widerstand setzt seine Masse jedem Versuch entgegen, ihn noch stärker zu beschleunigen. Seine Masse wird immer größer. Der Körper wird immer träger, wie ein Auto, das sich mit Annäherung an seine Spitzengeschwindigkeit immer schwieriger beschleunigen läßt. Der Unterschied besteht jedoch darin, daß die Ursache beim Auto lediglich in der begrenzten Leistung der Maschine liegt. Aber auch die schnellste Weltraumrakete könnte niemals an die Lichtgeschwindigkeit herankommen, und zwar nicht aus technischen, sondern aus physikalischen Gründen. Ihre Masse würde, gigantisch anwachsend, zuletzt so groß werden, daß auch bei größter Antriebsleistung jede weitere Beschleunigung unmöglich wird.

Kein physikalischer Körper kann die Vakuumlichtgeschwindigkeit erreichen.

Diese **relativistische Massenzunahme** bleibt im täglichen Leben und bei gewöhnlichen technischen Vorgängen allerdings unbemerkt, sie macht sich erst bei sehr großen Geschwindigkeiten bemerkbar. Beim Betrieb der großen modernen Teilchenbeschleuniger tritt sie bereits sehr störend in Erscheinung.

Man muß daher zwischen der **Ruhmasse** m_0 und der **Impulsmasse** m eines Körpers unterscheiden, die der Körper im bewegten Zustand hat. Der Zusammenhang ist gegeben durch die Formel

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \tag{15}$$

v Geschwindigkeit des Körpers
c Lichtgeschwindigkeit im Vakuum

Für schnell bewegte **Elektronen** ergibt die Ausrechnung folgende Werte:

Tabelle 3: **Relativistische Massenzunahme von Elektronen**

Geschwindigkeit in m/s	Energie in MeV	m/m_0
$1{,}872 \cdot 10^7$	0,001	1,002
$5{,}847 \cdot 10^7$	0,01	1,020
$1{,}682 \cdot 10^8$	0,1	1,196
$2{,}821 \cdot 10^8$	1	2,957
$2{,}994 \cdot 10^8$	10	20,58

2.3. Strahlungsquanten

Ehe man an die Frage herangehen kann, wieso ein Atom fähig ist, Lichtwellen auszusenden muß man erst das allgemeine Gesetz kennen, nach dem ein Körper Strahlung abgibt. Dabei zeigt sich zunächst, daß jeder feste Körper infolge der je nach seiner Temperatur mehr oder weniger intensiven Schwingungen seiner kleinsten Teilchen ein Gemisch der verschiedensten Wellenlängen aussendet. Je stärker wir ein Stück Eisen erhitzen, desto intensiver wird seine Wärmestrahlung, und wenn es zu glühen beginnt, strahlt es in zunehmendem Maße auch sichtbares Licht aus. Bei jeder Temperatur liegt eine ganz bestimmte Verteilung der Wellenlängen vor, die sich messen und graphisch darstellen läßt. Bild 23 zeigt einige Strahlungskurven des „Schwarzen Körpers"[1]. Man sieht hier, daß bei 1000 °C das Maximum der abgestrahlten Energie bei einer Wellenlänge von 2,4 μm liegt. Nur ein schmaler Kurvenabschnitt am linken Ende stellt sichtbares Licht dar.

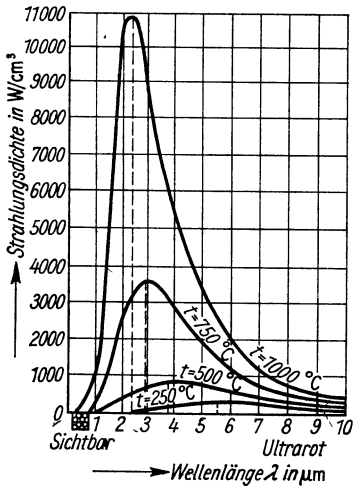


Bild 23
Strahlungskurven des Schwarzen Körpers

Dieses Gesetz der Temperaturstrahlung auch theoretisch herzuleiten, war um die Jahrhundertwende eifriges Bemühen der Physiker. Es wurden auch Formeln gefunden, die aber nicht die richtige Strahlungskurve ergaben. Vor allem zeigten sie nicht die charakteristische, oben geschlossene Glockenform, sondern verliefen, von links oder rechts her aufsteigend, nach oben hin ins Unendliche. Rechenfehler waren jedoch nicht festzustellen.

Die Lösung dieses Rätsels gelang im Jahre 1900 MAX PLANCK (Bild 24) durch Aufstellung einer Strahlungsformel, die den empirischen Kurvenverlauf für jede beliebige Temperatur exakt wiedergab. In ihr sind die Formeln seiner Vorgänger als Sonderfälle mit enthalten. Er ging ebenso wie sie von dem Gedanken aus, daß die Strahlung von „linearen Oszillatoren", d. h. atomaren, schwingenden Gebilden einfachster Gestalt, erzeugt wird. Jeder Oszillator schwingt dabei mit einer ganz bestimmten Frequenz, wie ein winziges Pendel. Ein Pendel läßt sich aber schwächer oder stärker anstoßen, man kann ihm jeden beliebigen Energie-

[1] Hierunter versteht man einen Körper, der im Vergleich zu allen anderen bei gleicher Temperatur am stärksten abstrahlt

betrag mitteilen. Jede, auch die feinste Energieabstufung ist denkbar.
Das umwälzend Neue in PLANCKS Gedankengang war jedoch, daß jeder dieser Oszillatoren nur ganzzahlige Vielfache einer bestimmten Mindestmenge von Energie enthalten darf. Die kleinste Energiemenge, die jeweils in Frage kommt, nennt man ein **Elementarquantum** oder kurz ein **Quant.**

Quanten sind die kleinsten und unteilbaren, in einem schwingenden System oder einer Strahlung von bestimmter Frequenz enthaltenen Energiemengen.

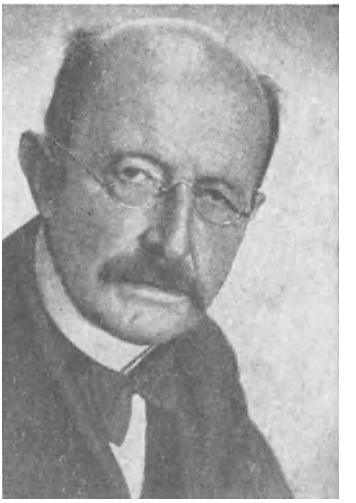


Bild 24. MAX PLANCK (1858 bis 1947)

Wenn hier gesagt wird „nur ganzzahlige Vielfache", dann heißt das: Ein Oszillator kann entweder gar kein Quant enthalten (dann steht er still, und seine Energie ist gleich Null) oder genau 1 Quant oder genau 2 usw., niemals aber Bruchteile davon. PLANCK hat mit Hilfe seiner Strahlungsformel auch den genauen Wert eines solchen Quants berechnet. Er ergab sich als Produkt aus einer konstanten Größe h und der Frequenz f der betrachteten Strahlung:

(16) $\boxed{W = hf}$ **Elementares Energiequantum**

Da die Einheit der Energie die Wattsekunde ist und $^1/s$ die der Frequenz ν, muß die Konstante h die Einheit Watt · Sekunde² haben, d. h. diejenige einer Wirkung:

(17) $\boxed{h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}\ \mathrm{Ws^2}}$ **Planckschés Wirkungsquantum**

Sie stellt die kleinste in der Natur vorkommende Wirkung dar, gleichsam das Atom der Wirkung.

Beispiel: Die Wellenlänge des gelben Lichtes einer Natriumflamme ist $\lambda = 589{,}3$ nm. Die Frequenz ist nach (14) $f = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^8\ \mathrm{m}}{589 \cdot 10^{-9}\ \mathrm{m \cdot s}} = 5{,}09 \cdot 10^{14}\ ^1/s$, und damit hat ein Quant dieser Strahlung die Energie $W = hf = 6{,}626 \cdot 10^{-34}\ \mathrm{W \cdot s^2} \cdot 5{,}09 \cdot 10^{14}\ ^1/s = 33{,}7 \cdot 10^{-20}$ Ws. Noch kleinere Energiemengen dieser Frequenz gibt es nicht.

Wir haben bisher einige der kleinsten Bausteine des Stofflichen und der Elektrizität kennengelernt. Durch PLANCK erfuhr die Welt, daß auch die Energie und die Wirkung nur in winzig kleinen und unteilbaren Quantitäten existieren.
In der uns unmittelbar zugänglichen Umgebung, d. h. in der Makrophysik, ist vom Vorhandensein einzelner diskreter Quanten nichts zu bemerken. Sie sind so winzig, daß sie erst im Bereich der Atome wirksam werden. Hier aber bestimmen sie das Geschehen in so durchgreifender Weise, daß erst seit ihrer Entdeckung von einer Atomphysik im eigentlichen Sinne gesprochen werden kann. So war das Jahr 1900 nicht nur der Übergang in ein neues Jahrhundert, es bedeutete auch einen Wendepunkt in der Physik, die Geburtsstunde der Quantenmechanik.

Der Unterschied zwischen gewöhnlicher und quantenmechanischer Betrachtungsweise sei an folgenden Beispielen grob demonstriert. Drehen wir an dem Aufziehknopf einer Taschenuhr, so fühlt man, daß der Mechanismus nur eine quantenhafte Energiezufuhr gestattet. Ähnlich sorgt die kleine Sperrklinke einer Winde dafür, daß die zu hebende Last potentielle Energie nur portionsweise aufnimmt (Bild 25). Schließlich kann man auch an das bekannte

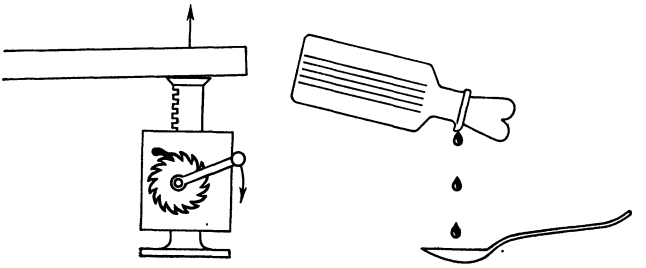


Bild 25
Zwei grobmechanische Beispiele fur quantenhafte Vorgänge: Sperrklinke und Tropffläschchen

Tropffläschchen denken, das die Medizin nur in genau vorgeschriebenen Teilmengen abgibt; jeder Tropfen – ein „Quant".
Und dennoch gibt es ein Beispiel, wo wir die Wirkung einzelner Quanten selbst beobachten können. Der sowjetische Physiker WAWILOW hat mittels besonderer Vorkehrungen die Lichtempfindlichkeit des menschlichen Auges untersucht. Er fand, daß die Netzhaut in der Lage ist, im äußersten Fall das Aufblitzen einzelner Lichtquanten wahrzunehmen.

2.4. Der lichtelektrische Effekt

Bis zur Aufstellung der Quantentheorie galt uneingeschränkt die Annahme, das Licht sei eine reine Wellenerscheinung, ein den Raum durcheilender Schwingungsvorgang. Ziemlich zwanglos konnte man die Wellen des Lichtes mit den Wellen vergleichen, die auf der Oberfläche eines Teiches dahinlaufen, in den man einen Stein hineinwirft. Die wichtigsten Grunderscheinungen des Lichtes, seine Reflexion, Brechung und Beugung, lassen sich mühelos an Hand der Wellenvorstellung begreiflich machen und sogar mit Hilfe von Wasserwellen in anschaulichster Weise nachahmen. Die alte **Emissionstheorie Newtons**, nach der man sich das Licht als einzeln dahinfliegende Teilchen vorstellte, schien damit endgültig überholt zu sein. Die **Wellentheorie von Huygens** hatte offensichtlich den Sieg davongetragen.
Mit dem Nachweis der quantenhaften Beschaffenheit des Lichtes entstand aber eine ganz neue Situation und ließ die Frage auftauchen, ob es doch nicht besser sei, die Wellentheorie wieder fallenzulassen und zur alten Teilchen- oder Korpuskulartheorie zurückzukehren. Hierüber kann jedoch nicht gedankliche Spekulation, sondern einzig und allein das physikalische Experiment entscheiden. Das erste Phänomen dieser Art war der 1887 entdeckte **Hallwachs-Effekt**, der sich in verschiedener Weise demonstrieren läßt. Recht einfach ist die folgende. Auf ein Elektroskop setzt man eine amalgamierte Zinkplatte und lädt das Instrument mit einem geriebenen Hartgummistab negativ elektrisch auf. Bei guter Isolation bleibt der abgelenkte Zeiger ruhig stehen. Bestrahlt man jetzt die Platte mit dem kräftigen Licht einer Bogenlampe, so geht der Zeiger zusehends zurück und zeigt an, daß das Instrument seine elektrische Ladung rasch verliert (Bild 26). Man kann nachweisen, daß unter dem Einfluß der Lichtstrahlung massenhaft Elektronen die Metallplatte verlassen.
Die weitere Untersuchung brachte das wichtige Ergebnis, daß die Energie dieser **Photoelektronen** nicht von der Intensität des Lichtes, sondern allein von seiner Frequenz abhängt.

Dies führte EINSTEIN zu einer ebenso einfachen wie einleuchtenden Erklärung: Das Licht besteht aus einzelnen Korpuskeln, den sogenannten **Photonen**. Ein jedes führt die Energie $W = hf$ mit sich, d. h. eben den Betrag eines Strahlungsquants, den MAX PLANCK kurz zuvor berechnet hatte (S. 33).

Stößt dieses Photon gegen ein lose gebundenes Elektron des Metallatoms, so kann die Energie gerade ausreichen, das Elektron aus seiner Bindung zu befreien, d. h. das Atom zu ionisieren (Bild 27).

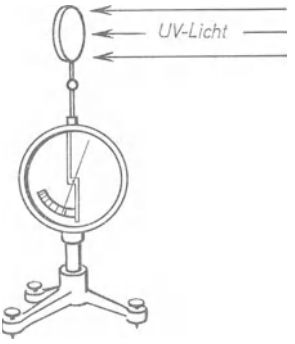


Bild 26. HALLWACHS-Effekt

Photoeffekt:
Die Befreiung von Elektronen aus ihrer atomaren Bindung auf Kosten der Energie eines Photons

Das Photon hat demnach zwei Energiebeträge zu decken: erstens denjenigen Betrag, der zur Ablösung des Elektrons notwendig ist, d. h., um das Atom zu ionisieren, und zweitens die kinetische Energie des auf diese Weise befreiten und davonfliegenden Elektrons. Es besteht mithin die Gleichung

Energie des Photons = Austrittsarbeit + kinet. Energie des Photoelektrons.

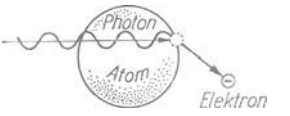


Bild 27. Photoeffekt

Der photoelektrische Effekt kann also niemals zustande kommen, wenn die Energie $h\nu$ des Photons kleiner ist als die Austrittsarbeit des Elektrons. Ob das Elektron aus einem bestimmten Metall befreit wird oder nicht, hängt ganz von der Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes ab. Ist sie zu groß, d. h. seine Frequenz zu klein, so gelingt der Versuch nicht, mag die Intensität des Lichtes auch noch so groß sein. Umgekehrt beginnt die Emission von Photoelektronen auch bei schwächstem Licht sofort, wenn nur seine Frequenz groß genug ist. Diese Stoßwirkung der Lichtquanten ist nur dann zu verstehen, wenn man annimmt, daß sie korpuskulare Eigenschaften haben und mithin Masseteilchen darstellen. Daß der photoelektrische Effekt inzwischen die größte technische Bedeutung (z. B. in der Photozelle) erlangt hat, sei nur nebenbei erwähnt.

2.5. Der Compton-Effekt

Ebenso zwingend führt ein zweites Experiment zur korpuskularen Auffassung des Lichtes. Wenn man Röntgenstrahlen von bestimmter Wellenlänge gegen einen Kristall lenkt, so werden sie nach verschiedenen Richtungen abgelenkt oder, wie man auch sagt, gestreut. Die Streuung selbst läßt sich mit der wellenmäßigen Auffassung ohne weiteres erklären, nicht aber die merkwürdige Tatsache, daß die Frequenz der **Streustrahlung** gegenüber der einfallenden geringer ist. Die Frequenzverminderung ist gleichbedeutend mit einer Vergrößerung der Wellenlänge und hängt dabei nur vom Streuwinkel ϑ, nicht aber von der Wellenlänge λ selbst ab. Die Änderung der Wellenlänge $\Delta\lambda$ liegt in der Größenordnung von 10^{-12} m. Daher kommt es, daß der COMPTON-Effekt auf Lichtwellen, die in der Größenordnung von 10^{-7} m liegen, keinerlei praktischen Einfluß hat. Erst bei Röntgen- und γ-Strahlen, deren Wellenlänge mit dem Betrag von $\Delta\lambda$ vergleichbar ist, macht er sich bemerkbar.

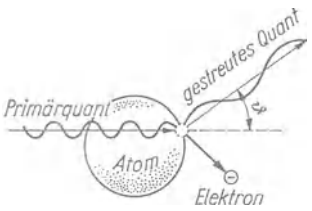


Bild 28. COMPTON-Effekt

Ohne näher auf die experimentellen und mathematischen Einzelheiten einzugehen, sei zugleich die einzig mögliche Erklärung des **Compton-Effektes** gegeben. Das Röntgenquant enthält die Energie $W = hf$ und stellt zugleich ein kleines Teilchen, ein Photon, dar. Wie eine Billardkugel stößt es gegen eines der im Atom enthaltenen Elektronen, wirft dieses zur Seite und wird dabei selbst seitlich abgelenkt (Bild 28). Dabei büßt es einen Energiebetrag ein, der um so größer ist, je mehr es von seiner ursprünglichen Richtung abweicht. Der Energieverlust äußert sich in einer Verringerung der Frequenz, so daß die Energie nach dem Stoß nur noch $W' = hf'$ beträgt. Der fehlende Betrag geht auf das **Rückstoßelektron** über.

Compton-Effekt:
Stoß eines Lichtquants gegen ein Elektron, wobei das Photon unter Verringerung seiner Frequenz seitlich gestreut wird und das Rückstoßelektron den fehlenden Energiebetrag aufnimmt.

Das gestreute Strahlungsquant ändert dabei seine Wellenlänge um den Betrag

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c}(1 - \cos\vartheta).$$

2.6. Die Masse der Lichtquanten

Aus den zuletzt geschilderten Sachverhalten geht hervor, daß die Photonen zweifellos eine bestimmte Masse haben müssen. Einen weiteren Beweis hierfür erbrachte der russische Physiker LEBEDEW, der im Jahre 1901 mit großer experimenteller Kunst die Existenz des **Lichtdruckes** nachweisen konnte. Mit kaum spürbarer Kraft wird eine mit Licht bestrahlte, leicht bewegliche Platte zur Seite bewegt, als werde sie von einem Hagel kleiner Masseteilchen getroffen.

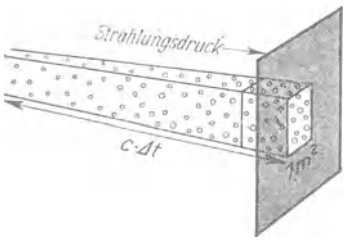


Bild 29
Zur Berechnung des Strahlungsdruckes

Nimmt man ein würfelförmiges Volumen von 1 m³ an, das n Lichtquanten enthält, so gibt das eine „Energiedichte" von nhf. Ihre Maßeinheit Ws/m³ können wir auch schreiben als $\frac{\text{Ws}}{\text{m}^3} = \text{N/m}^2$.

Die Einheit der Kraft ist 1 N (Newton) = 1 kgm/s²; die Einheit der Energie ist 1 Ws = 1 Nm. Der Quotient aus Kraft und Fläche bedeutet aber nichts anderes als den „Strahlungsdruck", der auf die Endfläche des gedachten Würfels wirkt. Er wird dadurch verursacht, daß in der Zeit Δt soviel Photonen gegen die Fläche treffen, wie in dem prismatischen Raum von der Länge $c\Delta t$ vor dem Aufprall enthalten sind (Bild 29). Das sind $nc\Delta t$ Photonen. Jedes hat den Impuls mc, so daß der Gesamtimpuls aller dieser Teilchen $nmc^2\Delta t$ ist. Im Fall restloser Absorption wird dieser Impuls vollständig auf die Fläche übertragen. Da nach dem Grundgesetz der Dynamik die Kraft gleich der zeitlichen Änderung des Impulses ist, erhält man die gegen die Endfläche wirkende Kraft, indem man den Gesamtimpuls durch die Zeit Δt dividiert. Der entstehende Ausdruck nmc^2 ist aber zugleich auch der Strahlungsdruck, da wir

hier die Fläche 1 m² angenommen haben. Mit der soeben genannten Energiedichte ist dann $nmc^2 = nhf$ oder $mc^2 = hf$. Hieraus erhält man

(18) $$\boxed{m = \frac{hf}{c^2}}$$ **Masse eines Lichtquants**

Nun haben wir aber bereits erfahren (vgl. 2.2.), daß ein mit Lichtgeschwindigkeit bewegter Körper eine unendlich große Masse haben müßte. Wir erhalten dieses Resultat sofort, wenn wir im Nenner von Formel (15) $v = c$ setzen, wodurch dieser den Wert Null annimmt. Dies kann aber bei Photonen unmöglich zutreffen. Vielmehr hat das Photon die Masse, die sich soeben aus der Formel (18) ergab. Der Widerspruch läßt sich nur dadurch beheben, daß man annimmt:

Die Ruhmasse des Photons ist gleich Null.

Damit nehmen die Photonen unter allen anderen Elementarteilchen eine Sonderstellung ein. Während Elektronen, Protonen und die meisten der noch zu behandelnden Teilchen auch im Ruhezustand eine ganz bestimmte Masse haben, existieren Photonen im Ruhezustand nicht. Wir kennen sie nur als mit Lichtgeschwindigkeit dahinrasende Partikeln. Im Gegensatz hierzu wird es niemals gelingen, die anderen Teilchen auf diese Geschwindigkeit zu bringen.

2.7. Die Beziehung zwischen Masse und Energie

Die letzte Gl. (18) bekommt jedoch ein besonderes Gewicht, wenn man gemäß Gl. (16) $h\nu$ durch W ersetzt und $m = \frac{W}{c^2}$ schreibt oder

(19) $$\boxed{W = mc^2}$$ **Energie = Masse · Quadrat der Lichtgeschwindigkeit.**

Dieser Zusammenhang ergibt sich übrigens auch aus der speziellen Relativitätstheorie ALBERT EINSTEINS (1905).

Es mag so aussehen, als sei dies nur eine theoretische Formel ohne besonderen praktischen Wert. Aber sie ist von ungeheurer Bedeutung. Wenn man zunächst annehmen könnte, sie beziehe sich nur auf die Verhältnisse von Lichtquanten, so hat sich später gezeigt, daß man sie praktisch vorbehaltlos auf jede beliebige Masse anwenden kann. Sie besagt nicht weniger als die theoretische Möglichkeit, auszurechnen, welcher Energiebetrag W einer bestimmten Masse m entspricht. Aber nicht nur das: Wir wissen heute, daß man nach Maßgabe dieser Formel Masse in Energie umwandeln kann. Der Ausdruck „umwandeln" ist jedoch insofern unkorrekt, als die frei werdende Energie die ihr entsprechende Masse immer noch mit sich führt.

Jede Masse ist stets mit einem bestimmten Energiebetrag verknüpft und umgekehrt.

Die Formel (19) enthält keinerlei Hinweis auf einen besonderen Stoff. Es ist auch nicht nötig; denn 1 Gramm Sand oder 1 Gramm Eisen stellen ebenso 1 Gramm Masse dar wie 1 Gramm Wasser. Damit ist der modernen Atomtechnik das verlockende Ziel gesteckt, beliebige Energiemengen aus überall greifbarer Masse frei zu machen. Vorläufig ist man noch an einige Stoffe gebunden, aus denen man wenigstens zum geringen Teil Energie gewinnen kann. Dies ist letzten Endes die physikalische Grundlage aller Atomkraftwerke.

Beispiel: Es soll berechnet werden, welche Energiemenge bei der restlosen Umwandlung von 1 Gramm Substanz erscheinen muß. Nach (19) ist

$$W = mc^2 = 0{,}001\ \text{kg}\,(3 \cdot 10^8)^2\ \text{m}^2/\text{s}^2 = 9 \cdot 10^{13}\ \text{Ws}.$$

Nach der Umrechnungstabelle S. 30 ergeben sich hiernach $9 \cdot 10^{13} \cdot 2{,}78 \cdot 10^{-7}$ kWh = 25 Millionen Kilowattstunden.

Mit der Entdeckung der Masse-Energie-Beziehung war der physikalische Beweis erbracht, daß auch die Energie materieller Natur ist. Masse und Energie erweisen sich vom allgemeinen Standpunkt aus lediglich als zwei verschiedene Eigenschaften der an sich unvergänglichen Materie. Wohl gibt es, wie wir noch sehen werden, Vorgänge, bei denen die Masse kleiner Teilchen teilweise (S. 102) oder gar ganz (S. 127) verschwindet. Immer aber tritt dafür ein bestimmter Gegenwert von Energie in Erscheinung, die wiederum die scheinbar verschwundene Masse nach Gl. (19) in sich trägt.

3. Der Dualismus Welle – Korpuskel

3.1. Der Dualismus des Lichtes

Ziehen wir eine vorläufige Bilanz, so stehen wir vor der Tatsache, daß es eine Reihe von Erscheinungen (Brechung, Beugung, Polarisation) gibt, die sich nur mit Hilfe der Wellentheorie befriedigend erklären lassen. Zugleich zwingen andere Vorgänge (Photo- und COMPTON-Effekt) zu der Annahme der Korpuskulartheorie. So müssen wir notgedrungen beide als richtig anerkennen und, ohne Rücksicht darauf, ob wir uns darunter etwas vorstellen können oder nicht, sagen:

Das Licht ist sowohl korpuskularer Natur als auch gleichzeitig eine Wellenerscheinung.

Dieser Satz ist insofern neuartig, als er zwei Tatsachen zugleich anerkennt, von denen man in der „klassischen Physik" glaubte, daß sie sich gegenseitig ausschließen müßten. In ihm kommt der Doppelcharakter, der **Dualismus des Lichtes**, zum Ausdruck.

3.2. Die Materiewellen

Der so merkwürdige, anschaulich nicht darstellbare Dualismus Welle – Korpuskel ist jedoch nicht auf das Licht und die anderen elektromagnetischen Strahlungen allein beschränkt. Es hat sich vielmehr herausgestellt, daß es sich hier um einen charakteristischen Grundzug aller stofflichen Teilchen handelt.

Um dies zu erläutern, greifen wir noch einmal Gl. (18) auf, mit der man die Masse eines Lichtquantes berechnet: $m = \frac{hf}{c^2}$. Dabei hatten wir bereits bemerkt, daß seine Masse im Ruhezustand gleich Null ist. Im bewegten Zustand hat das Lichtteilchen jedoch einen Impuls wie jedes andere Korpuskel. Wir erhalten ihn durch beiderseitiges Multiplizieren von Gl. (18) mit c, d. h., $p = mc = \frac{hf}{c}$ oder, wegen des bekannten Zusammenhangs $f = \frac{c}{\lambda}$ von Frequenz f und Wellenlänge λ,

$$p = \frac{h}{\lambda}. \tag{20}$$

Was die menschliche Vorstellungskraft nicht vermag, vollzieht diese einfache Gleichung, indem sie Wellen- und Teilcheneigenschaft des Lichtes in einfachster Weise verschmilzt. Gl. (20) beseitigt aber nicht allein den Widerspruch zwischen der Wellen- und Teilchentheorie des Lichtes, sondern sie läßt sich sinngemäß auch auf alle anderen Teilchen, wie Elektronen, Protonen, Neutronen usw., übertragen. Das erkannt und exakt nachgewiesen zu haben, ist das Verdienst des Franzosen LOUIS DE BROGLIE (1924).

Bewegte Korpuskeln können auch als eine Wellenerscheinung behandelt werden.

Wird die Geschwindigkeit der Teilchen, die ja im allgemeinen viel geringer als die des Lichtes ist, mit v bezeichnet, so geht aus Gl. (20) ohne alle Umwege

(21) $$\boxed{\lambda = \frac{h}{mv}}$$ **Materie- (de-Broglie-) Wellenlänge eines Korpuskels**

hervor.

Die Materie- (de-Broglie-) Wellenlänge eines Korpuskels ist gleich dem Quotienten aus dem Wirkungsquantum h und seinem Impuls p.

Erst drei Jahre nachdem DE BROGLIE seine Gl. (21) aufgestellt hatte, wurde der experimentelle Beweis dafür erbracht, daß Elektronen bei der Reflexion an Kristallflächen sich genau wie Wellen verhalten. Sie werden ebenso abgebeugt wie Röntgenstrahlen. Es sei auch an das bekannte Elektronenmikroskop erinnert, das an Stelle von Licht schnell bewegte Elektronen zur vergrößerten Abbildung von Mikroobjekten benutzt. Das folgende Beispiel zeigt, daß die Wellenlänge der Elektronen je nach Energie um mehrere Größenordnungen kleiner als die des Lichtes ist, was ein weit höheres Auflösungsvermögen und dementsprechend stärkere Vergrößerungen liefert.

Beispiel: Es sei die DE-BROGLIE-Wellenlänge eines Elektrons von 0,1 MeV berechnet. In Tabelle 3, S. 32, findet man die Geschwindigkeit $v = 1{,}682 \cdot 10^8$ m/s und die Masse $m = 1{,}196\, m_0$. Danach erhält man

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{6{,}626 \cdot 10^{-34}\ \mathrm{Ws^2}}{1{,}682 \cdot 10^8\ \mathrm{m/s} \cdot 1{,}196 \cdot 9{,}1 \cdot 10^{-31}\ \mathrm{kg}} = 3{,}62 \cdot 10^{-12}\ \mathrm{m}.$$

Die mittlere Wellenlänge des sichtbaren Lichtes ist dagegen $5{,}5 \cdot 10^{-7}$ m.

3.3. Die Unschärfebeziehung

Wie man dennoch zu einem einigermaßen verständlichen Kompromiß zwischen beiden Vorstellungsweisen kommt, können wir uns am Beispiel der Beugung einfarbigen, parallelen Lichtes klarmachen, das durch einen engen Spalt auf einen Schirm fällt (Bild 30). Auf dem Schirm entsteht ein System von hellen und dunklen Streifen als Ergebnis der gegenseitigen Überlagerung der Lichtwellen (Interferenzstreifen). Greifen wir z. B. irgendeines der seitlich abgebeugten Strahlenbündel heraus, das durch die Strahlen *1* und *2* begrenzt ist, so hat der

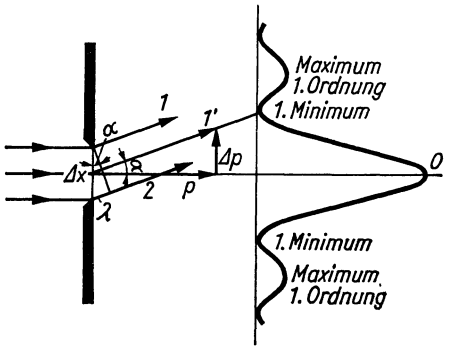


Bild 30. Beugung des Lichtes am einfachen Spalt

in der Mitte liegende Strahl *1'* gegenüber Strahl *1* bis zum Bildschirm S einen Wegunterschied von $\frac{\lambda}{2}$, womit sich *1* und *1'* gegenseitig auslöschen. Denken wir uns einen weiteren Strahl, der ein wenig unterhalb von *1* verläuft, so können wir uns auch einen dicht unterhalb von *1'* laufenden Strahl vorstellen, so daß sich auch dieses Strahlenpaar auslöscht. So hat jeder Strahl in der oberen Hälfte einen entsprechenden Partner in der unteren Hälfte, womit auch das ganze Strahlenbündel durch Interferenz ausgelöscht wird. Auf dem Schirm entsteht dort eine dunkle Zone, das 1. Minimum. Die geometrischen Verhältnisse liefern mit der Spaltbreite Δx die Beziehung

$$\Delta x = \frac{\lambda}{\sin\alpha}. \tag{22}$$

Betrachtet man dagegen ein stärker abgebeugtes Bündel, so wird die gegenseitige Verschiebung der Wellen so groß, daß sie sich nicht schwächen, sondern verstärken. Es entsteht eine helle Zone auf dem Schirm, ein Maximum 1. Ordnung. Indem man zu immer größeren Beugungswinkeln übergeht, gelangt man dann zu einer ganzen Anzahl abwechselnd heller und dunkler Interferenzstreifen, je nachdem, ob die Verschiebung der Wellenzüge ein geradzahliges oder ungeradzahliges Vielfaches von einer halben Wellenlänge beträgt.
Das Auftreten von Interferenzstreifen erschien einst als der unumstößliche Beweis für die Wellennatur des Lichtes. Wie aber läßt sich der experimentelle Befund mit der Korpuskulartheorie deuten? Hält man sich an den reinen Sachverhalt, dann ist es so, als ob die Teilchen beim Passieren des Spaltes einen seitlich gerichteten Stoß, d. h. einen Impuls erhalten, um dann wie eine sich immer mehr zerstreuende Garbe von Geschossen nach allen möglichen Richtungen auseinanderzufliegen. Der größte Teil von ihnen gelangt in das Gebiet zwischen den ersten beiden Interferenzminima auf den Schirm. Da auch noch größere Ablenkungen vorkommen, kann man in erster Näherung annehmen, daß zu dem ursprünglich geradeaus gerichteten Impuls p ein mittlerer, seitlich gerichteter Impuls Δp hinzukommt. Beide addieren sich als gerichtete Größen vektoriell zum Gesamtimpuls. Das gibt nach Bild 30 zusammen mit Gl. (22) den Zusammenhang[1]

$$\sin\alpha = \frac{\Delta p}{p} = \frac{\lambda}{\Delta x} \quad \text{oder auch} \quad \Delta x\,\Delta p = \lambda p.$$

Nach der DE BROGLIEschen Gleichung (21) ist aber $\lambda p = h$, und es ergibt sich:

$$\boxed{\Delta x \cdot \Delta p = h}^{2} \tag{23}$$

Heisenbergsche Unschärfebeziehung

Diese im Jahre 1928 von WERNER HEISENBERG entdeckte, auch häufig „Unbestimmtheitsrelation" genannte Gleichung besagt in Worten:

Aufenthaltsort und Impuls eines Teilchens können nicht gleichzeitig mit beliebiger Genauigkeit bestimmt werden.

---

[1] Eigentlich gilt die Beziehung $\frac{\Delta p}{p} = \tan\alpha$; wegen der Kleinheit der hier vorkommenden Winkel kann aber auch $\sin\alpha$ gesetzt werden

[2] Exaktere Berechnungen liefern $\Delta x \cdot \Delta p = \hbar = \frac{h}{2\pi}$, was aber bei grundsätzlichen Überlegungen nur von untergeordneter Bedeutung ist

Irgendwelche Ursachen, etwa mechanischer Art, für dieses Verhalten lassen sich nicht angeben. Hier zeigt sich vielmehr ein tiefgreifender Wesenszug aller physikalischen Mikroobjekte. Die Größe h stellt eine absolute Schranke dar, die bei irgendwelchen Aussagen über die Lage oder den Impuls bzw. die Geschwindigkeit eines Teilchens nicht überschritten werden kann. Wir werden das am Beispiel des Atombaus noch in sehr drastischer Weise erkennen.

Auf unser Beugungsexperiment angewendet, bedeutet die Beziehung: Je kleiner man die Spaltbreite Δx macht (d. h., je genauer man die Anfangslage des Teilchens eingrenzen will), desto größer wird zwangsläufig die mittlere seitliche Abweichung (d. h., desto ungenauer ist die Geschwindigkeit nach Betrag und Richtung), da ja das Produkt beider Größen konstant bleiben muß.

In einer etwas anderen Ausdrucksweise pflegt man auch zu sagen, Aufenthaltsort und Impuls seien zueinander *komplementär*. Ein anderes, in diesem Sinne komplementäres Größenpaar sind auch Energie W und Zeit t, da das Produkt ihrer Maßeinheiten (Ws · s) ebenfalls die Maßeinheit der Wirkung (Ws^2) ist. So besteht die Unschärfebeziehung noch in der zweiten Form

(24) $$\boxed{\Delta W \cdot \Delta t = h}$$

3.4. Wahrscheinlichkeitswellen

Fassen wir das bisher Gesagte zusammen, so gelingt die Deutung der Interferenzerscheinungen unter Zugrundelegung der korpuskularen Natur der Strahlungen in folgender Weise. Dabei nehmen wir vorerst an, der auffallende Lichtstrom sei außerordentlich schwach, so daß im Zeitmittel nur ganz vereinzelte Photonen auf den Schirm treffen, wo ein photographischer Film höchster Empfindlichkeit befestigt sei. Was sich hier zeigen würde, entspräche durchaus dem Teilchencharakter der Strahlung. Auf dem Film erscheinen in ziemlich regelloser Weise einzelne Punkte. Ihre örtliche Verteilung läßt keinerlei Gesetzmäßigkeiten erkennen (Bild 31 b). Erst nach längerer Belichtungszeit stellt sich heraus, daß sich die Punkte an gewissen Stellen bevorzugt ansammeln, andere Stellen dagegen gemieden werden (Bild 31 c). Erst wenn genügend Teilchen angekommen sind, treten die Interferenzstreifen deutlich hervor (Bild 31 a).

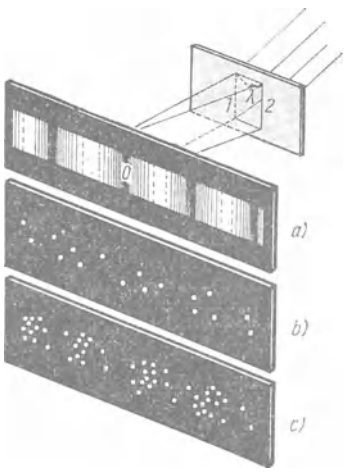


Bild 31. Interferenz nach der Wellen- und Korpuskeltheorie

Das Interferenzbild kommt also durch das Zusammenwirken zahlloser einzelner Teilchen zustande. Welchen Weg ein einzelnes Teilchen beschreiben wird, kann auf Grund der Unschärfebeziehung unmöglich vorausgesagt werden. Aber mit ziemlicher Sicherheit läßt sich angeben, wie sich eine Milliarde Teilchen auf dem Schirm verteilen werden. Der Wellenlänge kommt demnach nur ein rein statistischer Charakter zu. Die Korpuskeln verhalten und verteilen sich so, als ob sie Bestandteile einer Welle wären.

Die Licht- und Materiewellen geben die im Zeitmittel stattfindende Verteilung der Korpuskeln an.

Es geht hier zu wie bei einem Würfelspiel. Welche Seite eines mathematisch genau gearbeiteten Würfels nach oben zeigen wird, kann man vorher niemals wissen. Wohl aber wird man feststellen, daß bei insgesamt 6000 Würfen beispielsweise die Zahl 4 etwa tausendmal erscheinen wird, weil kein Grund für die Bevorzugung einer der 6 Flächen besteht. Aber gerade hieraus läßt sich ein Schluß für den einzelnen Wurf ziehen. Man sagt einfach: Die Wahrscheinlichkeit, eine 4 zu würfeln, ist gleich $1/6 \approx 0{,}167$ oder, was das gleiche ist, bei je 6 Würfen wird wahrscheinlich einmal die Zahl 4 erscheinen. Das braucht natürlich nicht einzutreten; es kann durchaus der Fall sein, daß man etwa 20mal nacheinander wirft, ohne Glück zu haben. Je größer die Zahl der Versuche, desto mehr wird man aber dem wahrscheinlichen Wert im Durchschnitt näherkommen.

Ebenso steht es mit den Teilchen des Lichtes. Sie bewegen sich nicht etwa in Wellenform, etwa so, wie die Luftteilchen als Träger der Schallwellen funktionieren. Die Wellen existieren vielmehr als ein mathematisches Verteilungsgesetz, das wohl für die Gesamtheit einer ungeheueren Zahl von Teilchen gilt, beim einzelnen Teilchen jedoch versagen muß. Ihre Amplitude gibt an, wie groß die Wahrscheinlichkeit dafür ist, an dem betreffenden Punkt ein Teilchen vorzufinden. Wo die Amplitude Null ist, kann auch kein Teilchen hingelangen. Da die Aufenthaltswahrscheinlichkeit nur positiv, die Amplitude aber positiv oder negativ sein kann, definiert man:

> **Das Amplitudenquadrat der Materiewellen gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, in dem betreffenden Punkt ein Korpuskel vorzufinden.**

Damit bleibt also die Teilcheneigenschaft der Strahlungsquanten voll erhalten. Dafür muß man allerdings darauf verzichten, die individuelle Bahn eines einzelnen dahinfliegenden Teilchens zu verfolgen. Nicht die Flugbahn läßt sich mathematisch beschreiben, wohl aber die Art und Weise, wie sich die Teilchen auf dem Schirm statistisch verteilen.

Diese Betrachtungsweise atomphysikalischer Vorgänge nennt man **Wellenmechanik**. Sie wird bei streng wissenschaftlicher Behandlung heute allgemein bevorzugt, und ihr sind auch alle wesentlichen Fortschritte auf diesem Gebiet in den letzten Jahrzehnten zu verdanken. Wegen des allerdings notwendigen umfangreichen mathematischen Rüstzeuges müssen wir aber in diesem Buch darauf verzichten und können nur gelegentlich darauf verweisen.

Die Elektronenhülle der Atome

4. Das Wasserstoffatom

4.1. Leuchtende Gase

Soll ein Atommodell mehr als nur eine ungefähre Vorstellung geben, so muß es auch die auffallendste Wesensäußerung des Atoms befriedigend erklären, die Emission des Lichtes. Wir sprachen im Abschnitt 1.5. schon von den Katodenstrahlen, d. h. schnell bewegten Elektronen. Wenn nun in der Entladungsröhre noch ein gewisser Rest von Gas vorhanden ist (etwa in der Größenordnung von 1 Torr), so erfüllt sich der ganze Raum mit einem mild strahlenden Licht. Jedes Gas leuchtet dabei mit einer charakteristischen Farbe.
Aufschlußreicher als das äußere Bild ist jedoch ein Blick in einen Spektralapparat. Durch einen feinen Spalt tritt das Licht in ein Prisma, wodurch es in seine einzelnen Wellenlängen zerlegt wird. Glühende feste Körper ergeben stets ein kontinuierliches Spektrum, das lückenlose Band der Regenbogenfarben. Leuchtende Gase aber zeigen nur einzelne diskrete **Spektrallinien**, deren Gesamtbild nicht minder farbenprächtig ist. Bei manchen Gasen sind nur wenige sichtbar, bei anderen Dutzende, beim Eisendampf gehen sie in die Hunderte. Jede Linie leuchtet in einer bestimmten Farbe und entspricht einer bestimmten Wellenlänge bzw. einer bestimmten Frequenz. Das Zustandekommen dieses Lichtes ist heute leicht zu deuten. Die der Anode zueilenden Elektronen prallen mit den Atomen bzw. Molekülen des Füllgases heftig zusammen und entfernen einzelne Elektronen von ihrem ursprünglichen Platz in der Atomhülle. Bei Rückkehr dieser Elektronen wird die frei werdende Energie in Form von Licht abgestrahlt. Hierbei betätigt sich also grundsätzlich nur die Atomhülle, und von dieser sind es auch nur die am weitesten außen liegenden **Leuchtelektronen**, die das Licht erzeugen.

4.2. Die Bohrschen Postulate

Das RUTHERFORDsche Atommodell läßt die Frage, in welcher Weise die Elektronen sich um den Atomkern gruppieren, noch völlig offen. Es liefert noch keinen Anhaltspunkt dafür, welcher Mechanismus die Emission des Lichtes bewirken könnte. Eine erste Antwort hierauf glückte im Jahre 1913 dem dänischen Physiker NIELS BOHR, der den Grundgedanken des RUTHERFORDschen Modells mit der Quantenvorstellung PLANCKS verknüpfte. An den Anfang seiner Theorie stellte er zwei Leitsätze, die **Bohrschen Postulate:**

1. Das Atom hat eine Anzahl stationärer, d. h. strahlungsloser Zustände. In jedem dieser Zustände hat es einen bestimmten Energiegehalt W_n.
2. Der Übergang von einem dieser Zustände W_n zu einem anderen W_m erfolgt sprunghaft unter Aufnahme bzw. Abgabe eines Lichtquants: **Quantensprung** (Bild 32).

Nach (16) hat das Lichtquant die Energie $W = hf$. Es gilt daher:

(25) $$\boxed{hf = W_m - W_n}$$ **Bohrsche Frequenzbedingung**

Das erste Postulat bedeutet einen vollständigen Bruch mit den bisherigen Vorstellungen; denn ein auf einer Kreisbahn umlaufendes Elektron müßte, da es dabei eine fortgesetzte Beschleunigung nach dem Mittelpunkt hin erfährt, wie jede andere beschleunigte elektrische Ladung elektromagnetische Wellen aussenden. Infolge des dabei entstehenden Energieverlustes müßte es schließlich in den Kern stürzen. Die Annahme solcher strahlungsfreier Bahnen steht im Widerspruch zu den Gesetzen der Elektrodynamik und läßt sich physikalisch nicht rechtfertigen. Allein der Erfolg des BOHRschen Modells kann als „Entschuldigung"

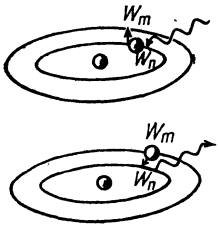


Bild 32
Aufnahme (Absorption) und Abgabe (Emission) eines Lichtquants im Wasserstoffatom

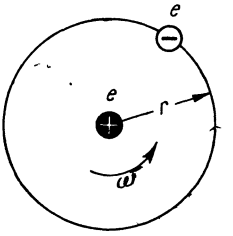


Bild 33
Wasserstoffatom

gelten. Ebenso ist es vom physikalischen Standpunkt aus nicht einzusehen, weshalb alle anderen außer diesen geheimnisvollen strahlungsfreien Bahnen verboten sein sollten. Erst in der neueren Wellenmechanik werden diese Widersprüche beseitigt.

Das BOHRsche Modell ist darum nur eine Hilfslösung. Sie hat aber den großen Vorzug, daß sie unserem angeborenen Trieb nach anschaulicher Vorstellung sehr weit entgegenkommt. Aber gerade die darin enthaltenen physikalischen Unmöglichkeiten weisen darauf hin, daß das Atom in Wirklichkeit doch anders beschaffen sein muß. Setzen wir uns einstweilen darüber hinweg und sehen zu, wie das Atom nach BOHR funktioniert.

Das Elektron kann also den Kern auf Bahnen von verschiedenen Radien umlaufen. Nimmt es von außen her Energie auf, so wird es auf eine kernfernere Bahn gehoben. Nach äußerst kurzer Zeit fällt es dann wieder, entweder direkt oder stufenweise, auf den **Grundzustand** zurück und gibt die überschüssige Energie als Strahlung ab. Jedem Sprung von einer Bahn auf eine tiefer gelegene entspricht genau die Emission eines Lichtquants.

Am übersichtlichsten müssen die Dinge von vornherein beim Wasserstoffatom liegen, da es nur ein einziges Elektron in der Hülle hat (Bild 33). Zwischen Kern und Elektron besteht zunächst die Kraft der elektrostatischen Anziehung, die sich nach dem COULOMBschen Gesetz ergibt:

(26) $$\boxed{F = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{e \cdot e}{r^2}}$$ **Anziehungskraft zweier Elementarladungen** ($\varepsilon_0 = 8{,}854 \cdot 10^{-12}$ As/Vm)

Damit das kreisende Elektron nicht in den Kern hineinfällt, muß die Fliehkraft $m_e r\omega^2$ gleich der elektrischen Anziehungskraft sein, so daß

$$m_e r\omega^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{e^2}{r^2} \tag{27}$$

ist. Diese Gleichung enthält die beiden Unbekannten r und ω. Um weiterrechnen zu können, braucht man noch eine zweite Gleichung.

4.3. Die Bahnradien des Wasserstoffatoms

Wir haben vorhin gesehen, wie PLANCK auf das Wirkungsquantum h gestoßen war. Wenn nun h die kleinste in der Natur vorkommende Wirkungsgröße darstellt, dann liegt es nahe, sie mit der Wirkung eines um den Kern laufenden Elektrons gleichzusetzen. Diese läßt sich nach (12) mit $2\pi m_e r^2\omega$ angeben. Wie PLANCK weiter festgestellt hatte, existiert diese Wirkung nur in ganzzahligen Vielfachen von h.

Dies führte BOHR zu dem weiteren Postulat:

Die Wirkung des umlaufenden Elektrons ist gleich einem ganzzahligen Vielfachen von h.

$$\boxed{2\pi\, m_e r^2\omega = nh} \quad \textbf{Bohrsche Quantenbedingung} \quad (n = 1, 2, 3, \ldots) \tag{28}$$

Nunmehr läßt sich der Bahnradius r berechnen, indem man die Gl. (28) nach ω umstellt:

$$\omega' = \frac{nh}{2\pi m_e r^2},$$

die Winkelgeschwindigkeit ω in Gl. (27) einsetzt und nach der Größe r auflöst. Daraus ergibt sich:

$$\boxed{r = n^2\frac{h^2\varepsilon_0}{\pi m_e e^2}} \quad \textbf{Bahnradien des Wasserstoffatoms} \tag{29}$$

Wie man sieht, hat der Bahnradius r je nach dem Zahlenwert, den man für n einsetzt, eine andere Größe (Bild 34).

Die möglichen Bahnradien im Wasserstoffatom verhalten sich wie die Quadrate ganzer Zahlen (1 : 4 : 9 : 16 . . .).

Normalerweise befindet sich das Atom stets im Grundzustand. In diesem Fall ist $n = 1$.
Dabei ergibt sich nach Einsetzen der Zahlenwerte

$$\boxed{r = 0{,}53\cdot 10^{-10}\,\mathrm{m}} \quad \textbf{Radius des Wasserstoffatoms im Grundzustand} \tag{30}$$

Der Wert paßt recht gut zur Größe des Kupferatoms, die wir in 1.4.2. auf ganz anderem Weg berechnet haben.

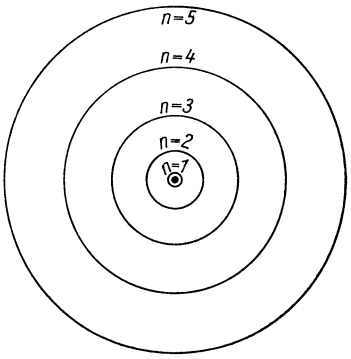


Bild 34
Einige Bahnradien des Wasserstoffatoms

Wenn das Atom von außen her Energie aufgenommen hat und das Elektron auf einer höheren Bahn umläuft, ist der Radius viele Male größer. Doch währt dieser Zustand nur äußerst kurze Zeit. Die **mittlere Verweilzeit** des auf eine höhere Bahn angehobenen Elektrons beträgt nur etwa 10^{-8} s.

4.4. Die Frequenzen des ausgestrahlten Lichtes

Nach dem 2. BOHRschen Postulat ergibt sich die Frequenz f des beim Bahnwechsel ausgestrahlten Lichtes aus dem Energieunterschied der betreffenden Bahnen. Das umlaufende Elektron hat nun einerseits kinetische Energie $W_{\text{kin}} = \frac{m_e v^2}{2} = \frac{m_e r^2 \omega^2}{2}$. Die rechte Seite ist nach Gl. (27) $W_{\text{kin}} = \frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r}$.

Andererseits ist zu bedenken, daß das Elektron außerdem noch potentielle Energie enthält. Man muß sich vorstellen, daß das ursprünglich frei und vom Kern getrennt gedachte Elektron, der Anziehungskraft des Kerns folgend, in dessen Nähe gelangt ist. Wie bei einem im Schwerefeld der Erde fallenden Stein wird dabei Energie frei. Diese berechnet sich nach dem Prinzip, daß Arbeit = Kraft mal Weg ist, mit Hilfe des Integrals $W_{\text{pot}} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int_{\infty}^{r} \frac{e^2}{r^2} \, dr$. Das einfache Produkt aus Kraft und Weg kann deswegen nicht angenommen werden, weil die COULOMB-Kraft der elektrostatischen Anziehung längs des gedachten Weges nicht konstant ist. Die Ausrechnung liefert:

(31) $$\boxed{W_{\text{pot}} = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}}$$ **potentielle Energie des Elektrons**

Die potentielle Energie ist also negativ. Bei seinem freien „Fall nach unten", d. h. in die Nähe des Kerns, hat das Elektron Energie verloren und nach außen abgegeben. Die Gesamtenergie ist demnach $W = W_{\text{kin}} + W_{\text{pot}} = -\frac{e^2}{8\pi\varepsilon_0 r}$. Setzt man hier den nach (29) berechneten Wert für r ein, so ergibt sich:

(32) $$\boxed{W_n = -\frac{1}{n^2} \frac{e^4 m_e}{8h^2\varepsilon_0^2}}$$ **Energie des Elektrons auf der n-ten Bahn**

Nun erst kommt die Hauptsache. Fällt das Elektron von einer höheren Bahn m auf eine tiefere n, so wird die Energiedifferenz $W_m - W_n = hf$ frei und damit

$$f = \frac{e^4 m_e}{8h^3\varepsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Der Wert des nur konstante Größen enthaltenden Bruches in der letzten Gleichung läßt sich leicht ausrechnen ($\varepsilon_0 = 8{,}854 \cdot 10^{-12}$ As/Vm) und ergibt

(33) $$\boxed{R = 3{,}290 \cdot 10^{15}\ {}^1/\mathrm{s}}\ [1]$$ **Rydberg-Frequenz**

Damit läßt sich die letzte Gleichung einfacher schreiben:

(34) $$\boxed{f = R\left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right)}$$ **Frequenz des ausgestrahlten Lichtes (Serienformel)**

Dasselbe gilt auch für die Frequenzen des Lichtes, das von außen her auf das Atom trifft. Fällt ein Lichtquant von irgendeiner beliebigen Frequenz auf das Atom, so übt es keinerlei Wirkung aus. Stimmt seine Frequenz aber mit einer solchen überein, die das Atom selbst aussenden kann, so wird die Energie des Quants absorbiert, indem das Elektron vom Grundzustand aus auf eine kernfernere Bahn angehoben wird **(Resonanzabsorption).**

Das Atom absorbiert nur Quanten solcher Wellenlängen, die es selbst emittieren kann.

Es handelt sich hier um einen Resonanzvorgang wie bei einer schwingungsfähigen Saite. Sie gerät nur dann ins Mitschwingen, wenn sie von einer Schallwelle getroffen wird, die einer ihrer Eigenfrequenzen entspricht.

4.5. Das Wasserstoffspektrum

Mit der Aufstellung der Serienformel (34) hat die BOHRsche Theorie ihr erstes Hauptziel erreicht. Sie ist in der Lage, sämtliche vom Atom emittierten Wellenlängen exakt vorauszuberechnen. Die Werte stimmen mit den spektroskopisch ermittelten so genau überein, wie man es sich nur wünschen kann.

Wie man aus (34) ersieht, kann das Atom sehr viele verschiedene Wellenlängen aussenden, da man ja für n und m ganz beliebige ganze Zahlen einsetzen darf. Zweckmäßig teilt man diese Wellenlängen in einzelne Serien ein. Das erste Glied in der Klammer, $\frac{1}{n^2}$, nennt man den **Grundterm**, das zweite, $\frac{1}{m^2}$, den **Laufterm**. Hält man zunächst für den Grundterm $n = 1$ fest und setzt für m der Reihe nach 2, 3, 4, ... ein, so entsprechen die damit errechneten Frequenzen denjenigen Wellenlängen, die das Atom aussendet, wenn das Elektron von einer höheren Bahn in den Grundzustand zurückspringt. Diese Wellen liegen alle im Ultraviolett und sind daher unsichtbar. Man faßt sie unter der Bezeichnung **Lyman-Serie** zusammen.

Setzt man im Grundterm $n = 2$ und läßt im Laufterm m alle Werte von 3 an aufwärts durchlaufen, so entstehen sämtliche Wellenlängen, die beim Sprung auf die zweite Bahn zustande kommen. In diesem Fall hat man z.B. mit $m = 3$ zu rechnen:

$$f = 3{,}290 \cdot 10^{15}\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right){}^1/\mathrm{s} = 4{,}569 \cdot 10^{14}\ {}^1/\mathrm{s},$$

[1] In diesem Zahlenwert ist bereits die kleine Korrektur enthalten, die sich aus der Mitbewegung des Kerns ergibt

wonach

$$\lambda = \frac{c}{f} = \frac{3 \cdot 10^8}{4{,}569 \cdot 10^{14}}\ \text{m} = 656{,}6\ \text{nm (rot)}^1 \text{ ist,}$$

oder mit $m = 4$

$$f = 3{,}290 \cdot 10^{15} \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{4^2}\right) {}^1/\text{s},$$

wonach sich $\lambda = 486{,}3$ nm (blau) ergibt.

Eine Anzahl dieser aus dem Grundterm $\frac{1}{2^2}$ hervorgehenden Wellenlängen ergibt sichtbare Spektrallinien. Sie gehören zur **Balmer-Serie** (Bild 35); denn schon im Jahre 1885, lange

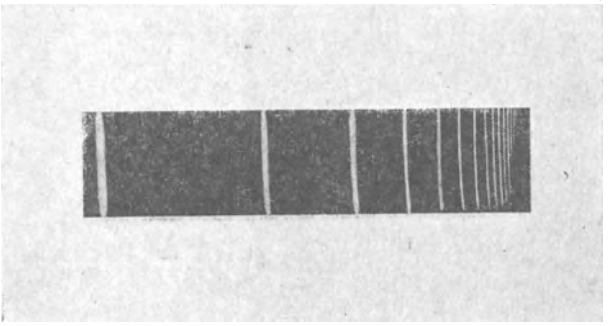


Bild 35
Spektrallinien der BALMER-Serie

bevor von einer genauen Atomtheorie die Rede war, hatte der Schweizer Mittelschullehrer BALMER durch Probieren herausgefunden, daß sich die Spektrallinien dieser Serie durch gewisse Kombinationen der Quadrate ganzer Zahlen errechnen ließen. Nur kannte man damals noch nicht den tieferen Grund hierfür.

Außer diesen beiden Serien gibt es noch einige weitere (Bild 36). Es sind dies mit $n = 3$ die **Paschen-Serie**, mit $n = 4$ die **Brackett-** und mit $n = 5$ die **Pfund-Serie.**

In übersichtlicher Weise pflegt man die verschiedenen Anregungszustände des Atoms im sogenannten **Termschema** darzustellen (Bild 37). An die Ordinate schreibt man hier die Energiewerte, die den einzelnen Elektronenbahnen zukommen. Dem Grundzustand $n = 1$ gibt man der Einfachheit halber den Energiewert 0 und rechnet dann für den Zustand $n = 2$ die dem Quantensprung von $n = 2$ nach $n = 1$ entsprechende Energie des dabei emittierten Lichtquants in Elektronenvolt aus. Das gibt für diesen Fall

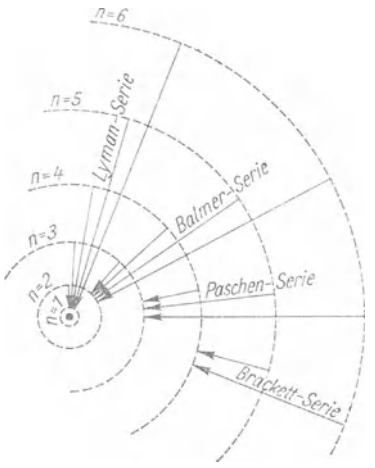


Bild 36
Entstehung der Spektrallinien des Wasserstoffs

$$f = 3{,}290 \cdot 10^{15} \left(\frac{1}{1} - \frac{1}{4}\right) {}^1/\text{s} = 2{,}467 \cdot 10^{15}\ {}^1/\text{s},$$

$$hf = 6{,}626 \cdot 10^{-34} \cdot 2{,}467 \cdot 10^{15}\ \text{Ws} = 16{,}346 \cdot 10^{-19}\ \text{Ws}$$

[1] Beim Vergleich mit den spektroskopischen Werten muß man noch durch die Brechzahl der Luft $n = 1{,}000288$ dividieren, weil hier die Wellenlängen ein wenig kürzer sind

oder nach Tabelle 2 (S. 30)

$$W_{2,1} = 16{,}346 \cdot 10^{-19} \cdot 6{,}24 \cdot 10^{18}\ \text{eV} = 10{,}20\ \text{eV}$$

Jedem Wert von n entspricht dann ein bestimmtes **Energieniveau.**

Das Termschema läßt erkennen, welche Energie beim Übergang des Atoms von einem Zustand in einen anderen aufgenommen oder abgegeben wird.

Man hat hier nichts weiter zu tun, als die am linken Rand ersichtlichen Energiewerte der betreffenden Anregungsstufen voneinander zu subtrahieren, und kann im Bedarfsfalle die dieser Differenz entsprechende Wellenlänge daraus berechnen.

Das Termschema zeigt übrigens, daß die Abstände zwischen den einzelnen Niveaus (im Gegensatz zu den geometrischen Abständen der Elektronenbahnen) mit zunehmenden n-Werten immer kleiner werden. Für sehr großes n drängen sie sich nach einem bestimmten Grenzwert zusammen, der sich ebenfalls leicht feststellen läßt. Der äußerste Fall liegt vor, wenn das Elektron durch einen entsprechend kräftigen Stoß ganz vom Kern abgetrennt wird. Es wird dann gewissermaßen auf eine unendlich ferne Bahn gehoben, und für den Laufterm ist dann $m = \infty$. Die entsprechende Frequenz ergibt sich zu $f = R\left(\frac{1}{1} - \frac{1}{\infty}\right) = 3{,}290 \cdot 10^{15}\ 1/\text{s}$. Daraus berechnet sich die zugehörige Energie mit $hf = 21{,}80 \cdot 10^{-19}$ Ws, das sind 13,6 eV. In diesem Fall ist das Atom zu einem Ion geworden.

Die Ionisierungsenergie des Wasserstoffs beträgt 13,6 eV.

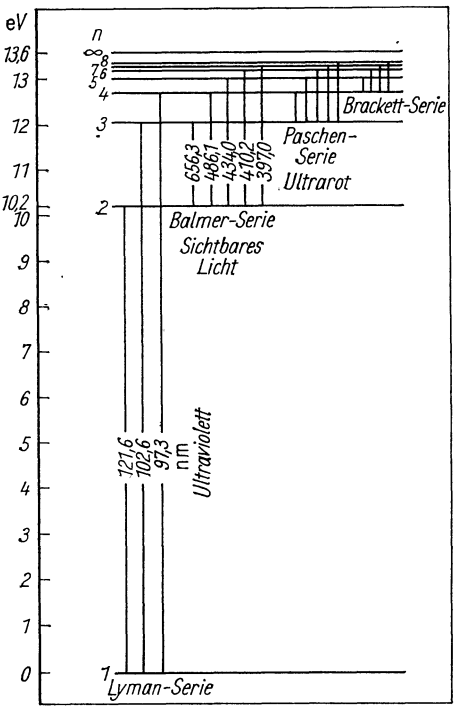


Bild 37
Termschema des Wasserstoffs

5. Die vier Quantenzahlen

5.1. Die Spektren der Alkalimetalle

Mit der Deutung des Wasserstoffspektrums ist die Leistungsfähigkeit des BOHRschen Modells noch längst nicht erschöpft. Die Spektren vieler anderer, wasserstoffähnlicher Atome lassen sich nach dem gleichen Schema berechnen. „Wasserstoffähnlich" wird z. B. das Heliumatom, wenn ihm 1 Elektron entrissen wird, so daß nur noch 1 Elektron in der Hülle verbleibt; oder das Lithiumatom, wenn 2 Elektronen abgetrennt werden, usw.

In gewissem Sinne ähneln auch die Atome der Alkalimetalle (Li, Na, K, Rb, Cs) dem des Wasserstoffs. Wie wir noch sehen werden (vgl. 6.3.), bestehen sie aus einem ziemlich stabilen Rumpf, der vom Kern und dem Hauptteil der Hülle gebildet wird, und einem einzelnen Elektron, das verhältnismäßig locker gebunden ist. Dieses funktioniert als „Leuchtelektron". Wenn auch die Ladung der Kernprotonen (bis auf eine) durch die Rumpfelektronen abgeschirmt ist, sind gegenüber dem Wasserstoffatom noch Störungen vorhanden. Sie werden dadurch verursacht, daß das Leuchtelektron auf einer langgestreckten Ellipsenbahn umläuft und dabei vorübergehend in den Atomrumpf eintauchen kann.

Das Termschema ist daher keine einfache Stufenleiter mehr wie beim Wasserstoffatom, sondern die Energieniveaus lassen sich jetzt in mehrere Gruppen aufgliedern (Bild 38).

Nur zwei der zahlreichen Spektrallinien des Natriums sind sichtbar. Sie bilden die bekannte **D-Linie**, die eine gelbe Färbung der Flamme hervorruft, wenn man ein wenig Kochsalz hineinstreut.[1]

Das eigentlich Typische an den Spektrallinien der Alkalimetalle ist aber etwas anderes. Wie schon die Betrachtung der gelben D-Linie in Apparaturen mit gutem Auflösungsvermögen zeigt, ist dies keine einfache, sondern eine Doppellinie, entsprechend den beiden Wellenlängen 589,0 und 589,6 nm. Im Termschema sind es die beiden dick ausgezogenen Übergänge. Auch alle anderen Linien sind solche **Dubletts**. Wir werden hierauf in 5.3. zurückkommen.

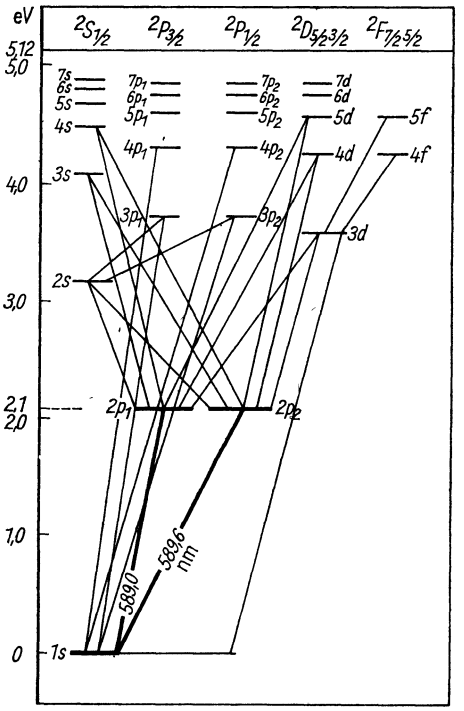


Bild 38. Termschema des Natriums

5.2. Haupt- und Nebenquantenzahlen

Die Kompliziertheit der Spektren der höheren Atome läßt vermuten, daß die Angabe eines einzigen Merkmals zur Kennzeichnung der Elektronenzustände nicht mehr ausreicht. Die bei unseren bisherigen Rechnungen auftretende ganze Zahl n nennt man die

Hauptquantenzahl n: Nummer der Kreisbahn im Wasserstoffatom.

[1] Unter gewissen Umständen, wie unter dem Einfluß starker elektrischer Felder, können ausnahmsweise auch „verbotene Linien" auftreten

Aus den allgemeinen Bewegungsgesetzen, denen ein frei um ein anziehendes Zentrum laufender Körper gehorcht, folgt aber, daß die durchlaufene Bahn im allgemeinen ein Kegelschnitt sein muß. Die kreisförmige Bahn ist nur ein Sonderfall. Es liegt gar kein besonderer Grund vor, daß BOHR zunächst Kreisbahnen annahm. Er hätte ebensogut von Ellipsenbahnen ausgehen können.
Diesen Schritt hat SOMMERFELD (1915) getan. Freilich ist in diesem Fall die Berechnung wesentlich komplizierter. Sie führte insbesondere zur

Neben- (Bahnimpuls-) Quantenzahl l: Zu jeder Hauptquantenzahl n gehören einschließlich der Kreisbahn n Ellipsen verschiedener Exzentrizität.

Bei gegebener Hauptquantenzahl n kann l die Zahlenwerte $0, 1, 2, \ldots, (n-1)$ annehmen. Dabei ist die Bahn mit der Nummer $(n-1)$ kreisförmig. Die halbe Hauptachse a der Ellipsen ist gleich dem Radius der zugehörigen Kreisbahn. Die halbe Nebenachse ist $b = a\frac{l+1}{n}$. Zur Kennzeichnung werden auch entsprechende Buchstaben s, p, d ... verwendet:

Nebenquantenzahlen l

Zahlenwert	0	1	2	3	4
Bezeichnung	s	p	d	f	g

Beispiele: 1. Die BOHRsche Kreisbahn $n = 3$ zerfällt in 3 Ellipsen mit den Nebenquantenzahlen $l = 0$, 1 und 2 (Bild 39). Sie tragen die Bezeichnungen 3s, 3p, 3d. Dabei ist 3d eine Kreisbahn, weil dem Buchstaben d die Quantenzahl $l = (3-1) = 2$ entspricht.

2. Die halbe Nebenachse der Bahn 3s ist $\frac{1}{3}a$, bei der Bahn 3p ist sie $\frac{2}{3}a$, und bei der Bahn 3d ist sie $\frac{3}{3}a = a$, weil 3d die Kreisbahn selbst ist.

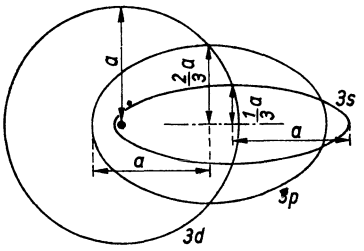


Bild 39
Die zur Kreisbahn 3d gehörenden Ellipsen 3p und 3s

Rechnet man aber die Energieinhalte der Ellipsenbahnen beim Wasserstoffatom nach, so findet man, daß sie sich von denen der Kreisbahnen nicht unterscheiden. Für das Wasserstoffatom haben also die Ellipsenbahnen keine praktische Bedeutung, obwohl sie auch hier durchaus denkbar sind. Bei den schwereren Atomen aber kommen die Ellipsenbahnen dem Atomrumpf sehr nahe bzw. tauchen sogar in den Rumpf ein, weshalb sich dann gegenüber den Kreisbahnen merkbare Energieunterschiede ergeben müssen.

5.3. Der Elektronenspin

Wie schon in 2.1.2. erwähnt, rotiert das auf seiner Bahn umlaufende Elektron zugleich um seine eigene Achse, wobei diese Rotation sowohl links- als auch rechtsherum erfolgen kann.

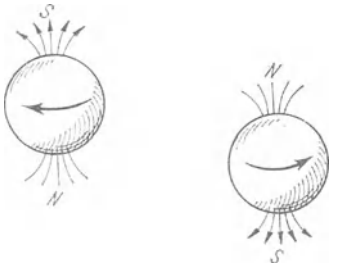


Bild 40. Rechts-Spin/Links-Spin des Elektrons mit dem damit verbundenen magnetischen Feld

Zum Bahndrehimpuls $mr^2\omega$ addiert sich also noch der Eigendrehimpuls (Spin) (Bild 40). Nach der BOHRschen Quantenbedingung (28) darf der Bahndrehimpuls nur ganzzahlige Vielfache von $\frac{h}{2\pi}$ betragen. Auch bei allen anderen Energieänderungen im Atom dürfen nur ganzzahlige Einheiten von $\frac{h}{2\pi}$ auftreten. In bezug auf den Spin kann nun eine Energie**differenz** dadurch zustande kommen, daß das Elektron einmal links- und ein andermal rechtsherum rotiert. Es ist daher am einfachsten und steht auch im Einklang mit den experimentellen Befunden, wenn man dem Spin im einen Fall den Wert $+\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$ und im anderen Fall den Wert $-\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$ zuordnet.

Folglich ist der

(35) **mechanische Eigendrehimpuls des Elektrons** $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$.

Das ergibt eine neue Quantenzahl:

Die Spinquantenzahl s hat die Werte $+\frac{1}{2}$ oder $-\frac{1}{2}$.

Im ersten Fall erfolgt die Eigenrotation gleichsinnig mit dem Bahnumlauf, im zweiten Fall gegensinnig.

Man könnte versucht sein, aus dem hiermit gegebenen Zahlenwert $\left(\frac{h}{4\pi} = 5{,}27 \cdot 10^{-35}\ \mathrm{Ws^2}\right)$, der Masse und dem Radius des Elektrons die zugehörige Winkelgeschwindigkeit zu berechnen. Das ergibt aber dann für den Äquator des Elektrons ein Vielfaches der Lichtgeschwindigkeit, was offenbar unmöglich ist. Dies weist eben wieder darauf hin, daß man die Vorstellungen der klassischen Mechanik nicht ohne weiteres auf die Verhältnisse der Elementarteilchen übertragen darf.

Es gibt ein hervorragendes Experiment, das die zwei verschiedenen Spinrichtungen des Elektrons augenfällig demonstriert: den **Stern-Gerlach-Versuch.** Ein feiner Strahl von Silberatomen wird durch ein inhomogenes Magnetfeld gegen einen Schirm gelenkt, wo die Atome haftenbleiben (Bild 41). Da die rotierenden Elektronen kleine Elementarmagnete darstellen, werden sie je nach ihrem Rotationssinn parallel oder antiparallel zur Feldrichtung gedreht und zugleich verschieden stark abgelenkt. Diese beiden Gruppen von Atomen sammeln sich so an zwei verschiedenen Punkten des Schirmes. Die Größe der Ablenkung ergibt ferner für das Elektron ein magnetisches Moment, das den theoretischen Erwartungen genau entspricht (S. 54).

Man kann den Bahn- und Spinimpuls zusammenfassen zum **Gesamtdrehimpuls.** Dies geschieht durch Angabe des Buchstabens j

(36) $\boxed{j = l + s}$ **innere Quantenzahl**

Beispiel: Für die Kreisbahn 3d ist $l = 2$, und j kann die Werte 5/2 oder 3/2 annehmen. Wenn jedoch, wie etwa für die Ellipse 2*s*, $l = 0$, dann hat j nur den Wert 1/2, weil für die Spineinstellung die Bezugsrichtung fehlt.

So kommt es, daß man in den Termschemata der größeren Atome die Symbole $^2s_{1/2}$, $^2p_{3/2}$, $^2p_{1/2}$ usw. an der Kopfleiste verzeichnet findet. Die Indizes links oben deuten den Dublettcharakter an, rechts unten steht die innere Quantenzahl j.

In diesem Zusammenhang sei noch einmal auf das Termschema des Natriums (Bild 38) hingewiesen. Wie wir noch sehen werden (S. 59), bezieht es sich auf das Leuchtelektron, das

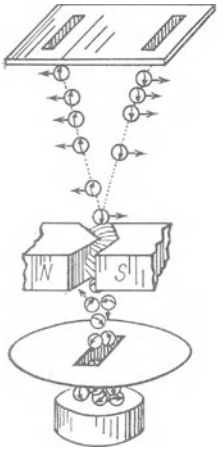


Bild 41. Der STERN-GERLACH-Versuch

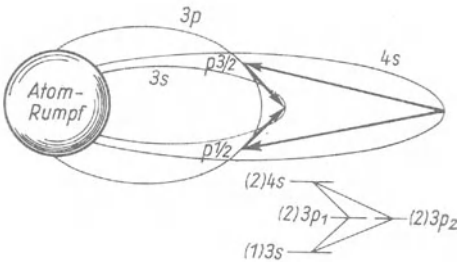


Bild 42. a) Einige Elektronen-Übergänge im Na-Atom
b) Entsprechender Ausschnitt im Termschema auf Bild 38

sich auf der Ellipsenbahn 3s bewegt und sich ähnlich verhält wie das einzige Elektron des Wasserstoffatoms. In der Spektroskopie wird es daher, wie auch im Termschema (Bild 38) angegeben, mit der Bezeichnung 1s versehen.
Betrachten wir der Einfachheit halber von den angeregten Zuständen nur die Bahnen 3p und 4s (Bild 42). Für die beiden s-Bahnen ($l = 0$) nimmt die innere Quantenzahl nur einen Wert ($^1/_2$) an, während die Bahn 3p ($l = 1$) in die Zustände $p_{3/2}$ und $p_{1/2}$ aufspaltet. Diese liegen sehr eng beieinander und ergeben beim Übergang in den Grundzustand 3s die beiden dicht zusammenliegenden gelben D-Linien. Von der Bahn 4s, die nur einen Energiezustand enthält, sind anderseits wieder zwei Übergänge möglich, einer auf das Niveau $3p_{3/2}$ und ein anderer nach $3p_{1/2}$. In der spektroskopischen Bezeichnungsweise (Bild 38) handelt es sich hierbei um die Übergänge 2s → 2p und 2p → 1s, die den auf Bild 42 eingeklammerten Zahlen entsprechen.

5.4. Die Richtungsquantelung

Bisher haben wir aber noch eine Bewegungsmöglichkeit des Elektrons außer acht gelassen. Es fragt sich nämlich, welche Winkel die Bahnebene gegenüber einer bestimmten Bezugsrichtung bildet. Stellt man sich das Atom als räumliches Gebilde vor, dann werden die Elektronenbahnen sicherlich unterschiedliche Neigungen im Raum aufweisen; denn es mutet unwahrscheinlich an, daß alle Elektronen in derselben Ebene um den Kern laufen.

Um dies zu klären, vergleicht man das Elektron mit einem Kreisel (Bild 43). Diese rotierende elektrische Ladung muß dann ein kleines Magnetfeld erzeugen, dessen Achse mit der Kreiselachse $\mathfrak{J}$ zusammenfällt. Bringt man das Atom jetzt in ein künstlich erzeugtes Magnetfeld $\mathfrak{B}$, so übt dieses auf den gleichfalls magnetischen Kreisel eine Kraft aus. Er verhält sich dann ähnlich wie ein rotierender Spielkreisel (Bild 44), der mit seiner Spitze schräg auf dem Boden steht. Unter dem Einfluß der Schwerkraft fällt dieser bekanntlich nicht um, sondern das freie Ende seiner Achse führt eine horizontale Kreisbewegung aus, die man **Präzession** nennt. Mit abnehmender Drehzahl wird der Winkel zwischen Kreiselachse und der Richtung des Schwerefeldes immer größer, bis der Kreisel schließlich am Boden liegenbleibt.

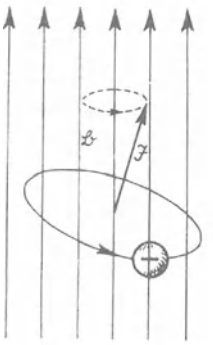


Bild 43. Umlaufendes Elektron im Magnetfeld

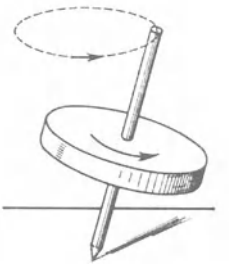


Bild 44. Präzessionsbewegung eines Kreisels

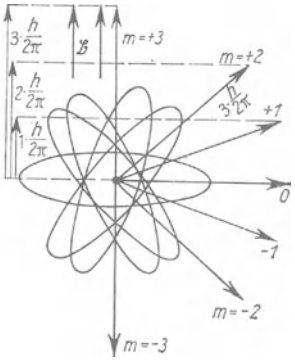


Bild 45. Die sieben räumlichen Lagen der Bahnebene 4f ($l = 3$) Die Pfeile geben die möglichen Richtungen der Impulsachse an

Das Atommodell wird aber durchgehend vom Prinzip der Quantelung beherrscht. Daher sind nicht beliebige Winkel möglich, sondern nur solche, bei welchen die Projektion des Bahndrehimpulses auf die Feldrichtung ein ganzzahliges Vielfaches von $\frac{h}{2\pi}$ ist $\left(1\frac{h}{2\pi}, 2\frac{h}{2\pi}, \ldots, m\frac{h}{2\pi}\right)$. Hat also der Bahndrehimpuls $\mathfrak{J}$ den Betrag $l\frac{h}{2\pi}$, so gilt für seine Projektion auf die Feldrichtung die Beziehung

$$\cos(\mathfrak{B}, \mathfrak{J}) = \frac{m\frac{h}{2\pi}}{l\frac{h}{2\pi}} = \frac{m}{l}$$

und damit ergibt sich

$$\boxed{m = l\cos(\mathfrak{B}, \mathfrak{J})} \quad \textbf{magnetische Quantenzahl}$$

[$\cos(\mathfrak{B}, \mathfrak{J})$ ist der Cosinus des Winkels, den der Vektor des Bahndrehimpulses $\mathfrak{J}$ und $\mathfrak{B}$ miteinander einschließen] (Bild 45).

Die magnetische Quantenzahl m gibt die räumliche Orientierung der Bahnebene an.

Bei gegebener Nebenquantenzahl l kann sie $(2l + 1)$ verschiedene Werte annehmen. Diese werden durch die Zahlenfolge $-l, \ldots, -3, -2, -1, 0, +1, +2, +3, \ldots, +l$ dargestellt.

Eine anschauliche Betrachtung ist viel einfacher als die Beschreibung in Worten. Handelt es sich z. B. um die Ellipse 2p, so hat der Buchstabe p die Bedeutung $l = 1$. m kann dann $(2l + 1) = 3$ Werte annehmen, und zwar $-1, 0, +1$. Ihnen entsprechen 3 verschiedene Lagen im Raum. Bild 45 zeigt, wie die Bahn 4f (wobei $l = 3$ ist) 7 unterschiedliche Lagen im Raum hat, mit den Werten $m = -3, -2, -1, 0, +1, +2, +3$. Ihnen entsprechen die Werte $\cos(\mathfrak{B}, \mathfrak{F}) = -\frac{3}{3}, -\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}, 0, +\frac{1}{3}, +\frac{2}{3}, +\frac{3}{3}$. Ist schließlich, wie bei der Bahn 1s, $l = 0$, so gibt es wegen $(2 \cdot 0 + 1) = 1$ nur eine einzige Lage im Raum, $m = 0$.

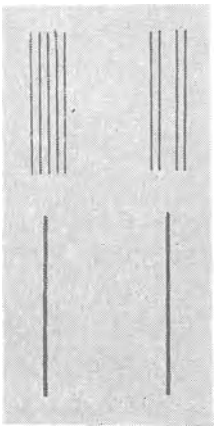


Bild 46
Anomaler ZEEMAN-Effekt

Mit jeder Änderung dieser räumlichen Lage der Bahnebene ändert sich sprunghaft auch das Energieniveau des Elektrons. Dies zeigt sich in einer entsprechenden Aufspaltung der Spektrallinien, wenn man ein leuchtendes Gas einem starken Magnetfeld aussetzt. Man nennt dies den anomalen **Zeeman-Effekt** (1896). Bei einer Induktion von $B = 1\ \mathrm{Vs/m^2}$ spalten z. B. die beiden D-Linien in 6 bzw. 4 Linien auf (Bild 46).

Fassen wir noch einmal zusammen, so können wir sagen:

Die Mechanik des im Atom umlaufenden Elektrons wird durch die 4 Quantenzahlen n, l, s und m bestimmt.

Bild 47 gibt noch einmal einen Überblick über die einzelnen Energiestufen, die den Hauptquantenzahlen $n = 1 \cdots 4$ zugeordnet sind.

Bild 47
Die Aufspaltung der den Hauptquantenzahlen $n = 1 \cdots 4$ entsprechenden Energiestufen (nicht maßstäblich)

Tabelle 4: **Die 4 Quantenzahlen**

Quantenzahl	Bedeutung	Mögliche Werte
Hauptquantenzahl n	Nummer der Kreisbahn	$n = 1, 2, 3, 4, \ldots$
Nebenquantenzahl l	Nummer der Ellipsenbahn	$l = 0, 1, 2, 3, \ldots, (n-1)$
Magnetische Quantenzahl m	Lage der Bahnebene im Raum	$m = -l, \ldots, -3, -2, -1, 0, +1, \ldots, +l$
Spinquantenzahl s	Richtung des Rotationssinnes	$s = +1/2, -1/2$

6. Der Schalenbau der Atome

6.1. Ionisierungsenergie und Schalenbau

Einen wichtigen Anhaltspunkt für die Verteilung der Elektronen in der Hülle der übrigen Atome bietet ein Vergleich der **Ionisierungsarbeiten** der verschiedenen Elemente. Auf S. 49 hatten wir bereits berechnet, daß zur Abtrennung des Elektrons beim Wasserstoffatom die

Energie 13,60 eV notwendig ist. Beim Helium beträgt sie sogar 24,58 eV gegenüber nur 5,39 eV beim darauffolgenden Element Lithium. Um dem Heliumatom ein Elektron zu entreißen, ist also ein Mehrfaches an Energie aufzuwenden, was auf einen besonders stabilen Bau seiner Elektronenhülle hindeutet. Das beim Lithium neu hinzutretende dritte Elektron ist dagegen relativ locker gebunden. Diese Tatsache läßt vermuten, daß es sich von vornherein abseits vom übrigen Atomrumpf befindet. Der gleiche Vorgang wiederholt sich auch bei den übrigen Edelgasen, wie man aus Bild 48 erkennt, wo immer das darauffolgende

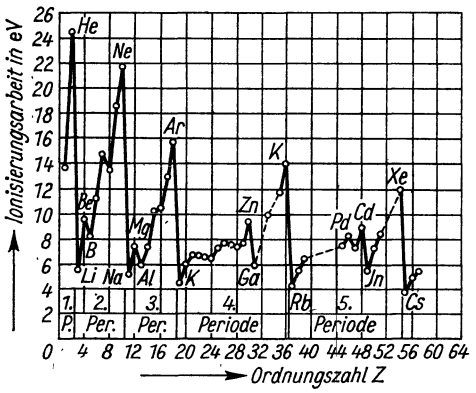


Bild 48
Ionisierungsenergie in Abhangigkeit von der Ordnungszahl Z

Alkalimetall besonders leicht ionisierbar ist. Man kann also mit gutem Grund annehmen, daß die Elektronen in der Atomhülle in gewissen **Schalen** gruppiert sind. Bei den Edelgasen muß dann eine bestimmte Gruppierung von ausgezeichneter Festigkeit vorliegen.

6.2. Das Pauli-Prinzip

Nach diesem Hinweis auf den zweifellos gesetzmäßigen Aufbau der Elektronenhülle können wir jetzt darangehen, deren genauere Struktur zu betrachten. Daß die Anzahl der Elektronen eines chemischen Elementes gleich der Ordnungszahl im Periodensystem ist, wissen wir bereits. Es geht nunmehr darum, die Anordnung dieser Elektronen aufzufinden.
Das Problem wird durch einen glücklichen Umstand sehr erleichtert. Das auf Bild 47 gegebene Schema gilt nämlich für die Elektronenhüllen aller Atome. Die hier eingetragenen Energiestufen werden, der Reihenfolge der Elemente im Periodensystem folgend, schrittweise mit Elektronen aufgefüllt. Dabei wird jedes neu hinzutretende Elektron in das jeweils niedrigste noch freie Energieniveau eingebaut.
In diesem Zusammenhang ist es üblich, die zu einer Hauptquantenzahl gehörenden Elektronen zu einer **Schale** zusammenzufassen.

Dabei bilden die Elektronen mit der Hauptquantenzahl

$n = 1$ die **K-Schale**
$n = 2$ die **L-Schale**
$n = 3$ die **M-Schale**
$n = 4$ die **N-Schale**
$n = 5$ die **O-Schale**
$n = 6$ die **P-Schale**
$n = 7$ die **Q-Schale**

Die den Nebenquantenzahlen zugeordneten Ellipsenbahnen werden auch als **Unterschalen** bezeichnet. Somit gilt das

Aufbauprinzip:
Die energetisch am tiefsten liegenden Schalen und Unterschalen werden von den Elektronen der Atomhülle in der Reihenfolge des Periodensystems zuerst besetzt.

Besonders zu beachten ist noch, daß jedes Energieniveau mit nicht mehr als einem Elektron besetzt werden darf. Das ist der Inhalt des im Jahre 1925 von WOLFGANG PAULI gefundenen

Ausschließungsprinzips (PAULI-Prinzip):
In einem Atom stimmen 2 Elektronen niemals in allen 4 Quantenzahlen überein.

6.3. Die Besetzung der Elektronenschalen

Unter Zugrundelegung der soeben aufgestellten Regeln lassen sich nun Modelle entwerfen, die nicht nur den systematischen Aufbau aller Atome des Periodensystems erkennen lassen, sondern auch eine Vielzahl von chemischen und physikalischen Eigenschaften verständlich machen. Gegenüber den noch zu schildernden wellenmechanischen Atommodellen haben sie sich wegen ihrer größeren Übersichtlichkeit behauptet, zumal die Bezeichnungen der Schalen und übrigen Energieniveaus unverändert geblieben sind. Man muß aber immer daran denken, daß alle derartigen Modelle keine vergrößerten Abbilder der Wirklichkeit darstellen, sondern nur einzelne charakteristische Eigenschaften der Atome zusammenfassen, hervorheben und damit dem Verständnis näherbringen können.

1. Die K-Schale

Wasserstoff Das einzige vorhandene Elektron läuft auf der Kreisbahn $1s$.

Helium Die Bahn 1s kann noch ein Elektron mit entgegengesetztem Spin aufnehmen. Die unterste Kreisbahn ist dann mit 2 Elektronen besetzt (Bild 49). Ihre Quantenzahlen sind $n = 1$, $l = 0$, $m = 0$, $s = +\frac{1}{2}$ bzw. $n = 1$, $l = 0$, $m = 0$, $s = -\frac{1}{2}$, womit das PAULI-Prinzip nicht verletzt wird. Ein drittes Elektron kann diese Schale aber nicht aufnehmen, weil dann eine dieser beiden Kombinationen der Quantenzahlen sich wiederholen müßte. Es muß in die nächste Schale eingebaut werden.

2. Die L-Schale

Lithium (3 Elektronen, da $Z = 3$). Das dritte, neu hinzukommende Elektron läuft auf der Bahn 2s (Bild 50). Dies ist die zu $n = 2$ gehörige Ellipse.

Beryllium (4 Elektronen wegen $Z = 4$). Die Ellipse 2s kann noch ein zweites Elektron von entgegengesetztem Spin aufnehmen (Bild 51). Die Quantenzahlen dieser letzten Elektronen des Li und Be sind also $n = 2$, $l = 0$, $m = 0$, $s = +\frac{1}{2}$ bzw. $n = 2$, $l = 0$, $m = 0$, $s = -\frac{1}{2}$. Das nächste Elektron muß auf einer anderen Bahn laufen. In Frage kommt hier die Kreisbahn 2p.

Bor (5 Elektronen). Die Kreisbahn 2p kann aber wegen $l = 1$ und $m = (2 \cdot 1 + 1) = 3$ auch drei verschiedene Raumlagen einnehmen. Sie ist also dreifach besetzbar, was bei je 2 Spinrichtungen insgesamt 6 Elektronen ergibt, die hier untergebracht werden können. Das erste Elektron bildet das Boratom (Bild 52).

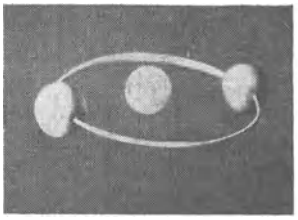


Bild 49. Heliumatom

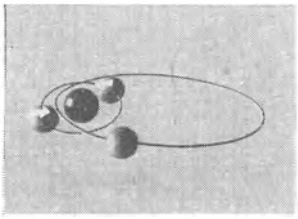


Bild 50. Lithiumatom

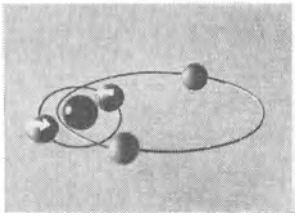


Bild 51. Berylliumatom

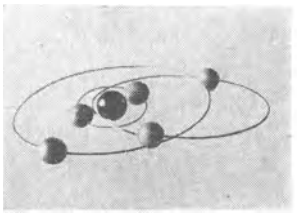


Bild 52. Boratom

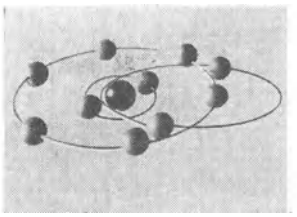


Bild 53. Neonatom

Bild 54. Desgl., vereinfachtes Schema

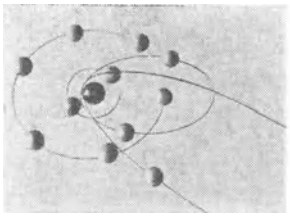


Bild 55. Natriumatom

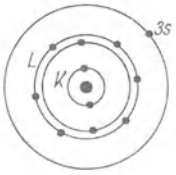


Bild 56. Desgl., vereinfachtes Schema

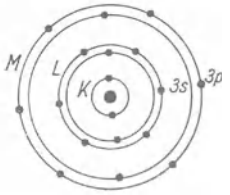


Bild 57. Argonatom

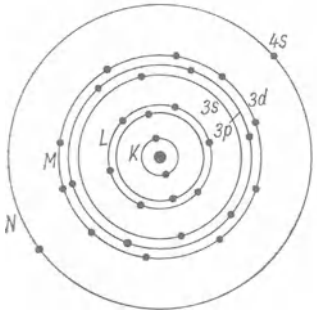


Bild 58. Zinkatom

Bild 59. Uranatom

Kohlenstoff (6 Elektronen). Die Bahn 2p ist hier mit 2 Elektronen besetzt.

Stickstoff, Sauerstoff, Fluor (7 ··· 9 Elektronen). Auch diese Elemente bauen ihre neu hinzukommenden Elektronen in die Bahn 2p ein.

Neon (10 Elektronen). Mit der Aufnahme des sechsten Elektrons ist die Bahn 2p und damit zugleich auch die L-Schale aufgefüllt (Bilder 53, 54). Denn nach S. 51 gehören zur Hauptquantenzahl $n = 2$ nur diese beiden Bahnen. Ein weiter hinzutretendes Elektron muß auf einer neuen Bahn plaziert werden, womit der Aufbau der nächsten Schale beginnt.

3. Die M-Schale

Natrium (11 Elektronen). Als erste Bahn der Hauptquantenzahl $n = 3$ wird die Ellipse 3s belegt. Den ersten Platz auf ihr belegt das Natrium (Bilder 55, 56).

Magnesium (12 Elektronen). Den zweiten Platz mit entgegengesetztem Spin auf der Bahn 3s belegt das Magnesiumatom.

Aluminium bis Argon (13 ··· 18 Elektronen). Die nächste Bahn 3p kann wiederum 3 Raumlagen einnehmen und daher mit 6 Elektronen besetzt werden.
Eigentlich käme jetzt die Bahn 3d an die Reihe. Aber keine Regel ohne Ausnahme! Mit der Auffüllung der Bahn 3p ist die M-Schale vorläufig abgeschlossen (Bild 57).
Aus energetischen Gründen wird zunächst die Bahn 4s der nächsten Schale aufgebaut.

4. Die N-Schale

Kalium und Kalzium. Diese belegen die Bahn 4s mit 2 Elektronen.

Skandium bis Zink. Diese 10 Elemente beanspruchen jetzt die Bahn 3d, die nachträglich in die noch nicht ganz abgeschlossene M-Schale eingefügt wird. Hier können deshalb 10 Elektronen untergebracht werden, weil für $l = 2$ insgesamt $(2 \cdot 2 + 1) = 5$ Raumlagen mit je 2 Spinrichtungen möglich sind (Bild 58).

Gallium bis Krypton. Diese 6 Elemente belegen die Bahn 4p. Ehe nun hierauf die Bahn 4d folgt, kommt wiederum vorzeitig die Bahn 5s an die Reihe, so daß mit dem Element Krypton die N-Schale einen vorläufigen Abschluß findet.

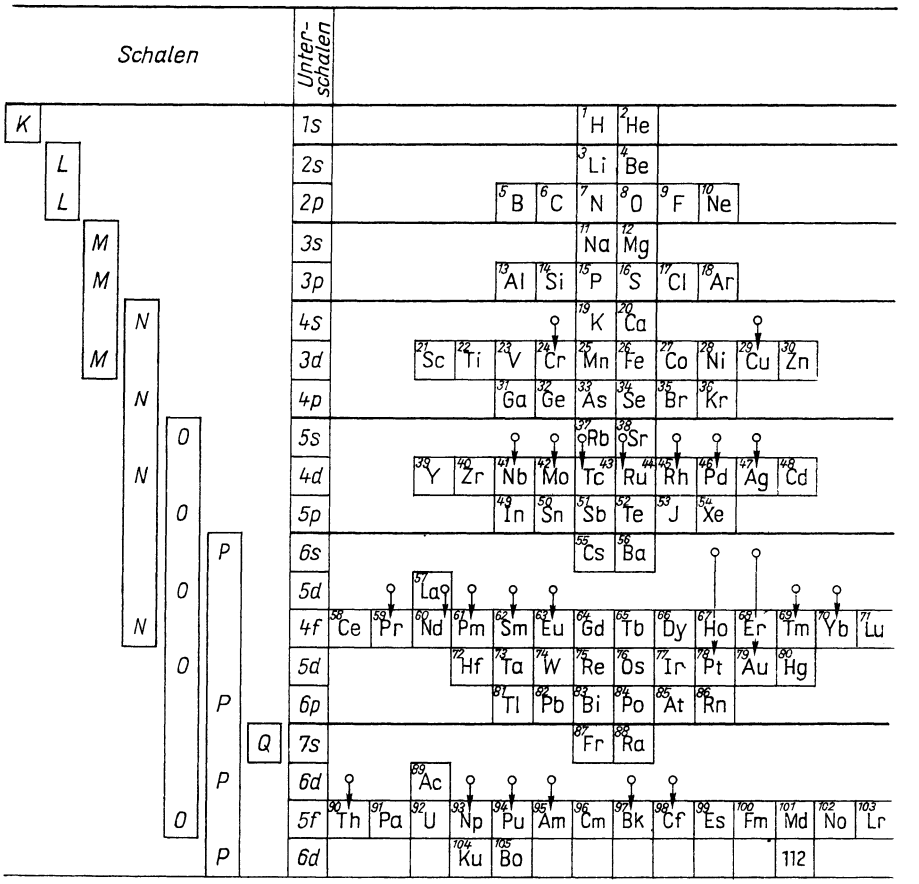
Anstatt einer weiteren Beschreibung in dieser ausführlichen Form sei auf Tafel 2 verwiesen, wo der bisher geschilderte Aufbau übersichtlich zusammengestellt ist.[1] Die bisher befolgte Gesetzmäßigkeit setzt sich über das ganze Periodensystem weiter fort. Insbesondere fallen folgende Regelmäßigkeiten auf:

Der Aufbau jeder Schale beginnt mit einem Alkalimetall. Jede Unterschale von p-Elektronen schließt mit einem Edelgas ab. Die Unterschalen der f-Elektronen sind mit den Lanthaniden bzw. den Aktiniden besetzt.

---

[1] Sie stellt das Periodensystem in einer Form dar, die zugleich den quantenmechanischen Aufbau der Atome erkennen läßt (erstmalig 1940 vom Verfasser veröffentlicht). Die Elemente mit dem Zeichen ♀ übernehmen ein s-Elektron in die d-Bahn bzw. ein d-Elektron in die f-Bahn

Tafel 2: **Elektronenverteilung der Elemente des Periodensystems in der Reihenfolge der Ordnungszahl**



6.4. Die Röntgenstrahlung

Eine große Rolle in der Entwicklung der Atomtheorie spielte die 1895 entdeckte **Röntgenstrahlung.** Sie entsteht, wenn die von der Katode einer Vakuumröhre ausgehenden schnellen Elektronen gegen einen Metallklotz, die sogenannte Antikatode, gelenkt werden (Bild 60). Grundsätzlich eignet sich jedes Metall hierfür. Für den praktischen Betrieb wird wegen seines hohen Schmelzpunktes meist Wolfram bevorzugt. Von hier aus verbreitet sich dann eine unsichtbare Strahlung von sehr kurzen Wellenlängen, die etwa zwischen 10^{-13} und 10^{-8} m liegen (beim sichtbaren Licht zwischen $0{,}4 \cdot 10^{-6}$ und $0{,}8 \cdot 10^{-6}$ m). Diese Strahlung durchdringt fast alle festen Stoffe, selbst Metallschichten, und kann bei unvorsichtiger Handhabung schwere körperliche Schäden hervorrufen. Nur dicke Wände oder Bleipanzer gewähren einen hinreichenden Schutz.

Um die Strahlung sichtbar zu machen, läßt man sie auf einen mit fluoreszierendem Zinksulfid bestrichenen Schirm fallen, der dann grünlich aufleuchtet und die Umrisse der weniger gut durchstrahlten Teile des Gegenstandes im Schattenbild zeigt.
Man weiß heute, daß die Röntgenstrahlung zwei verschiedene Entstehungsursachen hat.

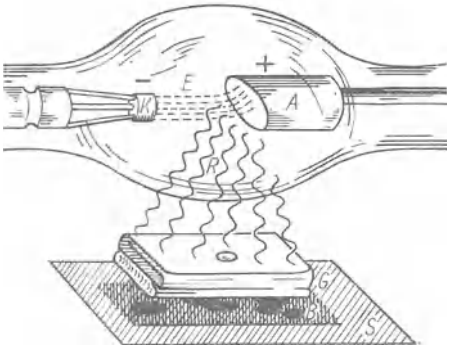


Bild 60. Schema einer Rontgenrohre
G durchstrahlter Gegenstand,
B Schattenbild,
K Katode,
E Elektronen,
A Antıkatode (Anode),
R Rontgenstrahlen,
S Leuchtschirm

6.4.1. Die Bremsstrahlung

Sie heißt deswegen so, weil die Elektronen beim Eindringen in das Atom ihre kinetische Energie ganz oder teilweise verlieren oder, wie man auch sagt, abgebremst werden (Bild 61). Dabei kommt die Strahlung auf folgende Weise zustande: Wenn eine elektrische Ladung in einem Leiter hin- und herschwingt, werden bekanntlich elektromagnetische Wellen ausgesandt. Sind diese Schwingungen harmonisch (sinusförmig), wie es z. B. im Dipol eines Senders der Fall ist, so hat die ausgestrahlte Welle eine ganz bestimmte Frequenz. Die in der Umgebung eines solchen Dipols vorhandene Strahlungsintensität verteilt sich in charakteristischer Weise. Quer zur Dipolachse ist sie am stärksten, in seiner Längsrichtung ist sie gleich Null (Bild 62). Ebenso verhält sich ein einzelnes linear und harmonisch schwingendes Elektron.
Wenn nun ein ursprünglich gleichförmig geradeaus fliegendes Elektron plötzlich abgebremst wird, entspricht dies vergleichsweise einer einmaligen Viertelschwingung; die Strahlungscharakteristik sieht dann etwa so aus, wie in Bild 63 dargestellt ist. Ein weiterer Unterschied besteht darin, daß dieser Bremsvorgang nicht sinusförmig, sondern aperiodisch verläuft. Daher hat die ausgestrahlte Welle auch keine bestimmte Frequenz; es wird viel-

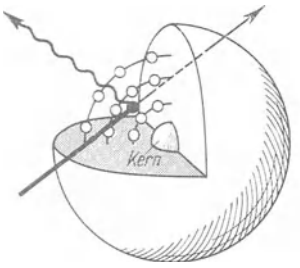


Bild 61. Entstehung der Röntgenbremsstrahlung

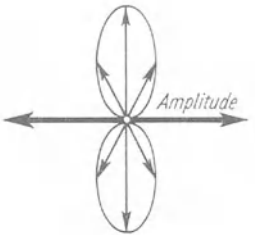


Bild 62. Ausstrahlung eines schwingenden Elektrons

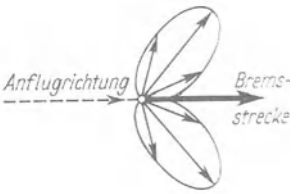


Bild 63. Ausstrahlung eines gebremsten Elektrons

mehr ein **kontinuierliches Spektrum** aller möglichen Wellenlängen ausgesandt.
Im äußersten Fall werden die Elektronen vollständig abgebremst. Hat das Elektron die Spannung U durchlaufen, so hat es die kinetische Energie eU erlangt. Bei deren verlustloser Umsetzung in Strahlung entsteht dann ein Strahlungsquant der Energie hf. Demnach ist die größtmögliche dabei auftretende Frequenz

$$f_{gr} = \frac{eU}{h} \tag{37}$$

Grenzfrequenz der Röntgenbremsstrahlung

Am kurzwelligen Ende bricht das kontinuierliche Spektrum scharf ab, da mit der Spannung U eine maximale Energie eU vorgegeben ist, die nicht überschritten werden kann (Bild 64).

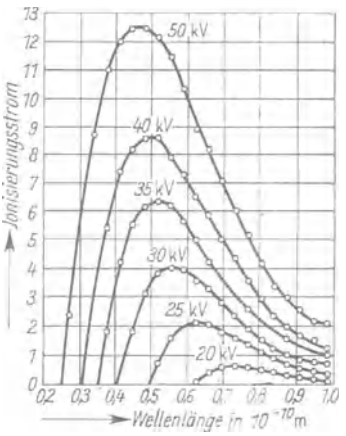


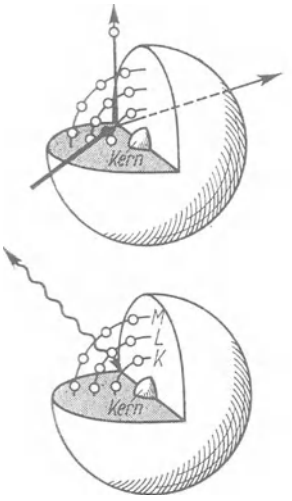
Bild 64. Spektrum der Rontgenbremsstrahlung bei verschiedener Spannung

Beispiel: Bei einer Spannung von 10000 V ist die Energie des Elektrons $eU = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ As $\times$ $\times$ 10000 V $= 1{,}6 \cdot 10^{-15}$ Ws. Damit ist die im Bremsspektrum vorhandene kürzeste Wellenlänge

$$\lambda = \frac{ch}{eU} = \frac{3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot 6{,}626 \cdot 10^{-34} \text{ Ws}^2}{\text{s} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-15} \text{ Ws}} = 12{,}4 \cdot 10^{-11} \text{ m}.$$

6.4.2. Die charakteristische Strahlung

Die Energie des auf die Antikatode prallenden Elektrons kann so groß sein, daß es ein Elektron aus den kernnahen Teilen der Hülle herausschlägt (Bild 65). Dadurch entsteht



Bilder 65/66. Entstehung der charakteristischen Strahlung

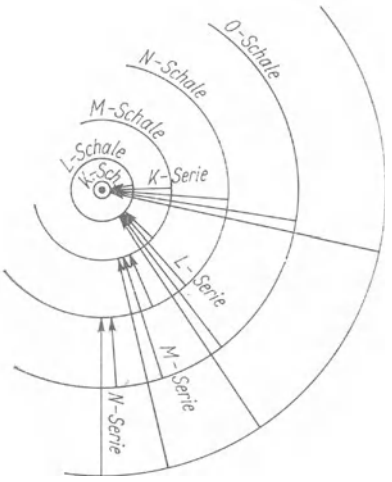


Bild 67. Die Serien der charakteristischen Röntgenstrahlung

an der betreffenden Stelle, z. B. in der K-Schale, eine Lücke. Diese wird aber sogleich wieder geschlossen, indem von den weiter außen liegenden Schalen, z. B. der L- oder M-Schale, ein Elektron in den frei gewordenen Platz hineinfällt (Bild 66). Nachdem schließlich das Atom ein Elektron von außen aufgenommen hat, ist sein ursprünglicher Zustand wiederhergestellt.

Alle auf diese Weise zur K-Schale hin erfolgenden Sprünge bilden dann ein **Linienspektrum**, und zwar dessen **K-Serie**. Zur Berechnung dieser Frequenzen gilt eine zu 4.4. ganz analoge Überlegung. Das die Ausstrahlung bewirkende Elektron ist in diesem Fall jedoch der Z-fachen Ladung des Kerns ausgesetzt. Damit tritt an die Stelle von (26) die COULOMB-Kraft Ze^2/r^2 und an die Stelle der RYDBERG-Frequenz der Ausdruck Z^2R. Hierzu kommt aber, daß eine Einheit der Kernladung von dem noch in der K-Schale verbliebenen zweiten Elektron ausgeglichen wird, weshalb die **Abschirmungszahl 1** von der Ordnungszahl Z abzuziehen ist. Daraus folgt:

(38) $$\boxed{f = (Z-1)^2 R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right)} \qquad (n = 2, 3, 4, \ldots)$$

Frequenzen der K-Serie der Röntgenstrahlung

In ähnlicher Weise entstehen auch die L-, M-Serie usw. (Bild 67). Von allen Serien ist die K-Serie jeweils die kurzwelligste und liefert relativ **harte**, d. h. durchdringende Strahlen.

Die Linien einer Serie werden mit entsprechenden Indizes gekennzeichnet, wie z. B. die der K-Serie mit K_α, K_β, K_γ, ... Dabei bezeichnet der Index α die jeweils langwelligste Linie. Betrachtet man die Frequenz einer bestimmten Linie in Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z des Anodenmaterials, so erkennt man aus Gl. (38) das

Moseleysche Gesetz:
Die Quadratwurzel aus der Frequenz einer Linie ist eine lineare Funktion der Ordnungszahl.

Alle Röntgenlinien erweisen sich übrigens in Analogie zu den optischen Linien der Alkalimetalle als Dubletts. Man unterscheidet daher jeweils zwei nahe beieinanderliegende Linien $K_{\alpha 1}$ und $K_{\alpha 2}$, $K_{\beta 1}$ und $K_{\beta 2}$ usw.

Beide Spektren, das kontinuierliche Spektrum der Bremsstrahlung und das Linienspektrum der charakteristischen Strahlung, überlagern sich miteinander.

7. Das wellenmechanische Bild des Atoms

7.1. Das Elektron als Welle

Das BOHR-SOMMERFELDsche Atommodell – mag es in seinem durchsichtigen Aufbau noch so sinnfällig erscheinen – ist aber nur ein Kompromiß. Es stellt den Versuch dar, die Bewegungsgesetze der klassischen Mechanik mit den Forderungen der Quantentheorie zu verbinden. So gut der Versuch auch gelungen ist, so hält er angesichts modernerer Erkenntnisse einer ernsthaften Kritik nicht mehr stand. In welche Schwierigkeiten man dabei geraten kann, zeigt z. B. die HEISENBERGsche Unschärfebeziehung (vgl. 3.3.). Nach Gl. (28) berechnet sich die Geschwindigkeit des im Wasserstoffatom kreisenden Elektrons zu $v = r\omega = 2{,}2 \cdot 10^6$ m/s. Selbstverständlich müssen wir dabei annehmen, daß sich das

Elektron wenigstens innerhalb des Atoms aufhält. Sein Aufenthaltsort ist daher mit einer Genauigkeit von wenigstens $\Delta x = 10^{-10}$ m (Atomdurchmesser) bekannt. Die Unschärfebeziehung (23) fordert dann eine Ungenauigkeit der Geschwindigkeit von

$$\Delta v = \frac{h}{m\Delta x} = \frac{6{,}626 \cdot 10^{-34}\ \mathrm{Ws^2}}{9{,}1 \cdot 10^{-31}\ \mathrm{kg} \cdot 10^{-10}\ \mathrm{m}} = 7{,}3 \cdot 10^{6}\ \mathrm{m/s}.$$

Die Ungenauigkeit ist mehr als das Dreifache des Grundbetrages! Die Auffassung, das Elektron bewege sich mit exakt berechenbarer Geschwindigkeit auf einer ganz bestimmten Kreisbahn, entbehrt daher jeder realen Grundlage.

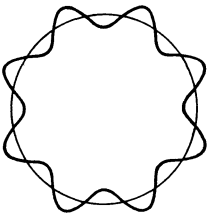


Bild 68
Schematische Darstellung einer (eindimensionalen) stehenden Elektronenwelle auf einer BOHRschen Bahn

Dieser Widerspruch wird jedoch vollständig umgangen, wenn das Elektron gemäß der Theorie von DE BROGLIE (S. 39) als eine Welle betrachtet wird, die rings um den Atomkern läuft. Die Wellenlänge ist nach (21) $\lambda = \frac{h}{mv}$ und muß im einfachsten Fall so groß sein, daß genau eine ganze Anzahl von Wellenlängen auf den Bahnumfang entfällt. Bild 68 zeigt das in vereinfachter Weise, weil die Elektronenwelle sich linienhaft leichter darstellen läßt. Wenn die Welle nicht genau auf den Bahnumfang passen würde, müßten die ringsum laufenden Wellenzüge sich gegenseitig überdecken, zur Interferenz kommen und sich selbst auslöschen. Man findet also:

Es sind im Atom nur solche Elektronenbahnen möglich, auf deren Bahnumfang $2\pi r$ sich eine ganze Anzahl von Wellenlängen unterbringen läßt.

Das bedeutet $2\pi r = n\lambda$ oder nach Einsetzen von (21)

$$2\pi r m v = nh \quad (n = 1, 2, 3, \ldots).$$

Ganz zwanglos und ohne jede künstliche Hypothese ergibt sich auf diese Weise die BOHRsche Quantenbedingung (28), und da der Wellenzug in sich geschlossen ist (man nennt so etwas eine **stehende Welle**), kann auch keine Abstrahlung nach außen hin erfolgen. Die in der BOHRschen Konzeption enthaltene physikalische Unmöglichkeit (strahlunglos umlaufende Elektronen) tritt hier überhaupt nicht in Erscheinung.

7.2. Die Wellenfunktion

Der um den Atomkern laufende Wellenzug ist ein stark schematisiertes Bild. Die Weiterführung dieses Grundgedankens führte den Österreicher ERWIN SCHRÖDINGER 1926 zu einem ganz neuen Atommodell. Auf den ersten Blick sieht man nämlich, daß Bild 68 vollkommen dem einer schwingenden, angezupften Saite ähnelt (Bild 69). Auch auf dieser bildet sich ein System stehender Wellen aus. Man kann sich dabei vorstellen, daß sie durch Überlagerung von auf der Saite hin und her eilenden Wellenzügen entstehen. Die Saite kann immer nur ganzzahlige Vielfache von halben Wellenlängen aufnehmen. Das erkennt man deutlich an den sich bildenden Wellenbäuchen und Wellenknoten.

Bringt man eine in der Mitte eingespannte elastische Platte zum Schwingen, so bildet sich hier gleichfalls, jedoch flächenhaft, ein System von stehenden Wellen aus (Bild 70). Statt der Knotenpunkte erscheinen jetzt aber Knotenlinien, an denen entlang die Fläche in Ruhe bleibt. Mit aufgestreutem Sand werden sie sehr schön sichtbar (CHLADNIsche Klangfiguren).

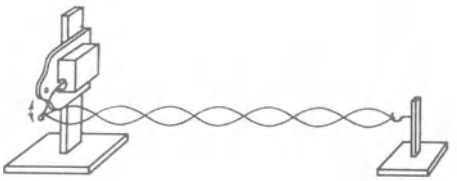


Bild 69. Herstellung stehender Wellen auf einem schwingenden Faden mit einer elektrischen Klingel

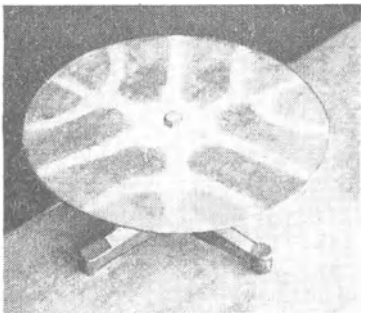


Bild 70. Knotenlinien auf einer schwingenden Platte (CHLADNIsche Klangfiguren)

Für beide Fälle, Saite und Platte, läßt sich nun eine Schwingungsgleichung, eine Differentialgleichung zweiter Ordnung, aufstellen. Die Lösung der Gleichung ergibt dann, daß das schwingende System nur ganz bestimmte Eigenfrequenzen liefern kann. Auf der a^1-Saite einer Violine kann eben nur der Ton a^1 mit seinen zugehörigen Obertönen hervorgebracht werden und keine anderen. Das sind dann die sich mathematisch ergebenden Lösungen der Differentialgleichung.

Nur um zu zeigen, wie eine solche Gleichung aussieht, sei die für eine beliebige Saite gültige hingeschrieben:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$$

(y Auslenkung der Saite im Punkt x zur Zeit t, u Ausbreitungsgeschwindigkeit der Saitenwelle).

SCHRÖDINGER dachte sich an Stelle des um den Kern laufenden Elektrons ein räumlich ausgedehntes Gebilde, das ebenfalls in Form einer stehenden Welle schwingen kann. An Stelle von Knotenlinien treten hier Knotenflächen auf. Die Grundgleichung lautet:

$$\Delta\psi = \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}$$

[ψ (sprich: psi) Amplitude des schwingenden Gebildes, u Geschwindigkeit der sich überlagernden Wellen, $\Delta\psi$ Abkürzung für $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}$].

Sie sieht genauso aus wie die Saitengleichung und gilt natürlich dreidimensional. Die Gleichung für die Saite enthält keinerlei Hinweis darauf, aus welchem Material sie besteht. Welche physikalische Bedeutung die Größe ψ (Psi-Funktion) hat, bleibt vorläufig noch offen. Sie soll nur andeuten, daß hier irgend etwas schwingt. Er handelt sich nun darum, erst einmal die Eigenfrequenzen dieses schwingenden Gebildes zu berechnen, selbstverständlich unter Berücksichtigung der durch die elektrische Anziehung gegebenen Energieverhältnisse und der Annahme, daß die Anziehungskraft in großer Entfernung vom Kern Null wird.

SCHRÖDINGERS Arbeit war ein voller Erfolg. Für das Wasserstoffatom kommen die gleichen Energiewerte heraus wie in der BOHRschen Theorie. Darüber hinaus erlaubt die wellen-

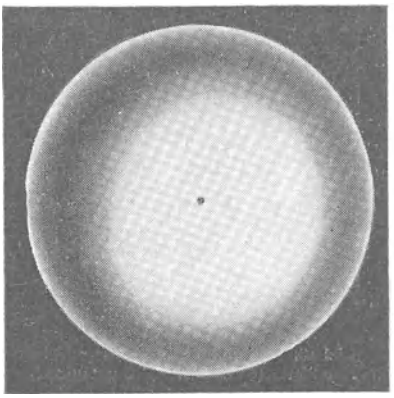


Bild 71
1s-Elektron, zugleich Modell des Wasserstoffatoms

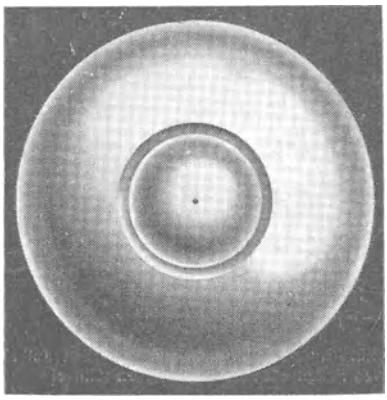


Bild 72
2s-Elektron, zugleich Modell des Lithiumatoms

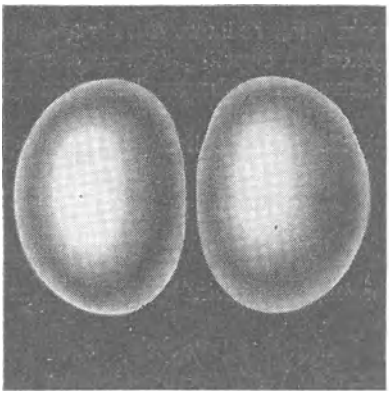


Bild 73. 2p-Elektron

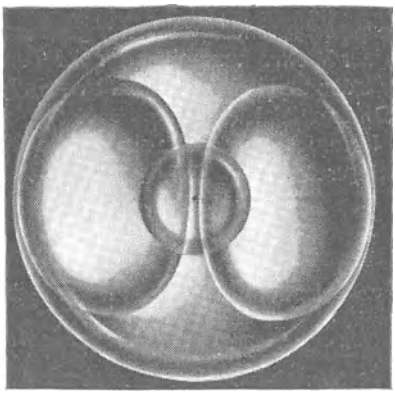


Bild 74. Boratom

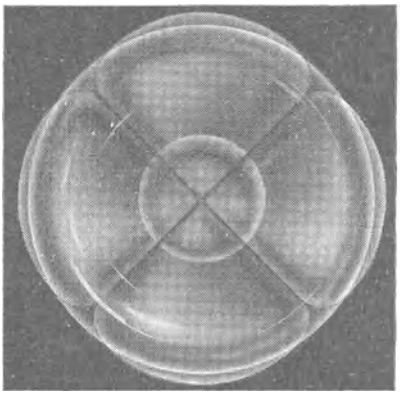


Bild 75. Kohlenstoffatom

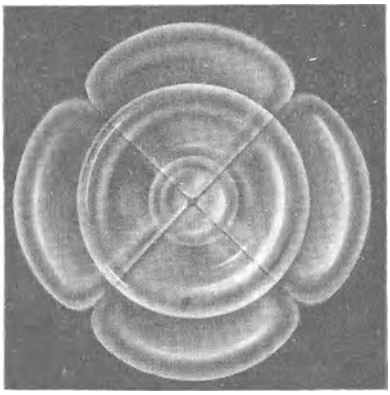


Bild 76. Stickstoffatom (die 1s- und 2s-Elektronen sind hier der Übersichtlichkeit halber weggelassen)

mechanische Theorie die genaue Berechnung der Intensitäten der Spektrallinien, eine exakte Begründung der Auswahlregeln und vieler anderer elektrischer, optischer und chemischer Feinheiten.

Jeder Energiezustand des Elektrons ergibt sich als besondere Schwingungsform eines räumlich um den Kern gebreiteten Gebildes. Im Grundzustand 1s ist es kugelförmig mit nach außen hin allmählich abnehmender Dichte, eine feine, sich nach dem Rand zu auflösende Wolke (Bild 71). Wird diesem Gebilde ein Strahlungsquant zugeführt, so zerspringt es in einen kernnahen Rest und eine weiter außen liegende Kugelschale (2s-Zustand), die etwa 96% der Gesamt„masse" des Elektrons enthält (Bild 72). Beim Übergang in den 2p-Zustand zerteilt sich die Wolke in zwei beiderseits des Atomkerns liegende eiförmige Hälften (Bild 73). Dem Zustand 3s entsprechen 3 konzentrische Kugelschalen, während der Zustand 3d dann nicht mehr rotationssymmetrisch ist. Was aber stellen diese Bilder dar, und welchen physikalischen Sinn hat die geheimnisvolle Psi- (ψ-) Funktion?

Erinnern wir uns an die auf S. 39 gegebene Darstellung der Lichtbeugung und den dort erläuterten Sinn der Materiewellen, so liegt hier ein ganz ähnlicher Sachverhalt vor. Das im Atommodell schwingende Gebilde ist keine materielle Wolke, sondern ein mathematisch definierter Raum, in dem sich das Elektron aufhalten kann, der auch als **Orbital** bezeichnet wird. Im zeitlichen Mittel kann sich das Elektron in irgendeinem Punkt des entsprechenden Orbitals befinden. Das Quadrat der Psi-Funktion läßt sich dann als eine Art von Dichte interpretieren. Wo diese am größten ist, wird man das Elektron am häufigsten antreffen, seltener dagegen in den Randgebieten und gar nicht außerhalb des Orbitals.

Die Orbitale des wellenmechanischen Atommodells geben den wahrscheinlichen Aufenthaltsbereich des Elektrons an.

7.3. Räumliche Atommodelle

Wie dann die schwereren Atome aussehen müssen, folgt in entsprechender Weise aus dem uns bereits bekannten Aufbau- und PAULI-Prinzip, indem in der Reihenfolge des Periodensystems ein Orbital nach dem anderen in das Atom eingebaut wird. Anstatt sich aber – wie es bei körperlichen Gebilden der Fall wäre – gegenseitig zu verdrängen, durchdringen sie dabei einander vollständig.

Beim Heliumatom durchdringen sich zwei 1s-Orbitale. In dem einen befindet sich das Elektron mit Rechtsspin, in dem anderen ist das mit Linksspin. Infolge der stärkeren Anziehung des Kernes ist diese doppelt besetzte Kugel ein wenig kleiner als beim Wasserstoffatom. Beim Lithium kommt das in zwei Zonen geteilte 2s-Orbital dazu (Bild 72), dessen Hauptmasse weitab vom Kern liegt, was die leichte Ionisierbarkeit dieses Atoms erklärt. Das Berylliumatom hat zwei solcher sich durchdringender 2s-Orbitale entsprechend den beiden Spinrichtungen der darin befindlichen Elektronen. Beim Boratom lagern sich die beiden eiförmigen Teile des ersten 2p-Elektrons an (Bild 74). Das Kohlenstoffatom baut ein zweites 2p-Elektron an, das um 90° gegen das erste versetzt ist (Bild 75). Es füllt auch den freien Raum aus, der sich zwischen den beiden Hälften des ersten 2p-Elektrons befindet. Damit ist für beide 2p-Elektronen ein etwa ringförmiger Aufenthaltsbereich gegeben.

Das Stickstoffatom setzt ein drittes 2p-Elektron mit seinen beiden Hälften vorn und hinten an das C-Atom. Die auf Bild 76 noch erkennbaren Nuten verschwinden in Wirklichkeit, weil die modellmäßige Wiedergabe des 2p-Elektrons nur den hauptsächlichen, aber nicht den vollständigen Aufenthaltsbereich darzustellen vermag. Daher ist der Raum, in dem sich die drei 2p-Elektronen aufhalten, insgesamt kugelsymmetrisch.

Die Physik der Atomkerne und ihre Anwendungen

8. Die natürliche Radioaktivität

Der Aufbau der Atomhüllen, mit denen wir uns bis jetzt überwiegend beschäftigt haben, ergibt sich im wesentlichen aus den von ihnen ausgesandten und zum Teil sichtbaren Strahlungen. Die wichtigste experimentelle Stütze dieses Teiles der Atomphysik ist daher die Spektroskopie. Was aber den inneren Teil des Atoms, den Kern, betrifft, darüber gibt die Analyse der Spektren kaum eine Auskunft. Wenn es wiederum Strahlen waren, die den Weg zum Atomkern gewiesen haben, so sind diese jedoch zum Teil ganz anderer Natur.

8.1. Die Entdeckung des Radiums

Es begann mit der Entdeckung der Röntgenstrahlen. Ihre sensationellen und geheimnisvollen Eigenschaften regten auch den Franzosen H. BECQUEREL zu weiteren Untersuchungen an. Besonders fiel ihm auf, daß jener Teil der Röhrenwandung grünlich leuchtete, von dem die Strahlung auszugehen schien. Wäre es nicht möglich, so fragte er sich, daß die Röntgenstrahlung von eben diesem fluoreszierenden Glas ausginge? Da es aber noch andere Stoffe gibt, die bei Bestrahlung mit Tageslicht ebenfalls fluoreszieren, hielt er es für durchaus denkbar, auch auf diese Weise Röntgenstrahlen zu erhalten.
So umhüllte er eine Reihe von Photoplatten mit schwarzem Papier, legte darauf verschiedene Mineralien und setzte sie dem Sonnenlicht aus. Der Versuch fiel negativ aus. Dann aber verwendete er ein Uransalz (Kalium-Uranylsulfat) dazu, und siehe da: Diese Platte zeigte nach dem Entwickeln einen schwarzen Fleck! Das Experiment war gelungen.
Aber bereits wenige Tage darauf, nachdem er in der Akademie der Wissenschaften darüber Bericht erstattet hatte, mußte er einen seltsamen Irrtum feststellen. Zufällig hatte er nämlich eine mit dem Uransalz belegte Platte in einem dunklen Schrank aufbewahrt. Als er sie dann mit anderen zusammen entwickelte, zeigte gerade sie eine besonders kräftige Schwärzung. Das war am 1. März 1896. Das Sonnenlicht und die Fluoreszenz konnten keinesfalls die Ursache der Röntgenstrahlung sein. BECQUEREL hatte vielmehr etwas völlig Neues gefunden. Das Uransalz selbst war offensichtlich die Quelle einer Strahlung, die der von RÖNTGEN hergestellten zwar sehr ähnlich war, aber sicher auf ganz andere Art zustande kam. Es ist gewiß ein merkwürdiger Zufall, der zur Entdeckung der **Becquerel-Strahlung** geführt hatte. Er ist nicht der einzige seiner Art in der Geschichte der Physik.
Was aber mochte die Ursache dieser neuen Strahlung sein? Die Lösung dieses Problems stellte sich die junge Chemikerin MARIE CURIE geb. SKLODOWSKA als Aufgabe. Sie war

die Gattin des Physikers PIERRE CURIE, der wenige Jahre zuvor die piezoelektrischen Eigenschaften der Kristalle entdeckt hatte. Die praktischen Anwendungen finden wir heute im Kristall-Mikrophon, Kristall-Lautsprecher und Kristall-Tonabnehmer. Für seine Messungen hatte er ein besonders empfindliches Elektrometer entwickelt. Die gemeinsame Arbeit des Ehepaares CURIE war bald von Erfolg gekrönt. Die BECQUEREL-Strahlen haben nämlich die Eigenschaft, Luft zu ionisieren, d. h. elektrisch leitend zu machen. Für Nachweis und Messung der Ionisation eignete sich das CURIE-Elektrometer ganz vorzüglich. Nachdem sie alle bekannten Elemente auf Strahlung hin untersucht hatten, kamen sie zu zwei vorläufigen Ergebnissen:

1. Von allen bekannten Stoffen strahlen nur Uran und Thorium.
2. In den natürlichen Uranmineralien ist die Strahlung viel stärker, als ihrem Gehalt an reinem Uran entspricht.

Bild 77. MARIE CURIE (1867 bis 1934)

Es mußte also in diesen Mineralien ein weiteres, noch stärker strahlendes Element enthalten sein. Die durchgeführten Messungen und chemischen Untersuchungen zeigten dann, daß es mindestens zwei stark strahlende Substanzen geben müsse. Die eine hing innig mit dem Wismut zusammen. Zu Ehren von Maries Vaterland wurde sie **Polonium** genannt. Die andere war aufs engste mit dem Barium verwandt und erhielt die Bezeichnung **Radium** (d. i. das „Strahlende"). Veröffentlicht wurden beide Entdeckungen im Juli bzw. Dezember 1898.

Der an sich einwandfreie Nachweis auf Grund der Strahlung genügte aber noch nicht. Man mußte die Chemiker überzeugen und die Substanz selbst isolieren. Hierzu wurde über eine Tonne billiger Erzrückstände aus der österreichischen Uranfarbenfabrik Joachimsthal beschafft. Ein primitiver Holzschuppen der „École physique" zu Paris war von nun an die Stätte der unerhört mühseligen Arbeit. Ein paar wacklige Tische, ein alter ausgedienter Schmelzofen, der nicht einmal zur Heizung des Raumes ausreichte, waren das ganze Inventar. Es ging darum, aus großen Mengen der dunkelbraunen, erdigen und mit Fichtennadeln durchsetzten Masse die äußerst geringen Spuren radioaktiver Substanz mit den gewöhnlichen Mitteln der chemischen Analyse herauszulösen.

Nach dem Aufschließen mit Soda, Filtrieren und Ausfällen der verschiedenen, nicht weiter interessierenden Metalle gewannen sie portionsweise Bariumchlorid. Hiervon nun das gesuchte Radium abzutrennen war besonders schwierig. Allein der langwierige Prozeß der „fraktionierten Kristallisation" war gangbar. Er beruht darauf, daß das in der Bariumchloridlösung enthaltene Radiumchlorid ein klein wenig leichter auskristallisiert als das Bariumsalz. Durch fortgesetzte Wiederholung dieses Prozesses, wobei die Menge immer mehr zusammenschrumpfte, entstanden schließlich Bruchteile eines Gramms der im Dunkeln geheimnisvoll leuchtenden Substanz. Erst im Jahre 1902 war MARIE CURIE (Bild 77) am Ziel der harten Arbeit angelangt. Ausreichend für die Feststellung des Spektrums und des Atomgewichtes, hatte sie endlich $^1/_{10}$ Gramm reines $RaCl_2$ beisammen und konnte damit ihre Doktorarbeit abschließen.

1910 wurde das Metall selbst von MARIE CURIE erstmalig rein dargestellt. Es ist ein silberweißes, weiches Metall, das schon bei Tage ein deutliches Leuchten zeigt. Es hat die Dichte 6 g/cm^3, schmilzt bei etwa 700 °C und färbt die Flamme intensiv rot. Ein Gramm kostet heute etwa 150000,– M. Es dient hauptsächlich der Krebsbekämpfung. Die gesamte in der Welt vorhandene Menge wurde 1934 auf 760 g geschätzt. Es ist als ständiger Begleiter des Urans in sämtlichen uranhaltigen Mineralien enthalten.

8.2. Das Wesen der radioaktiven Umwandlungen

Über den Ursprung der radioaktiven Strahlungen besteht heute kein Zweifel mehr. Sie werden vom Atomkern ausgesandt, haben also mit der Atomhülle nichts zu tun. Es hat sich auch gezeigt, daß es mit keinem chemischen oder physikalischen Mittel möglich ist, die Intensität der Strahlung irgendwie zu beeinflussen. Es ist auch völlig gleichgültig, in welcher chemischen Verbindung das Element vorliegt.

Wie schon die CURIES gefunden hatten, unterscheidet man drei Arten der Strahlung (Bild 78).

1. Die α-Strahlung besteht aus schnell bewegten positiven Atomkernen des Heliums (kurz α-Teilchen genannt) von der Massenzahl 4. Symbol: ${}^4_2\alpha$. Im elektrischen Feld werden sie nach dem negativen Pol hin beschleunigt.

2. Die β-Strahlung besteht aus schnell bewegten negativen Elektronen (kurz β^--Teilchen). Symbol: β^-, ${}_{-1}e$ oder e^-. Im elektrischen Feld werden sie vom positiven Pol angezogen.

3. Die γ-Strahlung ist der Röntgenstrahlung ähnlich, nur von erheblich kleinerer Wellenlänge und größerem Durchdringungsvermögen. Symbol: γ. Ebenso wie die übrigen elektromagnetischen Wellen wird sie vom elektrischen Feld nicht beeinflußt.

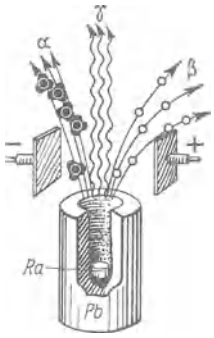


Bild 78. Verhalten der radioaktiven Strahlen im elektrischen Feld

Wenn der Atomkern aber derartige Teilchen von sich gibt, muß er sich dabei verändern. Damit enthüllt sich das wesentlichste Merkmal aller radioaktiven Vorgänge. Bei jeder Veränderung des Kernes entsteht eine neue Atomart, in vielen Fällen sogar ein anderes chemisches Element. Man pflegt Kernvorgänge ähnlich wie chemische Reaktionen in Form von Gleichungen zu schreiben. Links unten vor das Kernsymbol schreibt man die Ordnungszahl Z, links oben die Massenzahl A an.

Beispiel eines α-Prozesses:

$$^{226}_{88}\mathrm{Ra} \rightarrow {}^4_2\alpha + {}^{222}_{86}\mathrm{Rn}\ (\mathrm{Radon})$$

Durch Abgabe eines α-Teilchens vermindert sich die Massenzahl A um 4 und die Kernladung Z um 2 Einheiten (Bild 79).

Wie soll man es aber verstehen, wenn der Kern ein β^--Teilchen abgibt? Nach dem, was uns schon von früher her bekannt ist, enthält der Kern nur Protonen und Neutronen. Es bleibt keine andere Möglichkeit, als anzunehmen, daß sich ein Neutron in ein Proton umwandelt und dabei ein Elektron abspaltet nach der Gleichung

(39) $$^1_0\mathrm{n} \rightarrow {}^1_1\mathrm{p} + {}_{-1}\mathrm{e}.$$

Aus diesem **Betaprozeß** folgt daher:

Durch Abgabe eines β^--Teilchens erhöht sich die Kernladung um eine Einheit, während die Kernmasse praktisch unverändert bleibt.

Denn die geringe Masse des Elektrons spielt beim Rechnen mit den runden Massenzahlen keine Rolle.

Beispiel eines β-Prozesses:

$$^{214}_{82}\text{Pb(RaB)} \rightarrow {}_{-1}\text{e} + {}^{214}_{83}\text{Bi(RaC)} \quad \text{(Bild 80).}$$

Die γ-Strahlung ist eine bei α- und β-Prozessen häufig auftretende Begleiterscheinung, bringt also keine Kernumwandlung in dem eben geschilderten Sinn mit sich.

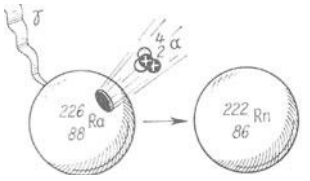


Bild 79. α-Zerfall

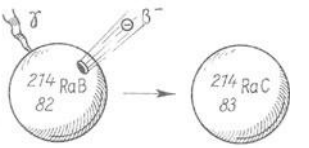


Bild 80. β-Zerfall

Bei den natürlichen radioaktiven Elementen handelt es sich um **spontane**, d. h. ohne Zutun des Menschen und ohne äußere Einflüsse verlaufende Vorgänge. Man sagt dafür kurz, die radioaktiven Atomkerne sind **instabil**, während gewöhnliche Kerne **stabil** sind, also unbegrenzte Zeit beständig bleiben. Die hier in Klammern gesetzten Symbole (RaA, RaC usw.) entsprechen den historischen Bezeichnungen, die auch heute noch häufig benutzt werden.

8.3. Halbwertszeit und Zerfallskonstante

Wenn wir soeben festgestellt haben, daß die Kerne der radioaktiven Elemente instabil sind, wird man berechtigterweise fragen, weshalb es dann solche Kerne in der Natur überhaupt noch gibt. Der Grund hierfür ist, daß eine radioaktive Substanz nicht restlos auf einmal zerfällt; in gewissen Zeitabständen zerfallen immer nur vereinzelte Kerne. Sie sind gleichsam in ihrer Gesamtheit von einer verborgenen Krankheit befallen, die jeden Augenblick den Tod des einen oder anderen Kernes herbeiführen kann. Es gibt aber keinen Anhaltspunkt dafür, wann dieser Zerfall eintreten wird. Ein Radiumkern kann hunderttausend Jahre alt sein und noch weitere hunderttausend Jahre unversehrt weiterleben. Es kann aber auch sein, daß er schon im nächsten Augenblick unter Aussendung eines α-Teilchens aufhört zu existieren und in nunmehr veränderter Form weiterbesteht. Über die individuelle Lebensdauer eines einzelnen Atoms läßt sich nicht das geringste aussagen.
Wenngleich dies den Eindruck erwecken mag, als sei der radioaktive Zerfall völlig dem blinden Zufall überlassen, so besteht doch wiederum eine strenge Gesetzmäßigkeit. Nehmen wir an, uns stünde 1 Gramm Radium zur Verfügung. Dann wird eine ganz bestimmte Zeit, und zwar 1590 Jahre, verstreichen, bis die Hälfte aller darin befindlichen Atomkerne zerfallen ist.

Bis von dem noch verbliebenen Rest, d. i. ein halbes Gramm, wiederum die Hälfte zerfallen sein wird, vergehen abermals 1590 Jahre, und so geht es weiter (Bild 81).

Die Halbwertszeit $T_{1/2}$ ist jene Zeit, innerhalb derer die Hälfte aller Atomkerne einer radioaktiven Substanz zerfallen ist.

Allgemeiner ausgedrückt heißt das: Je Zeiteinheit zerfällt immer ein bestimmter Bruchteil der jeweils **noch vorhandenen aktiven Kerne**. Diesen Bruchteil nennt man die **Zerfallskonstante** λ des betreffenden Stoffes.

Die Zerfallskonstante λ gibt an, welcher Bruchteil von einer beliebigen vorgegebenen Menge N_0 radioaktiver Atomkerne in der Zeiteinheit zerfällt (Bild 82).

Das entsprechende mathematische Gesetz findet man durch folgende Überlegung: Die Anzahl $\mathrm{d}N$ der in der kurzen Zeit $\mathrm{d}t$ zerfallenden Kerne ist immer proportional der jeweils

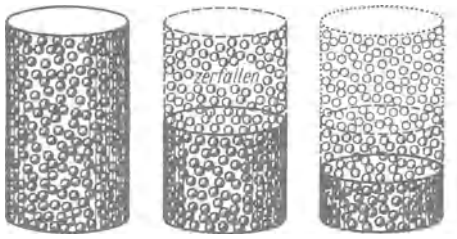


Bild 81. Die Halbwertszeit des Radiums (symbolisch dargestellt)

Bild 82
Die Zerfallskonstante (modellmäßig). Von 15 Atomen zerfallen im zeitlichen Mittel je Sekunde 3 Atome; $\lambda = {}^{3}/_{15}\ {}^{1}/\mathrm{s} = 0{,}2\ {}^{1}/\mathrm{s}$

vorhandenen Menge N, d. h., $\dfrac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = -\lambda N$. Hierbei ist λ, der Proportionalitätsfaktor, die **Zerfallskonstante**. Schreibt man dies $\dfrac{\mathrm{d}N}{N} = -\lambda\,\mathrm{d}t$ und integriert auf beiden Seiten, so erhält man:

(40) $\boxed{N = N_0\,\mathrm{e}^{-\lambda t}}$ **Gesetz des radioaktiven Zerfalls**

(N_0 anfangs vorhandene Menge, N die nach Ablauf der Zeit t noch vorhandene Menge)
Wie diese Formel lehrt, nimmt die Anzahl der in einer radioaktiven Substanz vorhandenen aktiven Kerne nach einem **Exponentialgesetz** ab (Bild 83).

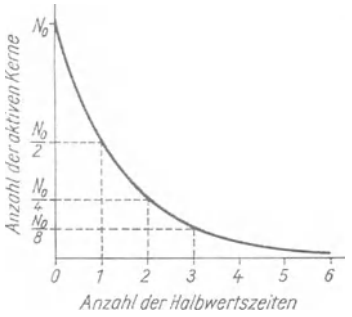


Bild 83. Zeitliches Abklingen der Aktivität einer radioaktiven Substanz

Danach läßt sich einigermaßen genau berechnen, wieviel Radiumatome sich in einer bestimmten Zeit umwandeln werden. Aber welche Atome im einzelnen jeweils an der Reihe sein werden, weiß man nicht. Das Gesetz des radioaktiven Zerfalls ist rein statistischer Art. Bei praktischen Messungen stellt man daher fest, daß die Anzahl der in der Zeiteinheit zerfallenden Kerne in statistisch unregelmäßiger Weise um einen bestimmten Mittelwert schwankt (Näheres s. 10.3.3.).

Der Zusammenhang zwischen der Zerfallskonstanten λ und der Halbwertszeit $T_{1/2}$ ergibt sich, wenn

man $N = \frac{N_0}{2}$ setzt. Dann liefert die letzte Gleichung $0{,}5 = e^{-\lambda T}$ bzw. $\ln 2 = \lambda T_{1/2}$ und

(41) $$\boxed{T_{1/2} = \frac{0{,}693}{\lambda}}$$

Beispiel: Wieviel Atomkerne zerfallen je Sekunde in 1 g Radium? – Die Anzahl der Kerne in A_r g, d. h. wegen der Massenzahl des Radiums 226 g, ist mit der AVOGADROschen Konstanten N_A (1) gegeben. Nach (2) ist daher

$$N = \frac{mN_A}{m_{mol}} = \frac{0{,}001\,\text{kg} \cdot 6{,}022 \cdot 10^{26}}{226\,\text{kg}} = 2{,}67 \cdot 10^{21}$$

Die Zerfallskonstante ist nach (41)

$$\lambda = \frac{0{,}693}{T_{1/2}} = \frac{0{,}693}{1590 \cdot 365 \cdot 86400\,\text{s}} = 1{,}382 \cdot 10^{-11}\ 1/\text{s}.$$

Folglich zerfallen je Sekunde $N \cdot \lambda = 2{,}67 \cdot 10^{21} \cdot 1{,}382 \cdot 10^{-11} = 3{,}68 \cdot 10^{10}$ Kerne.

8.4. Die Uran-Radium-Reihe

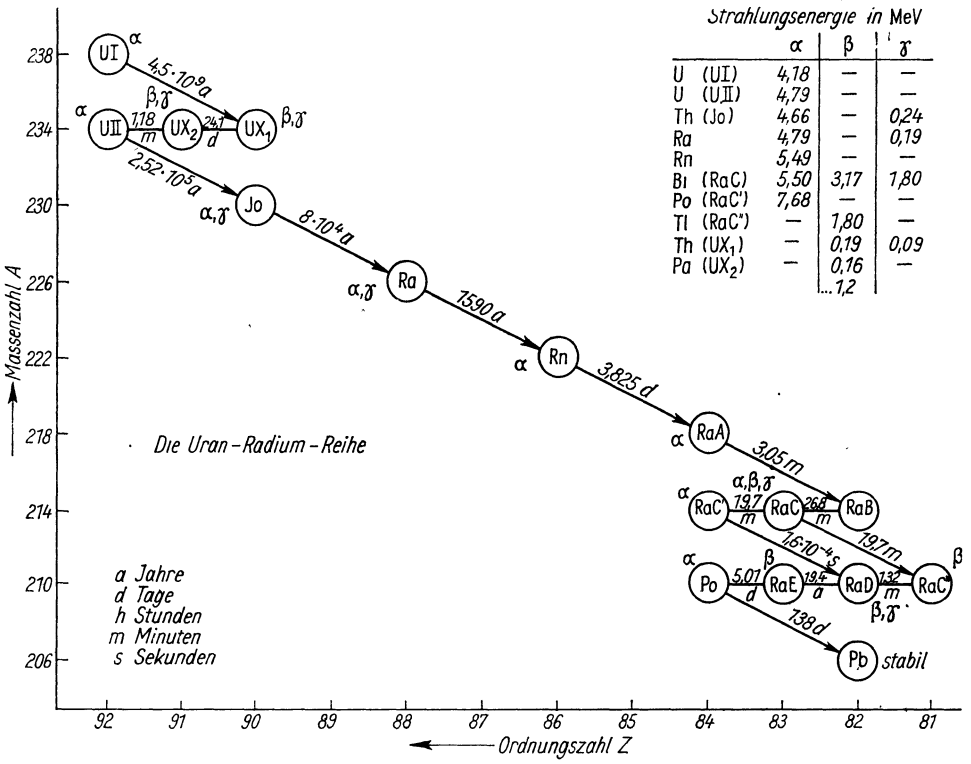
Wenn sich das Radium unter Emission eines α-Teilchens umwandelt, muß ein neues Element entstehen. Es ist dies nach der in 8.2. gegebenen Gleichung das Edelgas **Radon** $^{222}_{86}$Rn, auch **Radium-Emanation** genannt.

Da es gasförmig ist, entströmt es häufig in geringer Menge den Erdschichten, die die Uranerzlagerstätten überdecken, oder tritt, in Quellwässern gelöst, zutage. Die stärksten Quellen der Welt befinden sich im Radiumbad Brambach (DDR). Schon viele Tausende kranker Menschen haben hier ihre Heilung gefunden (Heilwirkung bei chronischen Gelenkentzündungen, Neuralgien, Muskelrheumatismus, Ischias usw.). Das im Brambacher Sprudel enthaltene Radon hat aber nur eine Halbwertszeit von 3,825 Tagen. In Flaschen aufbewahrtes Wasser ist also nur begrenzte Zeit wirksam.

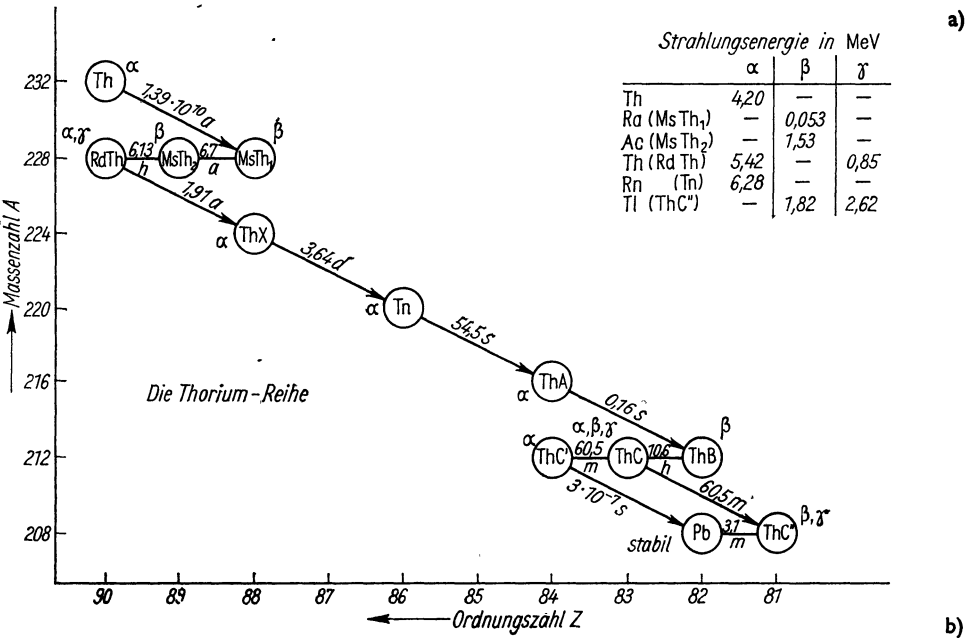
Das Radon selbst verwandelt sich unter Aussendung eines α-Teilchens in das Element $^{218}_{84}$Po(RaA). Auch dieser Kern ist α-aktiv und bildet sich mit der Halbwertszeit von nur 3,05 min in $^{214}_{82}$Pb(RaB) um.

Damit ist die Kette aufeinanderfolgender Umwandlungen noch nicht beendet. Wie sie weitergeht, zeigt Tafel 3a. Das letzte Glied ist das Pb(RaG), das chemisch mit dem natürlichen Blei identisch sein muß, weil es die gleiche Kernladung 82 trägt. Allerdings hat es eine andere Atommasse. Da das **Radiumblei** stabil ist, schließt es die Zerfallsreihe ab.

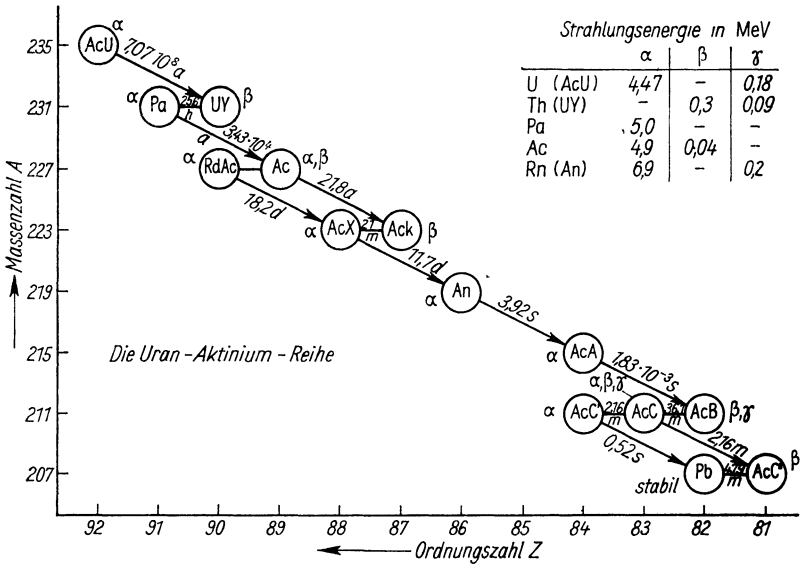
Die CURIES waren von dem Gedanken ausgegangen, nicht das Uran, sondern ein anderer Stoff müsse die Ursache der Strahlungen sein. Hätten ihnen die modernen Methoden der Radiometrie zur Verfügung gestanden, so wäre ihnen nicht entgangen, daß auch das Uran ein radioaktives Metall ist. Nur ist seine Halbwertszeit mit 4,5 Milliarden Jahren außerordentlich lang. Aus ihm bilden sich der Reihe nach die Elemente Th(UX_1), Pa(UX_2), U(U II), Th(Jo) und aus diesem schließlich das Radium. So ist das Uran der „Urahn" einer ganzen **Zerfallsreihe.** Wenn auch die Halbwertszeiten einzelner Glieder der Reihe zum Teil recht kurz sind, werden immer neue Kerne nachgebildet. Nur das Uran selbst „wächst" nicht nach. Im Laufe der Erdgeschichte wird seine Menge immer mehr abnehmen, während auf der anderen Seite sich immer mehr Radiumblei ansammelt. Auf Grund des Zerfallsgesetzes ist es daher nicht schwer auszurechnen, wie lange diese im Schoße der Erde tickende Uranuhr schon in

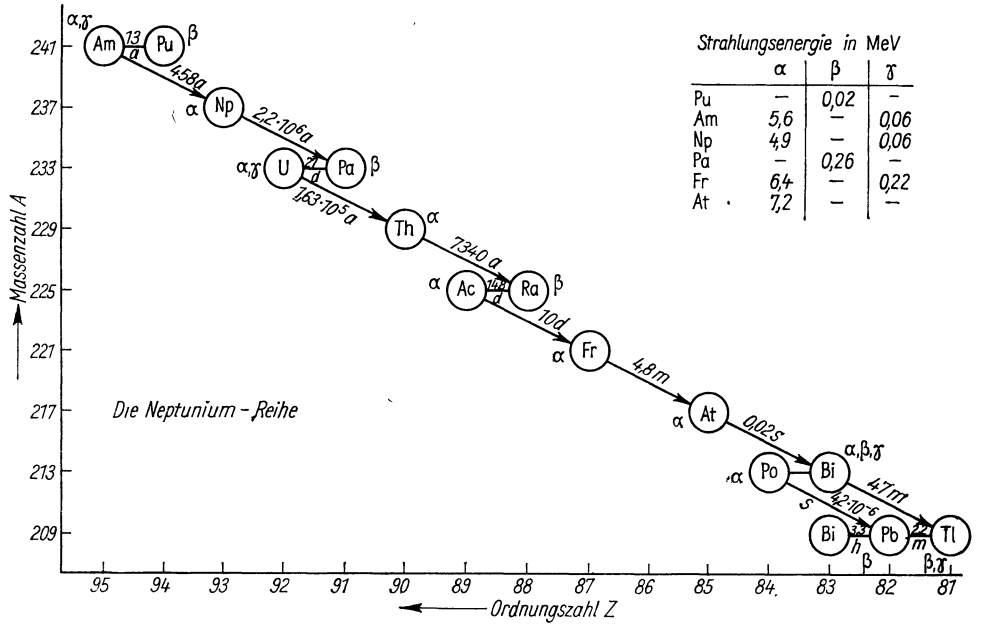

Strahlungsenergie in MeV
α β γ
U (UI) 4,18 — —
U (UII) 4,79 — —
Th (Jo) 4,66 — 0,24
Ra 4,79 — 0,19
Rn 5,49 — —
Bi (RaC) 5,50 3,17 1,80
Po (RaC') 7,68 — —
Tl (RaC'') — 1,80 —
Th (UX1) — 0,19 0,09
Pa (UX2) — 0,16 —
... 1,2
UI
UII
UX2
UX1
Jo
Ra
Rn
RaA
RaB
RaC
RaC'
RaC''
RaD
RaE
Po
Pb stabil
4,5·10⁹a
2,52·10⁵a
8·10⁴a
1590a
3,825d
3,05m
1,5·10⁻⁴s
138d
Die Uran-Radium-Reihe
a Jahre
d Tage
h Stunden
m Minuten
s Sekunden
Massenzahl A
Ordnungszahl Z

a)


Strahlungsenergie in MeV
α β γ
Th 4,20 — —
Ra (MsTh1) — 0,053 —
Ac (MsTh2) — 1,53 —
Th (Rd Th) 5,42 — 0,85
Rn (Tn) 6,28 — —
Tl (ThC'') — 1,82 2,62
Th
RdTh
MsTh2
MsTh1
ThX
Tn
ThA
ThB
ThC
ThC'
ThC''
Pb stabil
7,39·10¹⁰a
1,91a
3,64d
54,5s
0,16s
3·10⁻⁷s
60,5m
Die Thorium-Reihe
Massenzahl A
Ordnungszahl Z

b)





Tafel 3: **Die 4 radioaktiven Zerfallsreihen**

Gang sein muß. Man kommt dann zu dem Ergebnis, daß die ältesten Schichten an der Erdoberfläche rund 2 Milliarden Jahre alt sein müssen. Das Gesamtalter der Erde schätz man auf ungefähr das Doppelte. Zum gleichen Ergebnis führt auch die sogenannte „Helium-Methode". Das Helium bildet sich nämlich aus α-Teilchen, an die sich nur noch zwei Elektronen anzulagern brauchen. Es findet sich dann unter entsprechend günstigen Bedingungen in den zu untersuchenden Mineralien eingeschlossen.

8.5. Die weiteren radioaktiven Familien

Die Mitglieder der Uran-Radium-Familie sind jedoch nicht die einzigen in der Natur vorkommenden radioaktiven Kernarten. Man kennt heute insgesamt 4 Zerfallsreihen, von denen eine aus dem künstlich hergestellten Neptunium hervorgeht.
Auf der Tafel 3 geben die diagonal verlaufenden Linien jeweils eine α-Umwandlung, die horizontalen je eine β-Umwandlung an. An einigen Stellen sind Verzweigungen vorhanden. Beispielsweise verwandelt sich das Bi(RaC) zu 99,96% durch β-Prozeß in Po(RaC') und zu 0,04% durch α-Prozeß in Tl(RaC'').
In den natürlichen Reihen tritt je ein Edelgas auf: das Thoron (Thorium-Emanation), das schon erwähnte Radon und das Aktinon (Aktinium-Emanation). Alle Reihen endigen mit Blei von jeweils verschiedener relativer Atommasse.
Es kommen aber außerdem noch einige **radioaktive Einzelgänger** in der Natur vor (Tabelle 5). Sie finden sich als Beimengungen stabiler Elemente und haben durchweg sehr lange Halbwertszeiten. Wäre dem nicht so, dann wäre längst nichts mehr von ihnen vorhanden, weil sie ja mit Ausnahme des Tritiums nicht nachgebildet werden.

Tabelle 5: **Einige natürliche radioaktive Atomarten**

Isotop	Zerfallsweise	Halbwertszeit	Mengenanteil im natürlichen Element
$^{40}_{19}K$	$^{40}_{20}Ca + \beta^-$	$1{,}25 \cdot 10^9$ a	0,012%
$^{87}_{37}Rb$	$^{87}_{38}Sr + \beta^-$	$6{,}15 \cdot 10^{10}$ a	27,20 %
$^{152}_{62}Sm$	$^{148}_{60}Nd + \alpha$	$\approx 1 \cdot 10^{11}$ a	27,1 %
$^{176}_{71}Lu$	$^{176}_{72}Hf + \beta^-$	$\approx 2 \cdot 10^{10}$ a	2,5 %
$^{187}_{75}Re$	$^{187}_{76}Os + \beta^-$	$\approx 4 \cdot 10^{12}$ a	62,93 %
$^{3}_{1}T$	$^{3}_{2}He + \beta^-$	12,26 a	$<10^{-10}$ %

8.6. Das radioaktive Gleichgewicht

In einem Stück Uranerz, das schon seit Jahrmilliarden in der Erde ruht, befinden sich immer sämtliche Glieder der Zerfallsreihe. Selbst wenn die Halbwertszeit einer Substanz noch so kurz ist, findet sich stets ein wenig darin vor. Für sich allein würde sie infolge ihres raschen Zerfalls innerhalb kurzer Zeit verschwinden. Doch werden bei Anwesenheit ihrer Muttersubstanz in jedem Augenblick neue Atome nachgeliefert. Auf diese Weise wird sich im Laufe der Zeit ein bestimmter Gleichgewichtszustand herausbilden.

Im radioaktiven Gleichgewicht werden von einer bestimmten Kernart je Zeiteinheit ebenso viele Kerne neu gebildet, wie im gleichen Zeitraum zerfallen.

Wäre es nicht so, dann würde sich ein bestimmter Stoff immer mehr anreichern oder ein anderer völlig verschwinden. Das aber widerspricht der Erfahrung.

In welchem Mengenverhältnis die einzelnen Radioelemente im Erz vorhanden sein müssen, ergibt folgende Überlegung. Wenn die Zerfallskonstante der Muttersubstanz λ_1 ist, zerfällt von den N_1 vorhandenen Kernen je Zeiteinheit die Anzahl $\lambda_1 N_1$ und von der Tochtersubstanz die Anzahl $\lambda_2 N_2$. Dann gilt die Gleichung $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2$. Da sich nach Gl. (41) die Halbwertszeiten umgekehrt wie die Zerfallskonstanten verhalten, ergibt sich

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{T_{1/2\,1}}{T_{1/2\,2}} \tag{42}$$

Die im radioaktiven Gleichgewicht vorhandenen Mengen von Kernen verhalten sich zueinander wie die entsprechenden Halbwertszeiten.

Bei der Anwendung der letzten Gleichung auf radioaktive Substanzen muß noch die relative Atommasse der zu vergleichenden Stoffe berücksichtigt werden. Die Masse m_1 ist dann dem Produkt aus der Zahl der Atome N_1 und der Atommasse A_1 proportional. Damit wird $\frac{m_1}{m_2} = \frac{N_1 A_1}{N_2 A_2} = \frac{T_{1/2\,1} A_1}{T_{1/2\,2} A_2}$ oder

$$\boxed{m_2 = \frac{m_1 T_{1/2\,2} A_2}{T_{1/2\,1} A_1}} \tag{43}$$

Gleichgewichtsmenge

Das hier abgeleitete Gesetz gilt nur für das **Dauergleichgewicht**, wie es sich z. B. bei sehr alten Erzen im Laufe der Jahrhunderttausende ausgebildet hat. Ganz anders können aber die Verhältnisse bei radioaktiven Präparaten liegen, die durch chemisches Abtrennen aus ihren Muttersubstanzen oder auf künstliche Weise gewonnen werden.

Ein häufig vorkommender Fall liegt z. B. dann vor, wenn eine radioaktive Muttersubstanz frisch gewonnen wird und die daraus entstehende Tochtersubstanz ebenfalls radioaktiv ist. Die Anzahl B der Tochterkerne wird dann anfangs zunehmen, dann aber wieder abnehmen, weil sie ihrerseits wieder zerfallen und die zur Verfügung stehenden Mutterkerne nicht nachgeliefert werden. Wenn A_0 die Anfangsmenge der Muttersubstanz bedeutet, ist nach Ablauf der Zeit t

$$\boxed{B = \frac{\lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A} A_0 (e^{-\lambda_A t} - e^{-\lambda_B t})} \tag{44}$$

Anzahl der Tochterkerne bei nicht erneuerter Muttersubstanz

Nach einer bestimmten Zeit t_{max} erreicht hierbei die Anzahl B der Tochterkerne einen Maximalwert, dem ein bestimmtes Gleichgewichtsverhältnis zwischen Mutter- und Tochtersubstanz entspricht (Bild 84):

$$t_{max} = \frac{\ln \lambda_B / \lambda_A}{\lambda_B - \lambda_A}$$

Beispiel: Aus einem frisch hergestellten Niederschlag von Thorium B ($T_{1/2} = 10{,}6$ h) bildet sich Thorium C ($T_{1/2} = 60{,}5$ min). Nach welcher Zeit ist die Höchstmenge an Th C vorhanden, und in welchem Mengenverhältnis stehen dann Th B und Th C zueinander? –

Aus der letzten Gleichung erhält man mit

$$\lambda_A = \frac{0{,}693}{T_{1/2}} = \frac{0{,}693}{636 \text{ min}} = 0{,}001\,09 \text{ 1/min}$$

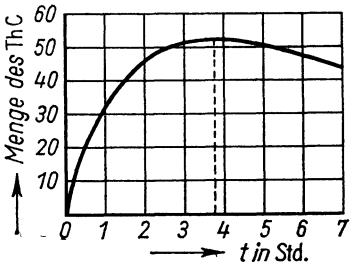


Bild 84. Zeitliches Anwachsen der Menge des aus Th B gebildeten Th C

und

$$\lambda_B = 0{,}011\,45\ ^1/\text{min}$$

$$t_{\max} = \frac{\ln \frac{1145}{109}\ \text{min}}{(0{,}011\,45 - 0{,}001\,09)} = 227\ \text{min} = 3{,}78\ \text{h}$$

Die beiden Kernarten bilden nach Ablauf dieser Zeit wegen (42) ein Mengenverhältnis von

$$\frac{N_A}{N_B} = \frac{T_{1/2\,A}}{T_{1/2\,B}} = \frac{60{,}5}{636} = 1 : 10{,}5.$$

8.7. Maßeinheiten der Aktivität

Bei der Beurteilung der Stärke von radioaktiven Substanzen wäre eine einfache Mengenangabe, etwa in Gramm, unzureichend und würde ihre recht unterschiedlichen Eigenschaften sowie die ihrer Strahlungen nicht berücksichtigen. Die Stärke eines radioaktiven Stoffes hängt zunächst davon ab, wieviel Kerne in der Zeiteinheit zerfallen. Weiß man dies, so hat man ein Maß der **Aktivität** A der betreffenden Substanz.
Da nun die Zerfallkonstante λ den Bruchteil der in der Zeiteinheit zerfallenden Kerne angibt (S. 72), folgt mit der Anzahl N der vorhandenen Kerne unmittelbar

(45) $\boxed{A = \lambda N}$ **Aktivität**

Heute gilt als gesetzliche Einheit:

Einheit der Aktivität A: 1 Bq (Becquerel) = 1/s

Aus historischen Gründen war bis jetzt noch eine andere Einheit in Gebrauch, die wegen ihrer großen Bedeutung in Wissenschaft und Technik vorläufig noch verwendet werden darf:

1 Curie ist diejenige Menge einer radioaktiven Substanz, in der je Sekunde $3{,}7000 \cdot 10^{10}$ Zerfallsakte stattfinden.

$$\boxed{1\ \text{Ci} = 3{,}7 \cdot 10^{10}\ \text{Bq}}$$

Wie wir bereits (S. 73) feststellten, zerfallen in einem Gramm Radium je Sekunde rund $3{,}7 \cdot 10^{10}$ Atome. Wieviel es genau sind, läßt sich wegen meßtechnischer Schwierigkeiten nicht mit wünschenswerter Exaktheit bestimmen; die Angaben schwanken zwischen 3,68 und $3{,}71 \cdot 10^{10}$.
Demnach entspricht 1 Curie der Aktivität von rund 1 g Radium, was sich leicht merken läßt. Ferner gilt:

$$\boxed{1\ \text{Ci (Curie)} = 10^3\ \text{mCi (Millicurie)} = 10^6\ \mu\text{Ci (Mikrocurie)}}$$

Die Aktivität von Quellwässern oder radonhaltiger Luft wurde früher oft in **Eman** angegeben

1 Eman = 10^{-10} Curie je Liter = 3,7 Becquerel je Liter

Gebräuchlich war früher noch

1 Mache-Einheit = $3{,}64 \cdot 10^{-10}$ Curie je Liter = 13,5 Becquerel je Liter

Bezieht man die Aktivität eines strahlenden Stoffes auf die Masseneinheit, so erhält man die

$$\textbf{spezifische Aktivität} = \frac{\textbf{Aktivität } A}{\textbf{Masse } m \textbf{ des strahlenden Stoffes}}$$

Sie wird demnach in **Becquerel bzw. Curie je Gramm** angegeben.

Beispiel: 1. Welche Aktivität hat ein radioaktives Präparat, das kein Gemisch darstellt und je Sekunde 500 β-Teilchen aussendet? – $A = 500\,\text{Bq}$;

$$\text{Umrechnung: } A = \frac{500 \cdot 1}{3{,}7 \cdot 10^{10}}\,\text{Ci} = 135 \cdot 10^{-10}\,\text{Ci} \quad \text{oder} \quad 0{,}0135\,\mu\text{Ci}.$$

2. Welche Aktivität haben 100 g frisch hergestelltes Uranoxid (U_3O_8)? – Die Molekülmasse des U_3O_8 beträgt $3 \cdot 238 + 8 \cdot 16 = 714 + 128 = 842$. Die darin enthaltene Uranmenge errechnet sich aus $842{:}714 = 100{:}x$ zu $x = 84{,}8$ g. Hierin sind mit der Atommasse des Urans 238 nach Gl. (2) $N = \frac{0{,}0848\,\text{kg} \cdot 6{,}022 \cdot 10^{26}}{238\,\text{kg}} = 2{,}146 \cdot 10^{23}$ Atome enthalten.
Die Zerfallskonstante des U I beträgt $\lambda = \frac{0{,}693}{4{,}51 \cdot 10^9 \cdot 365 \cdot 86400\,\text{s}} = \frac{1}{2{,}052 \cdot 10^{17}}\,1/\text{s}$ und gibt den Bruchteil der je Sekunde stattfindenden Zerfälle an. Also ist die Aktivität $A = \lambda N = \frac{2{,}146 \cdot 10^{23}}{2{,}052 \cdot 10^{17}} = \mathbf{1{,}046 \cdot 10^6\,Bq}$.

$$\text{Umrechnung: } A = \frac{1{,}046 \cdot 10^6}{3{,}7 \cdot 10^{10}}\,\text{Ci} = 0{,}28 \cdot 10^{-4}\,\text{Curie} \quad \text{oder} \quad 28\,\mu\text{Ci}.$$

9. Die radioaktiven Strahlungen

Nicht nur die bisher erwähnten natürlichen Stoffe senden Strahlen aus, sondern auch die Hunderte von radioaktiven Kernarten, die man auf künstlichem Weg herzustellen gelernt hat. Es ist daher notwendig, noch etwas genauer auf die Eigenschaften und die Messung der Strahlen einzugehen.

9.1. Die α-Strahlung

Daß die α-Strahlung aus zweifach positiv geladenen Heliumkernen besteht, wissen wir bereits. Die bei der Umwandlung des Kernes ausgestoßenen α-Teilchen verlassen diesen mit sehr großer Geschwindigkeit in der Größenordnung von 10000 km/s. Bei ihrem Weg durch die Luft stoßen sie mit deren Molekülen zusammen und erzeugen je cm Bahnlänge 20000 bis 40000 Ionen. Da zur Bildung eines Ionenpaares die Energie von etwa 34 eV benötigt wird, ist die große Anfangsenergie der Teilchen schnell verbraucht. Jeder α-strahlende Stoff hat daher eine charakteristische **mittlere Reichweite** R, die von der Anfangsenergie W_0 der α-Teilchen abhängt. Beim Radium, dessen α-Energie 4,79 MeV beträgt, ist die Reichweite in Luft 3,38 cm. Wir können sie aus der in Bild 85 angegebenen Kurve ablesen. Der Ausdruck „mittlere" Reichweite deutet an, daß infolge der Unregelmäßigkeit der Zusammenstöße die Reichweite ein wenig um einen bestimmten Mittelwert schwankt.

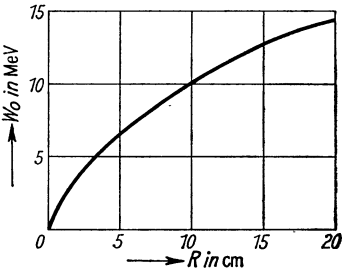


Bild 85. Energie und Reichweite von α-Teilchen in Luft

Man kann die Reichweite in Luft näherungsweise berechnen:

(46) $\boxed{R = 0{,}323\, W_0^{1,5}}$ **Energie-Reichweite-Beziehung für α-Strahlen**

(R Reichweite in cm bei 15 °C und 760 Torr; W_0 Energie der Teilchen in MeV)
In anderen Stoffen richtet sich die Reichweite nach der Atommasse und der Dichte des durchstrahlten Stoffes und ist in festen Körpern nur sehr gering. α-Teilchen von 3 MeV dringen etwa $^1/_{100}$ mm in Aluminium ein.

9.2. Die β-Strahlung und das Neutrino

Die aus negativen Elektronen bestehende β^--Strahlung erzeugt wegen der sehr kleinen Elektronenmasse in der Luft viel weniger Ionen als die α-Teilchen, und zwar 50···100 Ionen je cm Weglänge. Der Energieverlust der Elektronen ist aber nur teilweise auf ihre ionisierende

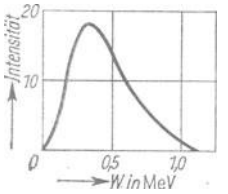


Bild 86
Relative Intensität und Energie der β-Teilchen von RaE

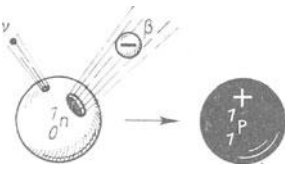


Bild 87
Zerfall des Neutrons unter Aussendung eines Elektrons und eines Antineutrinos

Wirkung zurückzuführen. Während Energie und Reichweite der α-Teilchen bei jedem radioaktiven α-Strahler einen fest bestimmten Wert haben, ist dies bei den β-Strahlern nicht der Fall. Vielmehr haben die β-Teilchen einer bestimmten aktiven Kernart die verschiedensten Energiewerte, die zusammen ein für den betreffenden Strahler charakteristisches **Energiespektrum** ergeben. Bild 86 läßt beispielsweise erkennen, daß die β-Teilchen des RaE alle möglichen Energiewerte bis $W_{max} = 1{,}17$ MeV haben. Zahlenmäßig am häufigsten vertreten sind darin solche mit etwa 0,35 MeV, wo der Gipfel der Kurve liegt.
Es erscheint zunächst unverständlich, weshalb die von einer bestimmten Kernart ausgesandten β-Teilchen ganz verschiedene Energie aufweisen. Um dies zu erklären, nahm W. PAULI 1931 an, daß zugleich mit jedem Elektron ein sogenanntes **Neutrino** (Symbol: ν) ausgesandt wird (Bild 87).

Das Neutrino ist ein elektrisch neutrales Teilchen. Seine Ruhmasse ist gleich Null.

Mithin muß die Gl. (39) des β-Zerfalls wie folgt ergänzt werden[1]:

(47) $${}^1_0\mathrm{n} \rightarrow {}^1_1\mathrm{p} + {}^{\ }_{-1}\mathrm{e} + \bar{\nu}.$$

Man nimmt an, daß die bei jedem β-Prozeß frei werdende Gesamtenergie gleich dem jeweils auftretenden Maximalwert W_{max} der Elektronen ist. Der bei den Elektronen geringerer Energie vorhandene Fehlbetrag ist dann im gleichzeitig emittierten Neutrino enthalten.
Einen Beweis für die Existenz des Neutrinos liefert auch der Satz von der Erhaltung des Drehimpulses. Nach 5.3. hat das Elektron einen Drehimpuls von $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$. Man weiß ferner,

[1]) Wie S. 213 näher erläutert wird, handelt es sich in diesem Fall um das Antineutrino $\bar{\nu}$.

daß auch das Neutron sowie das daraus hervorgehende Proton je einen Drehimpuls von gleicher Größe haben. Der Spin der Nukleonen wird also durch den β^--Prozeß nicht geändert. Der Impulssatz fordert aber, daß mit dem Erscheinen des Elektrons an den beteiligten Teilchen eine Drehimpulsänderung von entgegengesetzt gleicher Größe auftreten muß. Der Widerspruch löst sich sofort, wenn man annimmt, daß eben das Neutrino diese Drehimpulsänderung aufnimmt.

Die Wechselwirkung der β-Strahlen mit stofflichen Medien ist dreifacher Art:

1. Ionisation der Atome des durchstrahlten Stoffes unter entsprechendem Energieverlust der β-Teilchen (Ionisationsbremsung),
2. Abbremsung der β-Teilchen beim Durchgang durch das COULOMB-Feld der Atomhüllen, wodurch eine Röntgenbremsstrahlung entsteht (Strahlungsbremsung),
3. Streuung, d. h. fortgesetzte Richtungsänderung der β-Teilchen.

Trotz dieser komplizierten Vorgänge und der uneinheitlichen Energie der β-Teilchen läßt sich wenigstens näherungsweise eine **maximale Reichweite** angeben, die den energiereichsten Teilchen des β-Spektrums entspricht. Außer von der Energie ist sie vom durchstrahlten Material abhängig und wird mit d_{max} (in cm) bezeichnet. Sie ist etwa umgekehrt proportional der Dichte ϱ (in g/cm³) des Materials. Bildet man das Produkt $d_{max} \cdot \varrho$, so hat dieses die Maßeinheit g/cm² und bedeutet die Flächendichte des Materials. Damit ergibt sich:

(48) $\boxed{R_{max} = d_{max}\,\varrho}$ **materialunabhängige maximale Reichweite für β-Strahlen**

Für die **materialunabhängige maximale Reichweite** gelten nach FEATHER die Näherungsformeln

(49a) für $W_{max} < 0{,}8$ MeV: $R_{max} = 0{,}407\, W_{max}^{1{,}38}$ (W_{max} in MeV, R_{max} in g/cm²)

(49b) für $W_{max} > 0{,}8$ MeV: $R_{max} = 0{,}542\, W_{max} - 0{,}133$

Beispiel: Welche maximale Reichweite hat eine β-Strahlung von $W_{max} = 1{,}5$ MeV in Luft ($\varrho = 0{,}00129$ g/cm³) und Aluminium ($\varrho = 2{,}7$ g/cm³)? —
Nach Formel (49b) ergibt sich zunächst unabhängig vom Material $R_{max} = (0{,}542 \cdot 1{,}5 - 0{,}133)\,\text{g/cm}^2 = 0{,}68$ g/cm². Die maximale lineare Reichweite in Luft ist dann nach (48)

$$d_{max} = \frac{R_{max}}{\varrho} = \frac{0{,}68\ \text{g cm}^3}{\text{cm}^2 \cdot 0{,}001\,29\ \text{g}} = 527\ \text{cm}$$

bzw. in Aluminium

$$d_{max} = \frac{0{,}68\ \text{g cm}^3}{\text{cm}^2 \cdot 2{,}7\ \text{g}} = 0{,}25\ \text{cm}$$

9.3. Die γ-Strahlung

Die Entstehung der γ-Strahlung läßt sich mit der Emission des Lichtes durch die Elektronenhülle vergleichen. Dort konnten wir uns so ausdrücken: Immer dann, wenn die Elektronenhülle von einem Zustand höherer Energie in ein tieferes Energieniveau übergeht, wird ein Lichtquant emittiert. Ebenso stellt man sich vor, daß der Atomkern nach Abgabe eines α- oder β-Teilchens in einem mehr oder weniger angeregten Zustand zurückbleibt. Kehrt er von hier aus in den Grundzustand zurück, so wird die Energiedifferenz als γ-Quant abgestrahlt. Allerdings gibt es auch radioaktive Kerne, die sich z. B. nach Abgabe eines

β-Teilchens bereits im Grundzustand befinden und demzufolge auch keine γ-Strahlen abgeben können.
In vielen anderen Fällen ergibt sich jedoch ein etwas komplizierteres Bild, wenn die einzelnen radioaktiven Kerne mehrere **Anregungsstufen** haben. Die Stufen verschiedenen Energiegehaltes kann man, wie wir dies beim Wasserstoffatom (Bild 37) gesehen haben, in Form eines Termschemas darstellen. Die jeweils unterste Stufe ist der Grundzustand des betreffenden

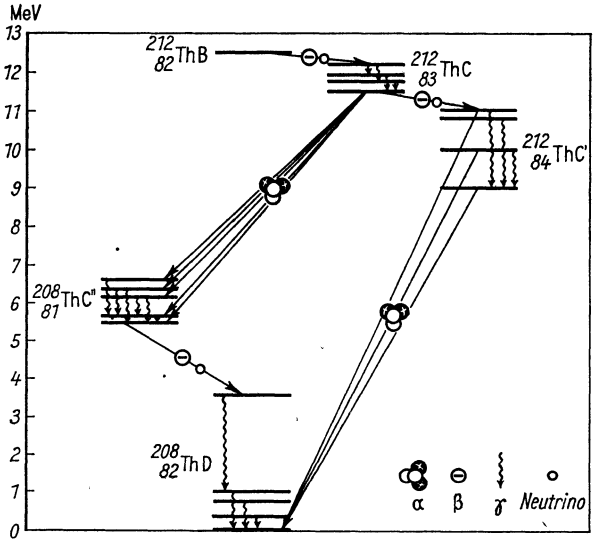


Bild 88
Zerfallsschemata der letzten 4 Glieder der Thorium-Reihe

Kernes. Bild 88 zeigt ausführlicher, wie sich die vier letzten Glieder der Thorium-Reihe bilden. Man erkennt dabei drei grundsätzliche Möglichkeiten:

1. Bei ein und demselben Kern werden durch Übergang von einem höheren Energieniveau in ein tieferes γ-Quanten verschiedener Energie abgestrahlt. Daher stellt die γ-Strahlung radioaktiver Elemente oft ein diskontinuierliches Spektrum einzelner Wellenlängen von verschiedener Energie dar.

2. α- oder β-Teilchen können vom Grundzustand eines Kernes (ThC) aus abgegeben werden, wobei ein Folgekern in verschiedenen Anregungszuständen (ThC'') entsteht.

3. α-Teilchen können von verschiedenen Anregungsstufen eines Kernes (ThC') aus abgegeben werden und einen Folgekern (ThD) im Grundzustand ergeben.

Die Energie der γ-Strahlung wird nach der Gl. (16) $W = hf$ um so größer, je größer ihre Frequenz bzw. je kürzer ihre Wellenlänge ist. Ist die Energie in MeV gegeben, so errechnet sich die Wellenlänge λ nach der Formel

(50) $$\lambda = \frac{12{,}34 \cdot 10^{-4}}{W}$$ **Wellenlänge der γ-Strahlung** (W in MeV, λ in nm)

Da sich die γ-Strahlung eines Kerns meist aus mehreren Komponenten zusammensetzt, sind auf Tafel 3 (S. 76) nur die jeweils wichtigsten Komponenten angegeben.

Beispiel: Für die Wellenlänge der γ-Strahlung des RaC erhält man $\lambda = \frac{12{,}34 \cdot 10^{-4}}{1{,}8}\,\text{nm} = 6{,}86 \cdot 10^{-4}\,\text{nm}$.

Gegenüber der α- und β-Strahlung hat die γ-Strahlung ein außerordentlich großes Durchdringungsvermögen. In Luft wird sie nur in sehr geringem Maße geschwächt, so daß sie sich hier praktisch wie das Licht ausbreitet, dessen Intensität mit dem Quadrat der Entfernung von der Lichtquelle abnimmt:

Die Intensität der γ-Strahlung nimmt in Luft mit dem Quadrat der Entfernung von der Strahlenquelle ab.

Bedeuten I_1 und I_2 die Intensitäten in den Entfernungen r_1 und r_2, so gilt daher die Beziehung

$$I_2 = I_1 \frac{r_1^2}{r_2^2}. \tag{51}$$

Grundsätzlich spielen sich beim Durchgang von γ-Strahlen durch stoffliche Medien folgende 3 Prozesse ab:

1. Photoeffekt. Das γ-Quant schlägt aus der Atomhülle, meist aus der K- oder L-Schale, ein Elektron heraus, wodurch seine Energie völlig verbraucht wird (vgl. 2.4.). Man nennt diesen Anteil der Strahlenschwächung **lichtelektrische Absorption** und die dabei befreiten Elektronen **Photoelektronen.**

2. Compton-Effekt. Das γ-Quant stößt gegen ein locker gebundenes Elektron der Atomhülle und überträgt ihm einen Teil seiner Energie. Das γ-Quant wird mit entsprechend geringerer Frequenz ($W' = hf'$) aus seiner anfänglichen Richtung abgelenkt, d. h. gestreut (vgl. 2.5.). Die bei diesem Vorgang auftretenden Elektronen nennt man **Compton-Elektronen.**

3. Paarbildung. Das γ-Quant verwandelt sich im Kernfeld in einen Elektronenzwilling (Näheres vgl. 14.2.2.). Dieser Effekt tritt erst bei Energien über 1 MeV in Erscheinung.
Die bei allen drei Vorgängen mit mehr oder weniger großer Energie frei werdenden Elektronen bewirken ihrerseits eine Ionisierung des von ihnen durchquerten Stoffes. Hierauf beruhen einerseits viele zum Nachweis von γ-Strahlen dienende Geräte und andererseits die starke biologische Wirkung der γ-Strahlung.

9.4. Das Absorptionsgesetz für β- und γ-Strahlen

Wenn eine Strahlung durch eine dünne Materialschicht hindurchgeht, so ist die Abnahme dI der Strahlungsintensität proportional der jeweils noch vorhandenen Intensität I und der Schichtdicke dx. Den für die jeweilige Strahlung charakteristischen Proportionalitätsfaktor nennt man den **linearen Absorptionskoeffizienten** μ (in ^{1}/cm). Es gilt also die Gleichung

$$dI = -I\mu\,dx. \tag{52}$$

Die Integration der Gleichung liefert:

$$\boxed{I = I_0 e^{-\mu x}} \quad \textbf{Absorptionsgesetz} \tag{53}$$

I_0, I Anzahl der registrierten β-Teilchen bzw. γ-Quanten vor bzw. nach Durchgang durch die Schichtdicke x.)

Oft rechnet man auch (Bild 89) mit der sogenannten **Halbwertsdicke $d_{1/2}$:**

Die Halbwertsdicke $d_{1/2}$ ist diejenige Dicke eines Absorbers, bei welcher die Intensität einer Strahlung auf die Hälfte geschwächt wird.

Man erhält ihren Wert, indem man in Formel (53) $I = I_0/2$ setzt, und bekommt dann für x den Wert

(54) $$\boxed{d_{1/2} = \frac{0{,}693}{\mu}}$$ **Halbwertsdicke**

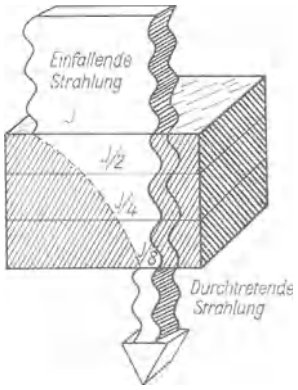


Bild 89. Begriff der Halbwertsdicke. Nach dreimaligem Passieren einer Schicht von der Dicke $d_{1/2}$ wird die Strahlung auf $^1/_8$ geschwächt

9.4.1. Anwendung des Absorptionsgesetzes bei β-Strahlen

Trotz des etwas komplizierten Zusammenwirkens der die β-Strahlung schwächenden Faktoren läßt sich in den meisten praktischen Fällen das Absorptionsgesetz (53) anwenden. Daß es nicht ganz exakt gilt, zeigen ja die Formeln (48) und (49), die ebenfalls nur näherungsweise Gültigkeit haben.

Wie auch bei der Reichweite R_{max} ist es bei β-Strahlen recht praktisch, mit dem materialunabhängigen **Massenschwächungskoeffizienten** $\mu' = \frac{\mu}{\varrho}$ zu rechnen. Dieser hat die Maßeinheit cm²/g und hat für alle Stoffe den gleichen Wert, der nur von der β-Energie abhängt. Er läßt sich nach empirischen Formeln errechnen. Zum Beispiel gilt für $W_{max} > 0{,}5$ MeV

(55) $$\boxed{\mu' = \frac{22}{W_{max}^{4/3}}}$$ (μ' in cm²/g, W_{max} in MeV).

Beispiele: 1. Welche maximale Energie haben die β-Teilchen eines Strahlers, wenn ihre Anzahl durch ein Aluminiumblech von 0,135 g/cm² auf die Hälfte reduziert wird? –

Nach (54) erhält man $\mu' = \frac{0{,}693\ \text{cm}^2}{0{,}135\ \text{g}} = 5{,}13\ \text{cm}^2/\text{g}$ und nach Formel (55)

$$W_{max} = \sqrt[4]{\left(\frac{22}{5{,}13}\right)^3}\ \text{MeV} = \mathbf{2{,}98\ MeV}.$$

2. Welche Weglänge legen β-Teilchen von 1,5 MeV in Luft zurück, ehe sie zu 50% absorbiert werden? –

Aus Formel (55) ergibt sich $\mu' = \frac{22\ \text{cm}^2}{\sqrt[3]{1{,}5^4}\ \text{g}} = 12{,}8\ \text{cm}^2/\text{g}$. Nach Formel (54) ist dann $d'_{1/2} = \frac{0{,}693\ \text{g}}{12{,}8\ \text{cm}^2} =$

$= 0{,}05414\ \text{g/cm}^2$; da Luft (unter Normalbedingungen) die Dichte $\varrho = 0{,}00129\ \text{g/cm}^3$ hat, ergibt sich die entsprechende Dicke der durchquerten Luftschicht zu $d_{1/2} = \frac{d'_{1/2}}{\varrho} = \frac{0{,}05414}{0{,}00129}\ \text{cm} = \mathbf{42\ cm}$.

9.4.2. Anwendung des Absorptionsgesetzes bei γ-Strahlen

Entsprechend den 3 Grundvorgängen (vgl. 9.3.) bei der Schwächung von γ-Strahlen stellt sich der lineare Schwächungskoeffizient μ als Summe aus drei einzelnen Koeffizienten dar:

$$\mu = \tau + \sigma + \varkappa.$$

Hierbei ist τ der lichtelektrische Absorptionskoeffizient, σ der COMPTON-Streukoeffizient und $\varkappa$ der Koeffizient der Paarbildung (Bilder 90, 91). Alle drei sind stark abhängig vom Material und der Energie W_γ der Strahlung.

Tabelle 6: **Linearer Schwächungskoeffizient μ in ^{1}/cm für γ-Strahlen**
(nur gültig für schmale Strahlenbündel)

Energie der Strahlung MeV	Blei	Gußeisen	Aluminium	Beton	Wasser
0,6	1,37	0,55	0,210	0,179	0,0894
0,8	0,99	0,47	0,184	0,156	0,0786
1,0	0,79	0,43	0,166	0,141	0,0706
1,25	0,66	0,38	0,149	0,126	0,0632
1,5	0,58	0,35	0,137	0,116	0,0576
2,0	0,51	0,30	0,117	0,100	0,0493
3,0	0,46	0,26	0,094	0,080	0,0396
4,0	0,47	0,24	0,084	0,071	0,0339
5,0	0,49	0,23	0,075	0,064	0,0302
8,0	0;55	0,23	0,068	0,058	0,0242

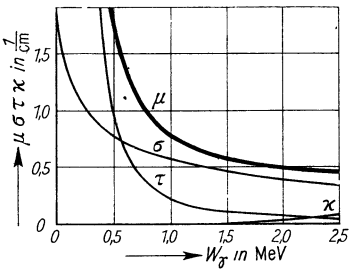


Bild 90. Zusammensetzung des Schwachungskoeffizienten von Blei fur γ-Strahlen

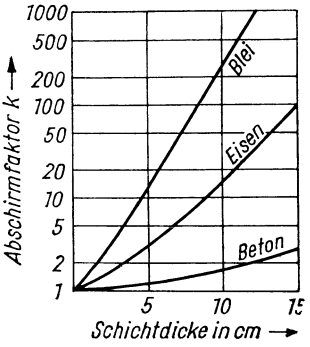


Bild 91. Abschirmfaktoren k für die γ-Strahlung von ^{60}Co

Bei γ-Strahlen gilt das Absorptionsgesetz (53) zwar theoretisch genau, jedoch praktisch nur für den Fall eines „dünnen Strahlenbündels". Es beachtet nämlich nicht diejenigen Strahlen, die zwar aus dem primären Strahl ausscheiden, aber durch mehrmalige Streuung auf Umwegen wieder in den Empfänger eintreten.

Diesem Umstand trägt dann der **Aufbaufaktor** B Rechnung, mit dem die aus dem Absorptionsgesetz (53) folgende Intensität I noch zu multiplizieren ist. Der Faktor B hängt jedoch stark von der Form und Anordnung der Strahlenquelle sowie der Geometrie der Abschirmung ab und kann besonderen Tabellen entnommen werden.

Einfacher ist es aber, die erforderliche Dicke einer Schutzwand einem Diagramm zu entnehmen (Bild 91), wenn ein bestimmter **Abschirmfaktor** k

$$k = \frac{I_0}{I}$$

vorgegeben ist, der das Verhältnis der Strahlenintensität vor bzw. hinter der Schutzwand angibt.

10. Nachweis und Messungen radioaktiver Strahlen

10.1. Leuchtstoffzähler

Zu den interessantesten physikalischen Versuchen gehört ein Blick in das von CROOKES erfundene **Spinthariskop** (Bild 92). Auf dem Boden einer kleinen Blechhülse liegt eine kleine, mit Leuchtstoff (mit Kupfer aktiviertes Zinksulfid) belegte Scheibe. Einige Millimeter darüber ist das radioaktive Präparat angebracht. Sieht man mit dem an die Dunkelheit gewöhnten Auge durch die am oberen Rohrende angebrachte Lupe, so erblickt man das Aufblitzen Tausender kleiner Fünkchen. Jeder Lichtblitz rührt von einem gegen den Leuchtschirm prallenden α-Teilchen her. Wenn das Präparat genügend schwach ist, kann man die Teilchen sogar einzeln zählen.

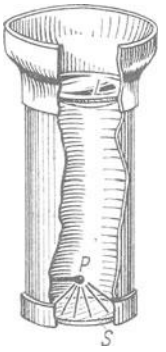


Bild 92. Spinthariskop
L Lupe, S Leuchtschirm, P radioaktives Präparat

Man kennt heute eine große Anzahl von Stoffen, die bei der Einwirkung von α-, β- oder γ-Strahlen derartige **Szintillationen** ergeben. Für β-Strahlen eignen sich besonders organische Leuchtstoffe, wie eine verdünnte Lösung von Anthrazen in Naphthalin oder Stilben, für γ-Strahlen u. a. Kalziumwolframat oder ein Natriumjodid-Kristall. An die Stelle der immerhin mühseligen subjektiven Beobachtung tritt heute die Registrierung der Lichterscheinungen auf elektrischem Weg. In einem derartigen **Szintillationszähler** (Bild 93) fallen die in dem Kristall entstehenden Lichtquanten zunächst auf eine Photokatode. Die hier ausgelösten Elektronen (vgl. lichtelektrischer Effekt 2.4.) werden mittel eines sich daran anschließenden **Multipliers** (Sekundärelektronen-Vervielfachers) auf das $10^5 \cdots 10^7$fache vermehrt. Sie ergeben am Ausgang dieser Röhre Impulse, die dann mit

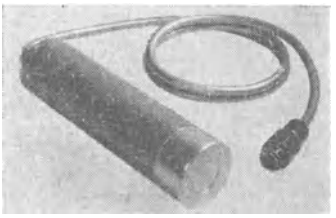


Bild 93
Szintillationszähler mit eingebautem Sekundärelektronen-Vervielfacher. Am vorderen Ende ist ein Natriumjodid-Kristall eingesetzt (VEB RFT Messelektronik Dresden)

Röhrenanordnungen weiter verstärkt werden. Von Vorteil sind die hohe Empfindlichkeit und die trägheitslose Arbeitsweise, mit der die Szintillationszähler andere Meßgeräte übertreffen.

10.2. Ionisationskammern

Wird ein empfindliches Elektrometer aufgeladen und nähert man ihm ein radioaktives Präparat, so geht der Zeiger des Instrumentes je nach Stärke der Aktivität mehr oder weniger schnell auf Null zurück (Bild 94). Es entlädt sich durch die von der Strahlung ionisierte und damit leitfähig gewordene Luft.

Dem jeweiligen Zweck und der Stärke des Präparates entsprechend, gibt es die verschiedensten Meßanordnungen. Besonders einfach und doch überaus empfindlich ist das Goldblattelektroskop in Verbindung mit einer **Ionisationskammer** (Bild 95), d. i. ein Metallgehäuse, das einen großflächigen Zweiplatten-Kondensator enthält. Diese Ausführungsform dient zur Messung von α-Aktivitäten, indem das Präparat auf die untere Platte gebracht wird und der Abstand zur oberen Platte so groß sein muß, daß die Reichweite der α-Teilchen innerhalb des elektrischen Feldes endet. Obere Platte samt Elektroskop werden zu Beginn des Versuches elektrisch geladen. Die Schnelligkeit, mit der sich das Elektroskop entlädt, ist ein Maßstab für die Stärke des Präparates. Die Eichung geschieht mit einem Präparat bekannter Stärke (Stromstandard).

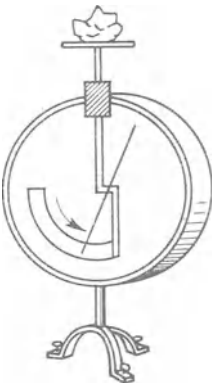


Bild 94. Entladung eines einfachen Elektrometers

Vielfach arbeitet man heute aber mit **konstanter Kammerspannung** und mißt den vom Präparat erzeugten **Ionisationsstrom** mit Hilfe von Röhrenelektrometern. Bei relativ kleiner Spannung wandern die gebildeten Ionen noch so langsam, daß viele von ihnen genügend Zeit haben, wieder zu vollständigen Atomen bzw. Molekülen zu „rekombinieren". Der

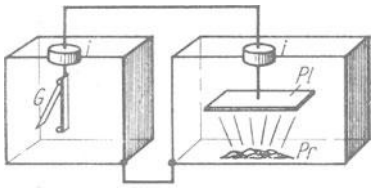


Bild 95
Ionisationskammer für α-Messung
G Goldblattelektroskop, i Isolation, Pl obere Platte der Ionisationskammer, Pr Präparat

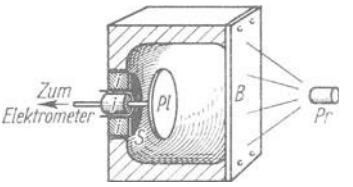
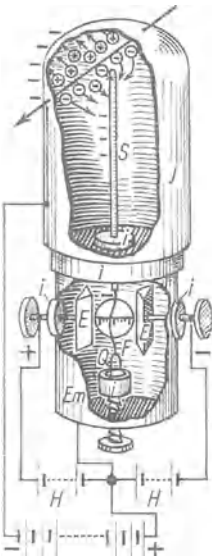


Bild 96
Liegende Bleikammer für γ-Messung
Pl zum Elektrometer führende Platte, Pr Präparat, i Isolation, B Bleiwand, S geerdeter Schutzring

Ionisationsstrom ist kleiner, als der Anzahl der primär gebildeten Ionen entspricht. Erst bei größerer Spannung beteiligen sich alle Ionen am Stromtransport. Dieser **Sättigungsstrom** bleibt dann über einen größeren Spannungsbereich konstant.

Zur Messung der Gammastrahlung verwendet man mit einem Bleipanzer von etwa 5 mm Dicke versehene Kammern (Bild 96). Dadurch werden die α- und β-Teilchen zurückgehalten. Die γ-Strahlung des außerhalb der Kammer befindlichen Präparates durchdringt die Bleiwand und löst aus dieser und der Kammerluft Sekundärelektronen aus, die das Elektroskop entladen.

Bild 97 dagegen zeigt eine Ionisationskammer, die nach der **Aufladem**ethode arbeitet und ein Fadenelektrometer besitzt.



Der feine Metallfaden ist an einem Quarzbügel zwischen zwei Hilfselektroden elastisch ausgespannt, die Kammerwand ist mit einer zweiten Batterie negativ geladen. Die eindringende γ-Strahlung bildet Ionen mit beiderlei Vorzeichen, von denen die positiven an die Kammerwand gehen und die negativen den Stift entsprechend elektrisch aufladen. Dadurch wird der Elektrometerfaden von der positiven Hilfselektrode angezogen. Seine Bewegung wird mit einem Mikroskop abgelesen. An die Stelle des Fadenelektrometers tritt bei modernen Geräten ein Röhrenelektrometer.

Bild 97. Aufladem ethode
Q elastischer Quarzbügel, E Hilfselektroden, H Hilfsspannung, I Ionisationskammer, Em Elektrometer, S Sammelelektrode, F feiner Metallfaden

10.3. Das Geiger-Müller-Zählrohr

10.3.1. Aufbau und Wirkungsweise

Das bekannteste und wohl verbreitetste Gerät zur Messung radioaktiver Strahlungen ist das GEIGER-MÜLLER-Zählrohr[1]. Im Prinzip ist es eine Glas- oder Metallröhre, in deren Längsachse ein dünner Draht (Anode) verläuft (Bild 98). Als Katode dient ein leitender

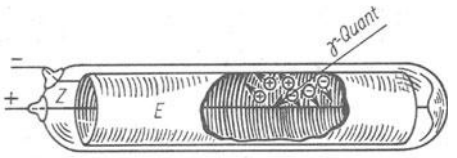


Bild 98. Zählrohr
Z dunner Stahldraht, E Metallelektrode

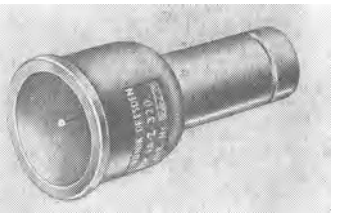


Bild 99. Glockenzählrohr mit Glimmerfenster für Alpha- und Betastrahlen

Belag (Graphit oder Metall) auf der Innenseite des Rohres, ein Metallzylinder oder das Metallrohr selbst. Als Füllgas kann Luft genügen, besser geeignet ist Argon von etwa 130 mbar. „Selbstlöschende" Zählrohre, wie sie heute bevorzugt werden, enthalten noch einen Zusatz von etwa 13 mbar Alkoholdampf. Zur genauen Messung radioaktiver Präparate verwendet man besonders **Glockenzählrohre** (Bild 99), die am vorderen Ende mit einem dünnen Glimmerfenster abschließen, das für β-Teilchen verhältnismäßig leicht durchlässig ist. Der Zähldraht ist hier frei stehend und trägt am Ende eine Glasperle.

[1] Erfunden am 4. 5. 1928 von Dr. MÜLLER, Kiel

Zwischen der Katode und der Anode liegt eine regulierbare Gleichspannung von etwa 1000···1300 V. Dringt nun ein ionisierendes Teilchen oder γ-Quant in das Zählrohrinnere, so wandern die Elektronen zur Anode, wo sie in der Nähe des Zähldrahtes infolge der dort herrschenden hohen Feldstärke derart beschleunigt werden, daß eine Ionenlawine entsteht. Das Zählrohr arbeitet demnach als Gasverstärker, der die primär entstandenen Ionen vervielfacht.

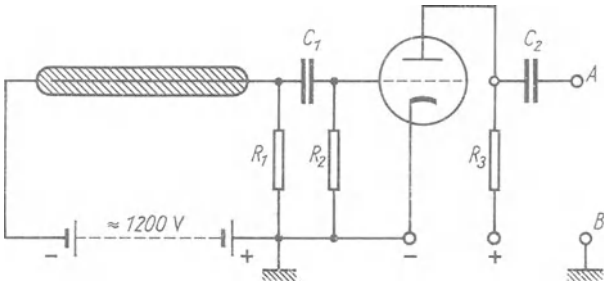


Bild 100
Anschluß eines Zahlrohres an einen gewöhnlichen Rundfunkverstärker bei $A - B$ ($C_1 = 50$ pF, $C_2 = 1000$ pF, $R_1 = 10^8$ bis $10^9\ \Omega$, $R_2 = 10^7\ \Omega$, $R_3 = 10^5\ \Omega$)

Das dem Füllgas zugesetzte Löschgas (Alkohol) sorgt dafür, daß diese Entladung sogleich nach ihrer Entstehung wieder abreißt. Der kurzzeitige Stromstoß ergibt am Außenwiderstand des Rohres einen Spannungsstoß, der mittels des anschließenden Verstärkers als knackendes Geräusch hörbar gemacht werden kann (Bild 100). Zur quantitativen Erfassung der Impulse dienen besondere Zählwerke mit aufleuchtenden Glimmlämpchen. Zur Betätigung mechanischer Zählwerke werden Untersetzerschaltungen angewendet (dual oder dekadisch arbeitend). Moderne Zählgeräte arbeiten vollelektronisch und mit automatischen Schalteinrichtungen (Bild 101).

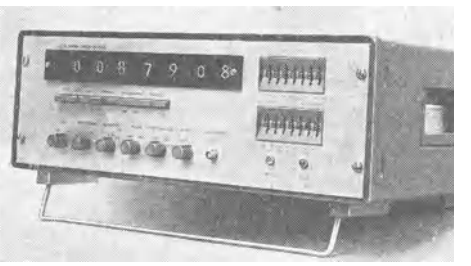


Bild 101. Elektronisches Zählwerk (VEB RFT Messelektronik Dresden)

Neben den hier angedeuteten Grundformen gibt es noch besondere Zählrohrarten zur Messung von α-Teilchen, Neutronen, γ- und Röntgenstrahlen, zur Messung von Flüssigkeiten usw. Da das Löschgas allmählich dissoziiert, ist die Lebensdauer eines Zählrohres nach Abgabe von etwa 10^8 Impulsen begrenzt.

10.3.2. Die Charakteristik des Zählrohres

Das Zählrohr beginnt erst zu arbeiten, wenn eine bestimmte Mindestspannung an das Rohr gelegt wird. Wird diese vorsichtig erhöht, so ergibt sich zunächst ein Bereich, in dem die Impulshöhe am Außenwiderstand proportional zur primären Ionisation ist. In diesem **Proportionalbereich** ist es also möglich, Art und Energie der einfallenden Teilchen zu bestimmen.

Bei weiterer Steigerung der Zählrohrspannung wird jedoch ein Punkt erreicht, wo jedes einfallende Teilchen bzw. Quant, unabhängig von seiner Energie, einen Impuls gleicher Stärke erzeugt. Auf Bild 102 liegt diese **Geigerschwelle** bei 970 V. Etwas oberhalb beginnt das **Zählrohrplateau**, das bei einem idealen Zählrohr waagerecht verlaufen sollte. Es umfaßt den sogenannten **Auslösebereich**, in dem man bei einfacher Impulszählung praktisch arbeitet. Das Plateau steigt meist ein wenig an, bei guten Rohren soll die **Plateausteigung** nicht mehr als 1···2%/100 Volt betragen.

Plateausteigung:
prozentuale Impulszunahme bei einer Spannungserhöhung um 100 Volt.

Die Arbeitsspannung stellt man etwa auf Plateaumitte ein und hat darauf zu achten, daß sie während der Messung konstant bleibt. Jenseits des Plateaus steigt die Impulszahl infolge

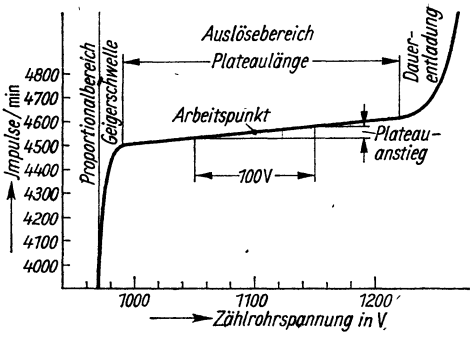


Bild 102. Charakteristik eines Zählrohres

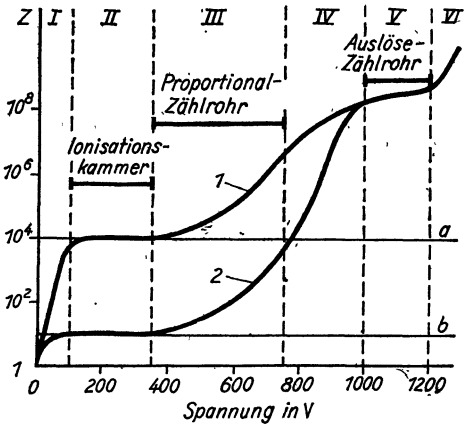


Bild 103. Anzahl (Z) der auf die Sammelelektrode treffenden Ladungsträger (Impulshöhe oder Strom) in Abhängigkeit von der Elektronenspannung. Kurve 1: Primärionisation 10^4 Ionenpaare (a) für α-Teilchen; Kurve 2: Primärionisation 10 Ionenpaare (b) für β-Teilchen

von nunmehr einsetzenden Dauer- und Nachentladungen stark an, wodurch die Lebensdauer des Rohres stark beeinträchtigt wird. Mit zunehmendem Altern des Rohres erhöht sich die Steigung, bei etwa 10···15% wird das Rohr unbrauchbar.

Beispiel: Aus der auf Bild 102 dargestellten Charakteristik ergibt sich eine Plateaulänge von 230 V und eine Plateausteigung von $\frac{(4580 - 4530) \cdot 100}{4530} = 1{,}1\%/100\text{ V}$.

Physikalisch gehören Ionisationskammern und Zählrohre zur Gruppe der Gaszähler, deren allgemeine Wirkungsweise auf Bild 108 zusammengefaßt ist. Man denke hierbei an zwei Elektroden, zwischen denen die Spannung U aufrechterhalten wird. In den gasgefüllten Zwischenraum dringen α- oder β-Teilchen ein. Bei niedrigster Spannung U ergibt sich zunächst ein Gebiet *I*, in dem der Ionisationsstrom proportional zur Feldstärke anwächst. Erst bei einer bestimmten Mindestspannung wird der volle Sättigungsstrom erreicht, der über einen größeren Spannungsbereich konstant bleibt. In diesem Gebiet *II* arbeiten die Ionisationskammern. Bei weiterem Anwachsen der Spannung erscheinen an der Sammelelektrode mehr Ladungsträger, als primär vorhanden waren (Ionenlawinen). In diesem Gebiet *III* arbeitet das Proportionalzählrohr. Mit zunehmender Spannung (Gebiet *IV*) vervielfachen sich die Ionenlawinen, die Entladung ist nicht mehr an den Ort der Primärionisation

gebunden, sondern findet auch an anderen Stellen des Zählrohres statt. Da die Entladungen der Primärionisation nicht mehr proportional sind, ist dies das Gebiet des beschränkten Proportionalbereiches. Im Gebiet V arbeitet das Auslösezählrohr, dessen Impulse von der Größe der primären Ionisation nicht mehr abhängen.

10.3.3. Zur Auswertung der Meßergebnisse

1. Der Nulleffekt

Das Zählrohr spricht auch dann an, wenn kein radioaktives Präparat in der Nähe ist. Dieser **Nulleffekt** (Hintergrund) wird hervorgerufen von der stets anwesenden kosmischen Strahlung sowie von Spuren radioaktiver Stoffe im Zählrohr selbst und in der Umgebung. Er sollte bei kleineren Rohren nicht höher als in der Größenordnung von etwa einem Impuls je Sekunde liegen. Sehr störend wird der Nulleffekt bei radioaktiver Verseuchung des Meßplatzes oder Arbeitsraumes, weshalb stets auf peinliche Sauberkeit geachtet werden muß.

2. Die Quantenausbeute

Ein gutes Zählrohr registriert praktisch 100% aller einfallenden α- und β-Teilchen sowie der harten Quanten der kosmischen Strahlung. Dagegen liegt der Wirkungsgrad für γ-Strahlung in der Größenordnung von nur 1%; denn die Ionisation des Füllgases wird hierbei im wesentlichen nur von den Sekundärelektronen bewirkt, die durch COMPTON- und Photoeffekt aus dem Katodenmaterial ausgelöst werden. Für γ- und Röntgenstrahlung eignen sich daher besser Zählrohre mit besonderem Wandmaterial (Wismut, Platin, Wolfram) und Kryptonfüllung.

3. Der statistische Fehler

Der Zerfall der einzelnen Atome einer strahlenden Substanz ist an keinerlei gesetzmäßige Reihenfolge gebunden und erfolgt zeitlich in der unregelmäßigsten Weise. Besonders stark macht sich dieser statistische Charakter bei schwächeren Präparaten bemerkbar, wo die je Minute erhaltene Impulszahl bei aufeinanderfolgenden Messungen durchaus verschieden ist. Die genaue Zerfallsrate ist daher nur als Mittelwert $\bar{N}$ über einen größeren Zeitraum zu ermitteln. Je länger die Meßdauer gewählt wird, um so genauer wird das Ergebnis ausfallen. Aus den Gesetzen der Wahrscheinlichkeitsrechnung ergibt sich, daß bei einer mittleren Impulszahl von $\bar{N}$ ein **mittlerer statistischer Fehler** auftritt:

(56) $$\boxed{\sigma = \sqrt{\bar{N}}}$$ **Standard-Abweichung**

Daraus berechnet sich der prozentuale Fehler zu $\dfrac{\sqrt{\bar{N}} \cdot 100}{\bar{N}}$ oder

(57) $$\boxed{\sigma_{\%} = \frac{100}{\sqrt{\bar{N}}}}$$

Die Berechnung ergibt ferner, daß 68,3% aller Meßergebnisse innerhalb eines Spielraums von $\pm\sigma$ und 95,4% innerhalb von $\pm 2\sigma$ vom Mittelwert abweichen.

Beispiele: 1. In aufeinanderfolgenden Minuten wurden die Impulszahlen 245, 253, 248, 236, 251 gemessen. Die mittlere Impulsrate ist dann $\bar{N} = \frac{245 + 253 + 248 + 236 + 251}{5}$ ^{1}/min = 247 ^{1}/min.

Der mittlere statistische Fehler (Standardabweichung) ist $\sigma = \sqrt{247} \approx 16$ und der prozentuale Fehler $\sigma_{\%} \approx \frac{100}{16} = 6{,}25\,\%$.

2. Wieviel Impulse müssen jeweils gezählt werden, wenn der prozentuale Fehler nicht größer als 3% bzw. 1,5% sein darf? – Aus Formel (57) ergibt sich im ersten Fall $\bar{N} = \frac{10000}{9} \approx 1000$ und im zweiten Fall $\bar{N} = \frac{10000}{2{,}25} \approx 4450$.

4. Der Geometriefaktor

Die von einem Präparat ausgehenden Strahlen verlaufen nach allen Richtungen des Raumes, d. h., sie verteilen sich auf den Raumwinkel 4π. Das Zählrohr erfaßt hiervon nur einen gewissen Bruchteil, der als Verhältnis des wirksamen Raumwinkels zum Raumwinkel 4π aufgefaßt werden kann. Man bezeichnet es als **Geometriefaktor** η. Für den Fall des Glockenzählrohres, durch dessen kreisrundes Fenster die Strahlung allein eindringt, läßt sich der Geometriefaktor einigermaßen genau berechnen. Ist das Präparat annähernd punktförmig, so gilt:

(58) $$\eta = 0{,}5\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{a}\right)^2}}\right)$$ **Geometriefaktor**

Hierbei bedeuten r den Radius des Fensters und a den Abstand des Präparates vom Fenstermittelpunkt (Bild 104).
Bei flächenhaften Präparaten muß eine andere, kompliziertere Formel angewandt werden.

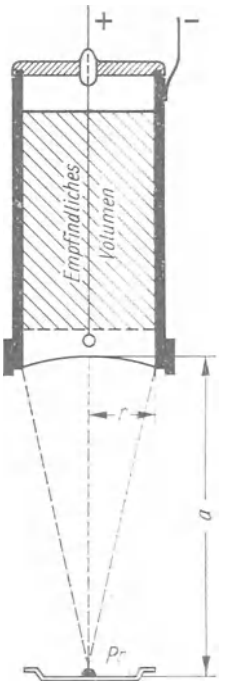


Bild 104. Vom Glockenzählrohr erfaßtes Strahlenbündel

10.4. Nebel- und Blasenkammern

Der eindrucksvollste Apparat, mit dem man die Bahnspuren einzelner ionisierender Teilchen direkt sehen kann, ist die **Nebelkammer**. Sie ist ein Glasbehälter, dessen Luft durch Verbindung mit einem Wassergefäß dauernd mit Feuchtigkeit gesättigt ist (Bild 105). Die Vorderwand ist mit einer durchsichtigen, feuchten Gelatineschicht überzogen, durch die man in die Kammer sehen kann. Ihr Hintergrund ist eine schwarze Blechscheibe. Das Präparat kann in der Kammer selbst angebracht werden. Zwischen Blechscheibe und Gelatineschicht liegt eine Gleichspannung von 100···200 V, deren elektrisches Feld die zahlreichen, dauernd erzeugten Ionen aus der Kammer entfernt.
Durch einen nach rückwärts schnellenden Kolben oder rasch hergestellte Verbindung mit einem evakuierten Hilfsgerät wird in der Kammer ein plötzlicher Unterdruck erzeugt. Dadurch kühlt sich die Kammerluft ein wenig ab, und die Luftfeuchtigkeit überschreitet ihren Sättigungspunkt, weil kühlere Luft weniger Wasserdampf aufnehmen kann als warme

Der somit überschüssige Dampf kann aber nur dort kondensieren, wo auch Kondensationskeime, d. h. Ansatzpunkte für die Bildung von Wassertröpfchen, vorhanden sind. Die Kammerluft selbst ist völlig staubfrei und auch frei von Ionen, wofür das angelegte elektrische Feld sorgt. Nur längs des Weges der soeben aus dem Präparat schießenden α-Teilchen, die eine frische Ionenspur hinter sich herziehen, kann Kondensation eintreten. Wie Flugzeuge in großer Höhe oftmals dicke „Kondensstreifen" hinterlassen, werden in der Nebelkammer bei seitlicher Beleuchtung kräftige Nebelspuren sichtbar (Bild 106). Das Bild muß sofort photographiert werden, da die Spuren sogleich wieder verwischen und verschwinden. Hierzu genügt eine gewöhnliche Kamera mit einer Belichtungszeit von etwa $^1/_{50}$ s.

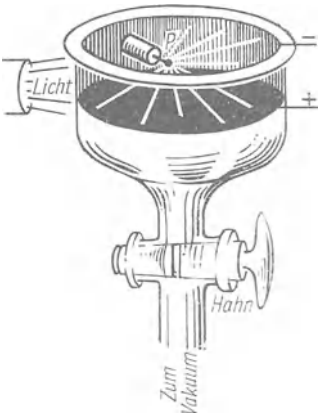


Bild 105. WILSONsche Nebelkammer
P radioaktives Praparat

Es gibt heute viele mit großer Präzision und automatisch gekoppelter Bildnahme arbeitende Konstruktionen. Die viel zarteren und unregelmäßigen Bahnspuren von Elektronen sind schwieriger festzuhalten. γ-Quanten werden nicht unmittelbar, sondern durch die Spur der von ihnen erzeugten sekundären Elektronen sichtbar. Auch gibt es heute kontinuierlich arbeitende Nebelkammern.

Eine neuere Entwicklung ist die **Blasenkammer**, die mit einer überhitzten Flüssigkeit, z. B. Äther, gefüllt ist. Längs der Bahn ionisierender Strahlungen entsteht eine Perlenschnur von Dampfbläschen. Die Spuren sind weniger lang, aber beständiger als in der Nebelkammer. Derartige Blasenkammern mit mehreren m^3 flüssigen Wasserstoffs von −253 °C gehören zu den aufwendigsten Geräten der modernen Kernforschung.

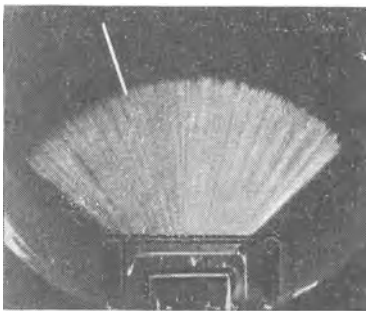


Bild 106. Aufnahme von α-Teilchen in der Nebelkammer

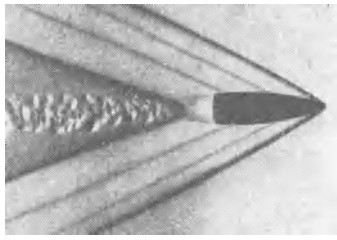


Bild 107. Kopfwelle eines mit Überschallgeschwindigkeit fliegenden Geschosses

10.5. Der Tscherenkow-Zähler

Auf Bild 107 ist die Schlierenaufnahme eines fliegenden Geschosses zu sehen. Man erkennt deutlich die nach hinten zurückweichende „Kopfwelle", die bei allen mit Überschallgeschwindigkeit bewegten Körpern auftritt. Die beiden Begrenzungen der Kopfwelle schließen den „MACHschen Winkel" 2α ein. Für die Größe dieses Winkels gilt die Beziehung

$\sin \alpha = \frac{\text{Schallgeschwindigkeit}}{\text{Geschoßgeschwindigkeit}}$. Damit ergibt diese Aufnahme eine Geschoßgeschwindigkeit von $u = \frac{340\ \text{m/s}}{\sin 28{,}5°} = 713\ \text{m/s}$.

Der sowjetische Physiker TSCHERENKOW hat diesen Vorgang 1934 auf die Bewegung von Elektronen oder anderen Teilchen übertragen. Da das Licht in allen brechenden Medien, z. B. in Wasser oder Glas, bedeutend langsamer als im Vakuum läuft, und zwar mit der Geschwindigkeit $c' = \frac{c}{n}$ (n Brechzahl), ist es hier möglich, daß sehr energiereiche Teilchen sich schneller bewegen als das Licht, wie ein mit Überschallgeschwindigkeit fliegendes Geschoß. Die Folge davon ist ganz analog. Es wird eine unter bestimmtem Winkel ausgesandte Lichtstrahlung beobachtet, die sogenannte TSCHERENKOW-Strahlung. In Wasser z. B. ist $c' = 0{,}75c$. Die Strahlung tritt bei Elektronen auf, wenn sie diese Geschwindigkeit überschreiten. Nach der Tabelle 3 (S. 32) entspricht dies einer Mindestenergie von 260 keV. Der Effekt ist in erster Näherung von der Natur der durchstrahlten Substanz unabhängig. Man verwendet u. a. Zylinder aus Plexiglas und läßt die Strahlung auf einen Sekundärelektronen-Vervielfacher einwirken. Auf diese Weise lassen sich schnellbewegte Teilchen zählen und aus dem Strahlungswinkel zugleich ihre Geschwindigkeiten berechnen.

Bei manchen Kernreaktoren befindet sich die aktive Zone in einem tiefen, mit Wasser gefüllten Schacht, in den man von oben hineinblicken kann. Während des Betriebes erstrahlt der Reaktor in einem bläulichen Licht. Dieses wird durch die TSCHERENKOW-Strahlung der vom Reaktorkern aus ins Wasser schießenden schnellen Teilchen hervorgerufen.

10.6. Weitere Meßmethoden

Außer den bisher aufgeführten Geräten gibt es noch viele weitere Möglichkeiten, radioaktive Strahlungen nachzuweisen und zu messen. Eine der einfachsten besteht in der **kalorimetrischen Messung** der bei der Absorption starker Strahlungen frei werdenden Wärme. Auch zahlreiche **chemische Reaktionen** oder die Verfärbung von Gläsern und anderen Stoffen werden zur Messung von Strahlungen herangezogen.

In zahlreichen Halbleiterkristallen (z. B. AgCl, LiF, KCl) entstehen bei Bestrahlung durch Photo- oder COMPTON-Effekt (vgl. 2.5.) freie Sekundärelektronen. Beim Anlegen spannungsführender Elektroden an einen derartigen **Halbleiterdetektor** werden im äußeren Stromkreis elektrische Impulse ausgelöst. Zur Spektroskopie der Gammastrahlung eignen sich besonders die Halbleiter Germanium und Silizium.

Beim **Funkenzähler** wird die an einer Funkenstrecke (Kugeln oder Drähte gegenüber einer Platte) liegende Spannung so eingestellt, daß gerade noch kein Überschlag stattfindet. Erst bei Einstrahlung ionisierender Teilchen wird dieser ausgelöst und die Anwesenheit der Teilchen dadurch registriert.

Technisch am einfachsten ist schließlich die direkte Aufzeichnung von Bahnspuren mittels photographischer Platten. Jedes in die Schicht eindringende Teilchen trifft auf seinem Weg eine Reihe von Bromsilberkörnchen, so daß nach dem Entwickeln unter dem Mikroskop aus geschwärzten Punkten bestehende Linien sichtbar werden. Einer Reichweite von 7 cm in Luft entspricht eine Schwärzungsspur von etwa 50 μm. Für Strahlen größerer Reichweite muß man **Kernspurplatten** mit großer Schichtdicke verwenden. Eine hervorragende Be-

deutung hat die Photoplattenmethode für die Untersuchung der kosmischen Strahlung gewonnen (vgl. die Bilder 244 und 245), wobei man die Kernspurplatten viele Stunden lang der Strahlung aussetzt und sie dann nach dem Entwickeln in aller Ruhe nach entstandenen Spuren durchmustern kann.

11. Isotope, isobare und isotone Kerne

11.1. Isotope Kerne

Wir kehren noch einmal zum Begriff des chemischen Elementes zurück. Vom Periodensystem haben wir bereits gesprochen und gesehen, daß jedes Element in diesem System seinen festen Platz, seine Ordnungszahl Z hat. Diese ist identisch mit der Kernladungszahl, womit auch der chemische Charakter des betreffenden Atoms festgelegt ist. Eine andere Frage ist es, ob auch die relative Atommasse für den Charakter eines chemischen Elementes bestimmend ist. Früher hatte man das als selbstverständlich angenommen, und gerade diese Annahme war es ja, die MENDELEJEW und MEYER auf das Periodensystem geführt hat. Inzwischen haben wir in 8.5. davon gehört, daß die radioaktiven Zerfallsreihen mit je einem Element der Ordnungszahl 82 endigen. Dieses kann nach dem Periodensystem nur Blei sein. Und doch unterscheiden sich diese einzelnen Bleiarten durch ihre relative Atommasse. Es existieren demnach von einem und demselben Element Blei mehrere Kernarten. Man nennt sie die **Isotope** des Bleis.
Spricht man im allgemeinen von irgendeiner Substanz, deren Atomkerne eine einheitliche bestimmte Zusammensetzung haben, so nennt man diese ein **Nuklid** (Kernart). Nuklide von gleicher Ordnungszahl gehören demselben chemischen Element an.

> **Isotope sind Nuklide gleicher Ordnungszahl, aber unterschiedlicher relativer Atommasse.**
> **Isotope lassen sich mit den herkömmlichen chemischen Mitteln nicht voneinander trennen.**

Werfen wir noch einmal einen Blick auf Tafel 3, so finden wir sogar noch mehr Bleiisotope, d. h. Nuklide mit $Z = 82$. In der Uran-Radium-Reihe sind es die Nuklide RaB, RaD. Man sieht also, daß die Isotope eines Elementes auch radioaktiv sein können. Dies gibt Veranlassung dazu, noch einmal über die relativen Atommassen der natürlichen Elemente nachzudenken. Eine ganze Reihe ist nahezu ganzzahlig. Das ermöglicht es, sie ein wenig auf- oder abzurunden und statt ihrer mit der Massenzahl A (vgl. 1.7.) zu rechnen. Bei anderen Elementen aber ist die Abweichung von der Ganzzahligkeit so stark, daß dieses Verfahren bedenklich erscheinen muß. Die Ursache dafür wurde bei den stabilen Elementen 1912 von dem Engländer ASTON entdeckt.

> **Viele natürliche Elemente bestehen aus mehreren Isotopen. Das Mengenverhältnis ist, bis auf geringfügige Schwankungen, unabhängig vom Fundort immer das gleiche.**

So stellte ASTON u. a. fest, daß das bekannte Chlor mit seiner relativen Atommasse 35,453 aus den zwei Isotopen $^{35}_{17}\mathrm{Cl}$ und $^{37}_{17}\mathrm{Cl}$ besteht. Das gegenseitige Mengenverhältnis beträgt 75,5:24,5, ganz gleich, ob dieses Chlor aus Seewasser oder einer organischen Verbindung

gewonnen wird (Bild 108). Die so starke Abweichung der Atommasse von der Ganzzahligkeit ist demnach die Folge davon, daß Chlor ein **Mischelement** ist. Die unterschiedliche Masse der Isotope eines Elementes kann nur eine Ursache haben. In der Kernladung Z und mithin in der Zahl der Protonen müssen ihre Atomkerne übereinstimmen, sonst würden sie im Periodensystem verschiedene Plätze einnehmen und sich chemisch trennen lassen. Also müssen sich die Kerne der Isotope in ihrem Gehalt an Neutronen unterscheiden (Bild 109).

Isotope Nuklide haben bei gleicher Protonenzahl eine unterschiedliche Anzahl von Neutronen.

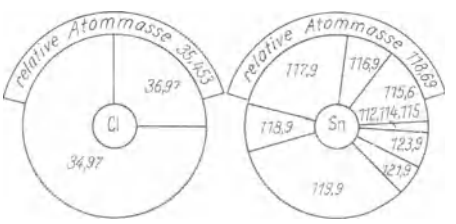


Bild 108. Zusammensetzung der Elemente (Chlor und Zinn) aus ihren Isotopen

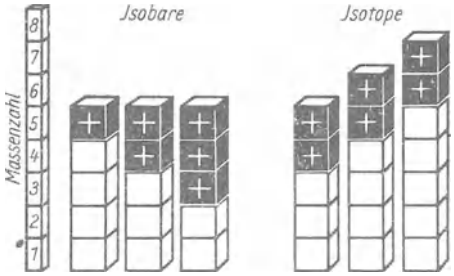


Bild 109. Isobare und isotope Nuklide

Man kennt heute 320 natürliche Nuklide, davon sind etwa 50 radioaktiv. Nur etwa 20 Elemente sind **Reinelemente**, u. a. Be, F, Na, Al, P, Au, Bi. Eine Übersicht aller natürlichen Nuklide gibt Tafel 4.

Tafel 4: **Tabelle der natürlichen Nuklide, bezogen auf $^{12}C = 12$**
(Die radioaktiven Nuklide sind mit * bezeichnet.)

Z	Element	Massenzahl A	relat. Atommasse A_r	Z	Element	Massenzahl A	relat. Atommasse A_r
0	n	1	1,00867	10	Ne	21	20,99381
1	H	1	1,00783			22	21,99135
	(D)	2	2,01409	11	Na	23	22,98973
	(T)*	3	3,01604	12	Mg	24	23,98501
2	He	3	3,01602			25	24,98580
		4	4,00261			26	25,98254
3	Li	6	6,01512	13	Al	27	26,98149
		7	7,01600	14	Si	28	27,97688
4	Be	9	9,01219			29	28,97644
5	B	10	10,01294			30	29,97372
		11	11,00929	15	P	31	30,97372
6	C	12	12,00000	16	S	32	31,97202
		13	13,00333			33	32,97140
7	N	14	14,00307			34	33,96841
		15	15,00009			36	35,96700
8	O	16	15,99491	17	Cl	35	34,96895
		17	16,99912			37	36,96584
		18	17,99912	18	Ar	36	35,96749
9	F	19	18,99841			38	37,96281
10	Ne	20	19,99241			40	39,96239

Z	Element	Massenzahl A	relat. Atommasse A_r
19	K	39	38,96264
		40*	39,96394
		41	40,96173
20	Ca	40	39,96271
		42	41,95869
		43	42,95871
		44	43,95522
		46	45,9526
		48	47,95238
21	Sc	45	44,95570
22	Ti	46	45,95233
		47	46,95157
		48	47,94787
		49	48,94782
		50	49,94469
23	V	50	49,94627
		51	50,94333
24	Cr	50	49,94411
		52	51,94041
		53	52,94062
		54	53,93887
25	Mn	55	54,93804
26	Fe	54	53,93940
		56	55,93508
		57	56,93555
		58	57,93305
27	Co	59	58,93308
28	Ni	58	57,93535
		60	59,93043
		61	60,92991
		62	61,92764
		64	63,92781
29	Cu	63	62,92861
		65	64,92685
30	Zn	64	63,92900
		66	65,92598
		67	66,92722
		68	67,92512
		70	69,92536
31	Ga	69	68,92581
		71	70,92487
32	Ge	70	69,92414
		72	71,92163
		73	72,92327
		74	73,92112
		76	75,92130
33	As	75	74,92172
34	Se	74	73,92249
		76	75,91932
		77	76,92002
		78	77,91743
		80	79,91651
		82	81,91664
35	Br	79	78,91841
		81	80,91645
36	Kr	78	77,92021
		80	79,91633
		82	81,91348
		83	82,91408
		84	83,91153
		86	85,91068
37	Rb	85	84,91189
		87*	86,90937
38	Sr	84	83,91327
		86	85,90947
		87	86,90908
		88	87,90580
39	Y	89	88,90583
40	Zr	90	89,90430
		91	90,90521
		92	91,90452
		94	93,90602
		96	95,90804
41	Nb	93	92,90589
42	Mo	92	91,90522
		94	93,90453
		95	94,90559
		96	95,90502
		97	96,90614
		98	97,90543
		100	99,90653
44	Ru	96	95,90701
		98	97,9064
		99	98,9054
		100	99,9038
		101	100,90520
		102	101,90377
		104	103,90451
45	Rh	103	102,90474
46	Pd	102	101,90491
		104	103,90333
		105	104,90478
		106	105,90301
		108	107,90372
		110	109,90453
47	Ag	107	106,90492
		109	108,90475
48	Cd	106	105,90580
		108	107,90419
		110	109,90417
		111	110,90419
		112	111,90442
		113	112,90617
		114	113,90392
		116	115,90527
49	In	113	112,90423
		115*	114,90554
50	Sn	112	111,90468
		114	113,90488
		115	114,90501

Z	Element	Massenzahl A	relat. Atommasse A_r
50	Sn	116	115,90121
		117	116,90455
		118	117,90185
		119	118,90336
		120	119,90092
		122	121,90350
		124	123,90515
51	Sb	121	120,9036
		123	122,9040
52	Te	120	119,90440
		122	121,90281
		123*	122,90423
		124	123,90272
		125	124,90437
		126	125,9036
		128	127,9054
		130	129,9065
53	J	127	126,9045
54	Xe	124	123,90600
		126	125,9045
		128	127,9038
		129	128,90435
		130	129,90332
		131	130,90500
		132	131,90536
		134	133,90542
		136	135,90684
55	Cs	133	132,9049
56	Ba	130	129,90606
		132	131,9050
		134	133,90419
		135	134,90556
		136	135,9073
		137	136,90611
		138	137,9049
57	La	139	138,9053
58	Ce	136	135,90707
		138	137,90603
		140	139,9044
		142	141,90791
59	Pr	141	140,90630
60	Nd	142	141,90640
		143	142,90862
		145	144,91207
		146	145,9123
		148	147,9170
		150	149,92112
62	Sm	144	143,9102
		148	147,9143
		149	148,91612
		150	149,9157
		152*	151,9190
		154	153,92159
63	Eu	151	150,91955
		153	152,9206
64	Gd	152	
		154	153,92080
		155	154,92163
		156	155,9219
		157	156,9213
		158	157,92322
		160	159,92691
65	Tb	159	158,9253
66	Dy	156	155,923
		158	157,9244
		160	159,9250
		161	160,9269
		162	161,92548
		163	162,9287
		164	163,92831
67	Ho	165	164,9287
68	Er	162	161,928
		164	163,9296
		166	165,9303
		167	166,9321
		168	167,93053
		170	169,93534
69	Tm	169	168,934
70	Yb	168	167,934
		170	169,935
		171	170,936
		172	171,929
		173	172,938
		174	173,925
71	Lu	175	174,940
72	Hf	174	173,940
		176	175,904
		177	176,943
		178	177,94319
		179	178,946
		180	179,946
73	Ta	181	180,9454
74	W	180	179,9442
		182	181,9460
		183	182,9471
		184	183,9478
		186	185,9513
75	Re	185	184,9531
76	Os	184	183,952
		186	185,9504
		187	186,9516
		188	187,9543
		189	188,95710
		190	189,9570
		192	191,9615
77	Ir	191	190,9605
		193	192,9639
78	Pt	194	193,96237
		195	194,96444
		196	195,96514

Z	Element	Massenzahl A	relat. Atommasse A_r
78	Pt	198	197,9661
79	Au	197	196,96585
80	Hg	196	195,96553
		198	197,9661
		199	198,96730
		200	199,96834
		201	200,9701
		202	201,97113
		204	203,97248
81	Tl	203	202,97046
		205	204,97276
	(RaE'')	206*	205,97473
	(AcC'')	207*	206,97539
	(ThC'')	208*	207,98064
	(RaC'')	210*	209,98861
82	Pb	204	203,97128
	(RaG)	206	205,97311
	(AcD)	207	206,98000
	(ThD)	208	207,97552
	(RaD)	210*	209,98283
	(AcB)	211*	210,9874
	(ThB)	212*	211,99052
	(RaB)	214*	213,99830
83	Bi	209*	208,9790
	(RaE)	210*	209,98276
	(AcC)	211*	210,986
	(ThC)	212*	211,98989
	(RaC)	214*	213,99723
84	Po(RaF)	210*	209,98151
84	Po(AcC')	211*	210,98527
	(ThC')	212*	211,98748
	(RaC')	214*	213,99382
	(AcA)	215*	214,99808
	(ThA)	216*	216,00052
	(RaA)	218*	218,00745
86	Rn(An)	219*	219,00814
	(Tn)	220*	220,00999
	(Rn)	222*	222,01605
87	Fr(AcK)	223*	223,01107
88	Ra(AcX)	223*	223,01698
	(ThX)	224*	224,01879
	(Ra)	226*	226,02389
	($MsTh_1$)	228*	228,02963
89	Ac	227*	227,02628
	($MsTh_2$)	228*	228,02957
90	Th(RdAc)	227*	227,02619
	(RdTh)	228*	228,02732
	(Io)	230*	230,03159
	(UY)	231*	231,03472
	(Th)	232*	232,03657
	(UX_1)	234*	234,0421
91	Pa	231*	231,03438
	(UZ)	234*	234,04146
	(UX_2)	234^{*m}	–
92	U(UII)	234*	234,03939
	(AcU)	235*	235,04232
	(UI)	238*	238,04925

11.2. Die Isotope des Wasserstoffs

Besonders wichtig sind die Isotope des Wasserstoffs. 1932 entdeckten amerikanische Forscher im Spektrum des Wasserstoffs noch einige schwache Nebenlinien. Man mußte sie einem neuen Element ^2_1H zuschreiben. Inzwischen ist dieser **schwere Wasserstoff** ^2_1D schon in größerer Menge mittels Elektrolyse und anderer Verfahren aus gewöhnlichem Wasser hergestellt worden, in dem er zu 0,015% enthalten ist.

Mit jedem Getränk nehmen wir also ein wenig schweres Wasser D_2O zu uns. Ein Liter enthält etwa einen Tropfen schweren Wassers von 0,15 g. Die physikalischen Daten des schweren Wassers weichen etwas von denen des gewöhnlichen Wassers ab.

Tabelle 7: **Eigenschaften des schweren Wassers**

	H_2O	D_2O
Relative Molekülmasse	18	20
Größte Dichte (g/cm³)	1,0000	1,1071
Temperatur der größten Dichte	4,0 °C	11,6 °C
Gefrier- bzw. Siedepunkt bei 1013,25 mbar	0 °C, 100 °C	3,82 °C, 101,42 °C

Kleine Tiere, wie Kaulquappen, gehen in schwerem Wasser zugrunde, Samen keimen nicht darin. Auf der Genfer Atomkonferenz wurde ein Preis von 65 Dollar je Liter angegeben.
Ein drittes Isotop des Wasserstoffs trägt ebenfalls einen besonderen Namen, es ist das **Tritium** ${}^{3}_{1}T$. Das Tritium ist radioaktiv und kommt nur in äußerst geringen Spuren in der Atmosphäre vor. Die gesamte Lufthülle der Erde enthält schätzungsweise etwa 3 g davon. Es ist β-aktiv mit einer Halbwertszeit von 12,3 Jahren.

Tabelle 8: **Die Isotope des Wasserstoffs**

Name des Isotops	Symbol des Isotops	Name des Kernes	Symbol	Zusammensetzung des Kernes
Wasserstoff	${}^{1}_{1}H$	Proton	p	p
Deuterium	${}^{2}_{1}D$	Deuteron	d	p + n
Tritium	${}^{3}_{1}T$	Triton	t	p + 2n

11.3. Isobare und isotone Kerne

Vergleicht man die in der Tabelle der Nuklide (Tafel 4) angegebenen Massenzahlen miteinander, so fällt auf, daß z. B. die Massenzahl 36 zweimal vorkommt, einmal beim Schwefel und einmal beim Argon. Ihre genauen Atommassen weichen zwar in der 3. Dezimale ein wenig voneinander ab. Doch kann man ungeachtet dessen sagen, daß zwei chemisch völlig verschiedene Atomarten dieselbe Atommasse haben können. Man spricht in solchen Fällen von **isobaren Nukliden.**

Isobare Nuklide enthalten dieselbe Anzahl von Nukleonen, aber unterschiedliche Anzahlen von Protonen (Bild 114).

Ein zweites Beispiel stellen die Kerne ${}^{40}_{18}Ar$, ${}^{40}_{19}K$, ${}^{40}_{20}Ca$ dar.
Die Atommasse hat also aufgehört, das kennzeichnende Merkmal eines chemischen Elementes zu sein. Maßgebend ist allein die Ordnungszahl und damit seine Stellung im Periodensystem. Früher empfand man es als einen bedenklichen Schönheitsfehler des Periodensystems, daß das Argon trotz seiner höheren Atommasse dem Kalium vorausgeht. Er ist heute gegenstandslos geworden.
Noch erwähnt sei der Begriff der **isotonen Nuklide:**

Isotone Nuklide haben die gleiche Anzahl von Neutronen bei unterschiedlicher Protonenzahl.

In Tafel 4 findet man verschiedene Fälle von Isotonie, z. B. die Kerne ${}^{37}_{17}Cl$, ${}^{38}_{18}Ar$, ${}^{39}_{19}K$ und ${}^{40}_{20}Ca$.

11.4. Zur Frage der relativen und absoluten Atommassen

Mit der Feststellung, daß die meisten Elemente Isotopengemische darstellen, wird die Frage der Atommassen in ein neues Licht gerückt. Die früheren chemischen Atommassen basierten auf dem natürlichen Sauerstoff, dessen Atommasse man den an sich willkürlich gewählten Wert 16,0000 zuordnete. Heute weiß man aber, daß dieser Sauerstoff aus den 3 Isotopen ${}^{16}_{8}O$ (99,76%), ${}^{17}_{8}O$ (0,04%) und ${}^{18}_{8}O$ (0,20%) zusammengesetzt ist. Dabei ergaben sich jedoch Schwierigkeiten u. a. daraus, daß dieses Mengenverhältnis je nach Herkunft des

Sauerstoffs kleinen Schwankungen unterworfen ist, die sich bei genauen Berechnungen störend bemerkbar machten. Deshalb wurden neben den chemischen die sogenannten physikalischen Atommassen eingeführt, deren Basis das Sauerstoffisotop ^{16}O bildete.
Um nun dieses Nebeneinander zweier Skalen zu beseitigen, wurde 1961 international beschlossen, die Atommassen endgültig zu vereinheitlichen,[1] so daß heute gilt:

Die relativen Atommassen beziehen sich auf das Kohlenstoffisotop $^{12}C = 12$.

Hiervon ausgehend ist die **atomare Masseneinheit** definiert:

Die atomare Masseneinheit 1 u ist der 12. Teil der Masse des Kohlenstoffatoms ^{12}C.

Sie entspricht einem Nuklid, dessen relative Atommasse $A_r = 1$ beträgt. Um diese Einheit in Kilogramm umzurechnen, ist in die AVOGADROsche Konstante nach Gl. (3) $A_r = 1$ einzusetzen, und man erhält dann

$$\mathbf{1\,u = 1{,}66056 \cdot 10^{-27}\,kg}$$

So ergibt sich schließlich die absolute Masse des Atoms m_a als Produkt aus der relativen Atommasse A_r und der atomaren Masseneinheit u:

$$\boxed{m_a = A_r u} \quad \textbf{absolute Atommasse}$$

11.5. Der Massendefekt

Besonders mit den Hilfsmitteln der modernen Massenspektroskopie konnte die Genauigkeit der Atommassenbestimmung erstaunlich weit getrieben werden. Die Werte können heute auf 5 bis 6 Dezimalstellen hinter dem Komma angegeben werden. Da wir die genauen Zahlenwerte für einige Rechnungen benötigen, seien sie im folgenden für einige Teilchen angegeben.

Tabelle 9: **Relative Atommassen A_r einiger Teilchen**

Teilchen	A_r	Teilchen	A_r
Elektron, Positron	0,000549	α-Teilchen	4,00151
Proton	1,00728	H-Atom	1,00783
Neutron	1,00867	He-Atom	4,00261
Deuteron	2,01354		

Es gibt einen uralten mathematischen Grundsatz: „Das Ganze ist gleich der Summe seiner Teile." So selbstverständlich er auch klingen mag, lohnt es sich dennoch, ihn an Hand dieses Zahlenmaterials einmal nachzuprüfen.
Im Fall des Wasserstoffatoms geht die Rechnung genau auf. Addiert man die Masse des Protons und des Elektrons, so kommt, wie zu erwarten ist, die Masse des Wasserstoffatoms heraus. Desgleichen trifft dies zu, wenn man zur Masse des α-Teilchens diejenige von zwei Elektronen addiert und dann die des ganzen Heliumatoms erhält.

[1] Man erhält die neuen, auf ^{12}C bezogenen Atommassen, wenn man die früheren, auf $^{16}O \triangleq 16$ bezogenen „physikalischen" Atommassen durch den Umrechnungsfaktor 1,00031792 dividiert

Jetzt müßte auch dasselbe herauskommen, wenn wir rechnen

$$2\,\text{Protonen} + 2\,\text{Neutronen} + 2\,\text{Elektronen} = 1\,\text{He-Atom}$$

$$2 \cdot 1{,}00728\,\text{u} + 2 \cdot 1{,}00867\,\text{u} + 2 \cdot 0{,}000549\,\text{u} = 4{,}03300\,\text{u}$$

Wir finden aber die genaue Atommasse des Heliums mit $m = 4{,}00261$ u angegeben. Ein Rechenfehler kommt offensichtlich nicht in Frage. Aber auch dann, wenn man die Massen anderer Atome aus ihren Bestandteilen zusammensetzt, stößt man auf die gleiche Unstimmigkeit. Man nennt sie den **Massendefekt** Δm (Bild 110).

Massendefekt:
Die Massen aller Kerne sind ein wenig kleiner als die Summe ihrer elementaren Bestandteile.

Beim Heliumatom ergibt er sich zu

$$\Delta m = (4{,}03300 - 4{,}00261)\,\text{u} = 0{,}03039\,\text{u}.$$

(59) $$\boxed{\Delta m = \Sigma m - m}$$

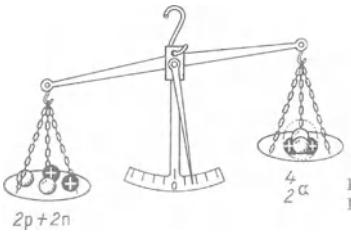


Bild 110
Der Massendefekt

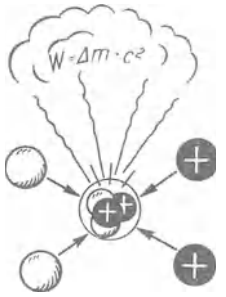


Bild 111
Beim Zusammentritt von Nukleonen wird Bindungsenergie frei

11.6. Die Bindungsenergie

Was aber mag wohl der Grund dafür sein, weshalb alle Atome ein wenig zu leicht sind? Wenn man sich vorstellt, daß die Atome in der Frühgeschichte des Weltalls einmal aus ihren elementaren Bestandteilen entstanden sind, dann muß bei der Bildung eines jeden Atoms ein wenig Masse verlorengegangen sein. In der Welt kann aber nichts verschwinden. Hier liefert das EINSTEINsche Gesetz (19) $W = mc^2$ den Schlüssel zum Verständnis (Bild 111).

Bei der Bildung eines Atomkernes aus seinen elementaren Bestandteilen wird eine dem entstehenden Massendefekt Δm entsprechende Energiemenge frei. Man nennt sie die Bindungsenergie des Atomkernes.

(60) $$\boxed{\Delta W = \Delta m c^2}$$ **Bindungsenergie eines Kernes**

Wollte man umgekehrt den Kern wieder in alle seine Bestandteile zerlegen, so müßte man ihm denselben Betrag an Bindungsenergie wieder zuführen.
Man kann hierbei – um einen groben Vergleich zu gebrauchen – etwa an die gewaltsame Zerkleinerung eines festen Körpers denken. Auch hier muß man immer eine beträchtliche Arbeit aufwenden.

Die Bindungsenergie ist ein Maß für die Festigkeit eines Kernes.

In der Kernphysik ist es üblich, die Bindungsenergie je Kern in MeV anzugeben. Nach der Gleichung (60) ergibt sich die Energie in Wattsekunden, wenn die Masse Δm in Kilogramm eingesetzt wird. Geht man von der Masse 1 u = 1,66056 · 10^{-27} kg aus, so ergibt sich mit Tabelle 2 (S. 30) je Masseeinheit die Energie

$$\Delta W = \Delta mc^2 = \frac{1{,}66056 \cdot 10^{-27}\,\text{kg}\,(3 \cdot 10^8)^2\,\text{m}^2 \cdot 6{,}24 \cdot 10^{12}\,\text{MeV}}{\text{s}^2\text{Ws}} = 933\ \text{MeV}$$

(61) **1 u ≙ 933 MeV**

Mit dieser Zahlenbeziehung kann man die Bindungsenergie eines Atoms auf einfachste Art ausrechnen.

Beispiele: 1. Die Bindungsenergie des He-Atoms ergibt sich nach dem S. 102 berechneten Massendefekt von Δm = 0,03039 u zu W = 0,03039 · 933 MeV = 28,4 MeV je Atom bzw. Kern, da die Elektronen hierzu keinen Beitrag liefern.
2. Die Bindungsenergie des Bleikerns $^{208}_{82}$Pb, dessen Atommasse 207,9755 u beträgt, ist zu berechnen. – Man summiert die Atommassen der einzelnen Nukleonen und Elektronen (82 · 1,00728) u + + (82 · 0,00055) u + (126 · 1,00867) u = 209,7345 u und subtrahiert hiervon die Masse des ganzen Kerns: 209,7345 u − 207,9755 u = 1,759 u. Das sind nach (61) ΔW = 1,759 · 933 MeV = = 1641 MeV.

11.7. Die Bindungsenergie je Nukleon

Die soeben durchgeführte Berechnung der Bindungsenergie von Atomkernen kann man systematisch für alle bekannten Kerne anstellen. Es zeigt sich dabei, daß der Massendefekt und damit die Bindungsreihe mit steigender Atommasse immer größer wird. Besonders aufschlußreich ist es aber, auszurechnen, welcher Betrag der gesamten Bindungsenergie aus ein einzelnes Kernteilchen entfällt. Beim Helium stoßen wir auf den Anteil von $\frac{28{,}4}{4}$ MeV ≈ ≈ 7 MeV. Man bekommt dann die in Bild 112 angegebene Kurve. Hierbei ist zu beachten, daß die Bindungsenergie eines Kernes gegenüber den noch nicht vereinigten einzelnen Teilchen negatives Vorzeichen hat; denn es handelt sich um Energie, die bei der Bildung des Kernes nach außen abgegeben wurde, und damit um ein Energiedefizit.

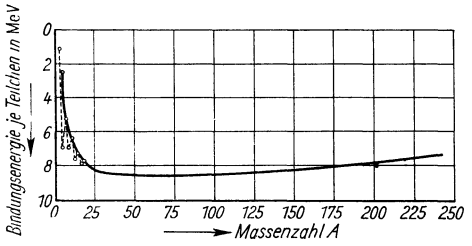


Bild 112. Abhängigkeit der je Kernteilchen (Nukleon, d. h. Proton oder Neutron) gerechneten Bindungsenergie in MeV von der Masse des gesamten Kernes

Die Kurve zeigt in Bild 112, daß die Beträge bis zu einer Atommasse von etwa 60 stark zunehmen und dann langsam wieder geringer werden. Besonders dieser langsam ansteigende Ast der Kurve ist für die Gewinnung von Energie durch Kernspaltung von ausschlaggebender Bedeutung. Im großen und ganzen ergibt sich als Mittelwert bei den schweren Atomen:

Die Bindungsenergie beträgt im Mittel je Nukleon etwa 8 MeV.

11.8. Die Trennung von Isotopen

11.8.1. Der Massenspektrograph

Zunächst denken wir wieder an die zwischen zwei Elektroden in einer Röhre mit verdünntem Gas stattfindende elektrische Glimmentladung (S. 22). Wird die Katode mit Löchern oder Schlitzen versehen, so fliegen die positiven Gasionen vermöge ihrer Massenträgheit durch diese Öffnungen weiter. Man hat diese Teilchen **Kanalstrahlen** genannt (Bild 113). Sie zeigen ein charakteristisches Leuchten und bestehen aus positiven Ionen der verschiedensten Geschwindigkeiten.

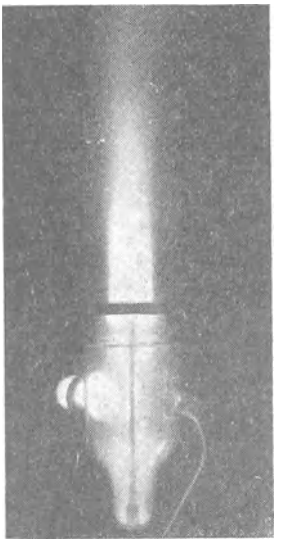


Bild 113. Kanalstrahlröhre

Wenn in den Kanalstrahlen Teilchen verschiedener Masse enthalten sind, d. h. Isotope eines bestimmten Elementes, so können sie mit Hilfe des 1919 von ASTON erfundenen **Massenspektrographen** räumlich getrennt werden. Dieses Verfahren war es auch, mit dem ASTON die Isotopie stabiler Elemente entdeckte, die bis dahin nur bei radioaktiven Vertretern bekannt war. Er konstruierte die in Bild 114 schematisch angegebene Anordnung, mit der es gelingt, alle positiven Ionen gleicher Masse trotz ihrer verschiedenen Geschwindigkeiten in jeweils einem Punkt des auffangenden Schirmes zu sammeln.

Wir nehmen fürs erste an, daß es sich um Ionen einheitlicher Masse handele. Mittels der engen Spalte S_1 und S_2 wird ein schmales Strahlenbündel zwischen den beiden elektrisch geladenen Platten E_1 und E_2 hindurchgeleitet. In dem elektrischen Feld fallen die positiven Ionen je nach ihrer Geschwindigkeit auf parabelförmigen Bahnen nach unten. Genauso wie die Wurfparabel eines langsamen Wasserstrahles im Schwerefeld der Erde sich stärker nach unten senkt als die eines schnelleren, werden die langsamen Ionen stärker nach unten gelenkt als die schnellen. Der auseinandergezogene Strahl tritt zwischen die beiden Magnetpole N und S. Hier erleiden die Teilchen eine kreisförmige Ablenkung nach oben. Die Krümmung

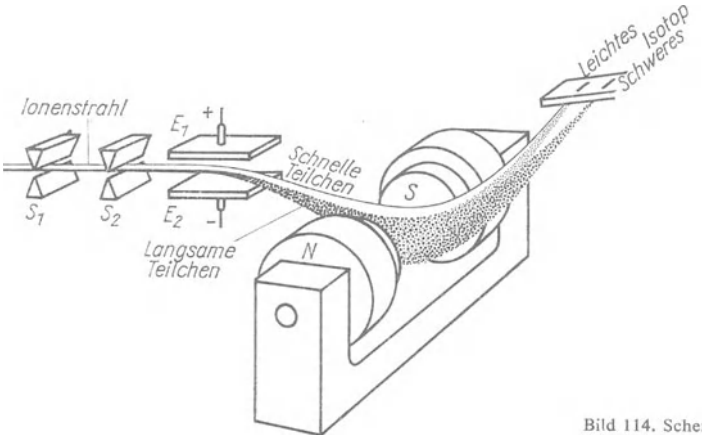


Bild 114. Schema des Massenspektrographen

ist um so stärker, je langsamer die Teilchen sind. Damit erfahren sie hier die entgegengesetzte Ablenkung, und es läßt sich so einrichten, daß alle Teilchen gleicher Masse trotz verschiedener Geschwindigkeit sich in einem Punkt zusammenfinden.
Ionen, die bei gleicher Ladung eine andere Masse haben, werden jedoch an einer anderen Stelle vereinigt. So entstehen auf dem Film deutlich getrennte Schwärzungspunkte, von denen jeder einer anderen Atommasse entspricht. Auf Bild 115 ist ein solches Massenspektrogramm wiedergegeben, das links 5 Punkte entsprechend den chemischen Stoffen C, CH, CH_2, CH_3 und CH_4 angibt und rechts daneben die beiden Isotope $^{20}_{10}Ne$ und $^{22}_{10}Ne$.

Bild 115. Massenspektrogramm

Der Massenspektrograph wurde in den letzten Jahren so weit verbessert, daß sogar wägbare Mengen reiner Isotope damit gewonnen werden können (Bild 116). Besonders bemerkenswert sind die Konstruktionen **magnetischer Isotopentrenner** nach MANFRED VON ARDENNE.

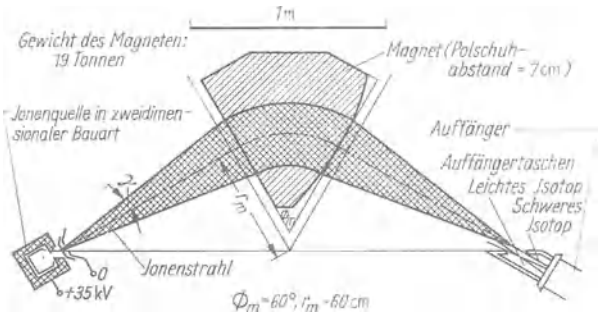


Bild 116. Magnetischer Isotopentrenner

Eine wichtige Voraussetzung zur Gewinnung größerer Mengen ist eine besonders ergiebige Ionenquelle. Während die gewöhnliche Kanalstrahlröhre nur äußerst geringe Ionenströme liefert, ist eine Bogenionenquelle (Bild 117) weit leistungsfähiger. Zwischen der Glühkatode (K) und der Anode (A) wird mit niedriger Spannung in dem zu untersuchenden Gas eine Bogenentladung erzeugt, in der die positiven Ionen zur Katode wandern würden. Die gegenüber der Katode stark negative Absaugelektrode (AE) jedoch zieht die positiven Ionen mit hohem Wirkungsgrad aus dem rohrförmigen Raum der Hilfsanode (HA) heraus. Auf diese Weise können Ionenströme von über 100 mA gewonnen werden.

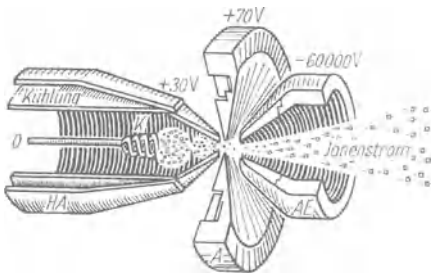


Bild 117. Elektrodensystem der Bogenionenquelle

11.8.2. Elektrolyse

Bei dem überaus günstigen Massenverhältnis von 1:2 zwischen Wasserstoff und Deuterium ist die Trennung verhältnismäßig leicht durchführbar. Gut bewährt hat sich die Elektrolyse großer Wassermengen, wobei sich das schwere Wasser in der Restflüssigkeit anreichert.

Unter Beachtung von mancherlei genau einzuhaltenden Bedingungen läßt sich aus 100 Litern Wasser bei einem Aufwand von etwa 1000 kWh rund 1 g D_2O von 98% Reinheit gewinnen. Bei anderen Elementen führt diese Methode nicht zum Erfolg, da hier die Massenunterschiede viel ungünstiger als beim Wasserstoff liegen.

11.8.3. Die Destillationsmethode

Der etwas höhere Siedepunkt von D_2O gegenüber dem H_2O hat zur Folge, daß beim Verdampfen von gewöhnlichem Wasser die Konzentration an D_2O im Destillationsrückstand ein wenig größer als vorher ist. Auf Veranlassung der Schweizer Kommission für Atomenergie wurde eine Fraktionierkolonne entwickelt, die eine verlustlose Anreicherung des D_2O auf eine Konzentration von 99,8% erlaubt. Der Energieaufwand konnte zwar weitgehend reduziert werden, doch stellt sich der Preis für 1 Liter schweres Wasser wegen der kostspieligen Apparatur immer noch auf 250 Schweizer Franken. Auch die Rektifikation von flüssigem Wasserstoff ist inzwischen großtechnisch realisiert worden.

11.8.4. Die Diffusionsmethode

Bekanntlich haben leichte Gase die Eigenschaft, durch poröse Tongefäße schneller zu diffundieren als schwere Gase. Umspült man z. B. einen unglasierten Tonzylinder mit Leuchtgas, so steigt augenblicklich der Druck im Innern des Gefäßes, weil der Wasserstoff des Leuchtgases eine größere Diffusionsgeschwindigkeit hat als Luft.
Nach diesem Prinzip war es schon ASTON gelungen, das Mengenverhältnis der beiden Neonisotope ein wenig zu verschieben. Mittlerweile ist dieser Weg weiter vervollkommnet worden. Gigantische Diffusionsanlagen haben die Amerikaner während des zweiten Weltkrieges gebaut, um das zur Herstellung der Atombombe benötigte Uranisotop U 235 zu erhalten. Das

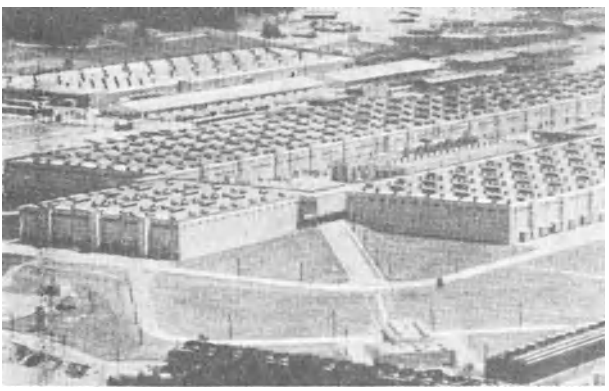


Bild 118
Das Werk für Isotopentrennung in Oak Ridge (1945)

Uran wurde zu diesem Zweck in gasförmiges UF_6 umgewandelt und durch große poröse Zellen gepumpt. Das Werk bestand aus 5000 aufeinanderfolgenden Trennstufen und hatte eine Belegschaft von 12000 Mann (Bild 118). Die Gewinnung von reinem U 235 ist aber auch für den Bau von Kernkraftwerken (vgl. 17.4.) von entscheidender Wichtigkeit. Es ist daher verständlich, wenn man nach billigeren Trennverfahren sucht. Neuerdings ist es gelungen,

gasförmige Verbindungen von Uranisotopen (UF_6) mit der **Gaszentrifuge** bei etwa 60000 U/min anzureichern, womit dieses Verfahren größte wirtschaftliche Bedeutung erlangen wird.

11.8.5. Das Trennrohrverfahren

Ohne Trennwände arbeitet die Methode der **Thermodiffusion**. Ein langes, senkrecht stehendes Rohr ist in der Mitte von einem elektrisch geheizten Platindraht durchzogen (Bild 119). Das zu trennende gasförmige Isotopengemisch steigt an dem heißen Draht nach oben und senkt sich an der gekühlten Wand wieder nach unten. Unterwegs diffundieren die beiden Gasströme ineinander, wobei die leichteren Atome bevorzugt in das wärmere und die schwereren in das kühlere Gas einsickern. Am oberen Ende kann das sich anreichernde leichtere Isotop abgezapft werden. Bei einer Rohrlänge von 20 m konnten z. B. täglich 8 cm^3 HCl mit einem Gehalt von 99,4% $H^{37}Cl$ bzw. 25 cm^3 99,6%iges $H^{35}Cl$ erhalten werden.
Ferner sind in neuerer Zeit Trennverfahren (z. B. für N 15 und B 10) entwickelt worden, die auf **chemischen Austauschreaktionen** beruhen. Schließlich kann auch noch die unterschiedliche Wanderungsgeschwindigkeit ausgenutzt werden.

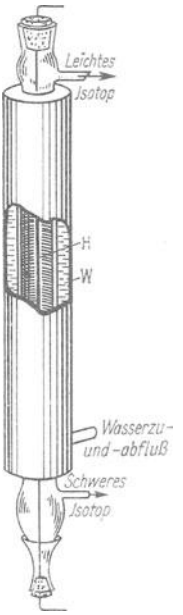


Bild 119. Schema des Trennrohres
H Heizdraht
W Wasserkühlung

12. Künstliche Kernumwandlungen

Mit der Entdeckung der Radioaktivität und der Isotope hatte sich zwar die Erkenntnis von der Beschaffenheit und Struktur des Stofflichen in ungeahnter Weise vertieft. Aber die chemischen Elemente selbst und ihre Isotope waren naturgegebene Gebilde, die sich nicht künstlich verändern ließen. Ein Element in ein anderes zu verwandeln erschien nach wie vor ausgeschlossen.
Da der chemische Charakter eines Elementes von der Ordnungszahl Z und damit vom Kernbau her bestimmt ist, besteht die einzige Möglichkeit einer Elementumwandlung darin, den Atomkern zu verändern. Radioaktive Strahlen, deren Teilchen mit großer Gewalt gegen den Kern prallen, könnten dazu wohl geeignet sein. Für ausgedehnte und systematische Untersuchungen reicht aber ihre Energie nicht aus. Man ist gezwungen, äußerst energiereiche Teilchen mit technischen Hilfsmitteln herzustellen.

12.1. Die Erzeugung schneller Teilchen

Die Teilchen an sich zu gewinnen ist nicht schwierig. Elektronen werden von Glühkatoden in reichlicher Menge abgegeben. Protonen (H^+-Ionen) und Deuteronen (D^+-Ionen des schweren Wasserstoffs) sowie mehrwertige Ionen anderer Gase lassen sich mit den schon erwähnten Ionenquellen (S. 105) in starken Strömen erzeugen. Es handelt sich somit darum, diese Teilchen in starken elektrischen Feldern so zu beschleunigen, daß sie die erforderliche Endgeschwindigkeit erhalten.

Richtet man den so erhaltenen starken Teilchenstrom gegen das zu untersuchende Material, so gelingt es ohne weiteres, Kernumwandlungen aller möglichen Art und mit relativ guter Ausbeute zu erzielen.

12.1.1. Hochspannungsquellen und einfache Linearbeschleuniger

Im einfachsten Fall läßt man die Teilchen eine lange Vakuumröhre durchlaufen, an deren Enden eine hohe Gleichspannung liegt. Bei diesem Typ von Beschleunigern durchfallen die Teilchen das Feld in gerader Linie.

Zur Erzeugung der erforderlichen hohen Gleichspannung bedient man sich häufig des konstruktiv sehr einfachen **van-de-Graaffschen Hochspannungsgenerators** (Bild 120). Auf ein endloses Band aus Isolierstoff wird unten elektrische Ladung aufgesprüht, schnell nach oben

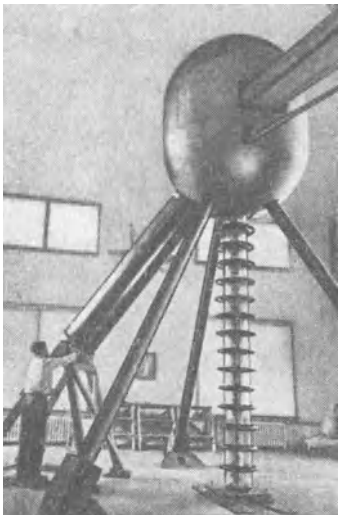


Bild 120. Bandgenerator für 1,2 Millionen Volt

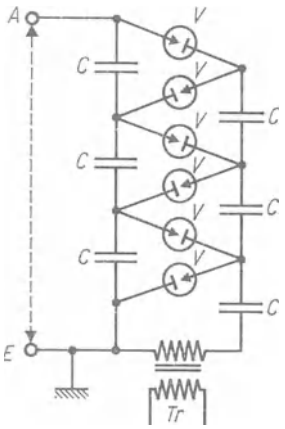


Bild 121. Kaskadenschaltung nach GREINACHER

geführt und dort von einem großen metallenen Hohlkörper aufgenommen. Die Ladung sammelt sich nur auf dessen äußerer Oberfläche an, die völlig glatt sein und einen möglichst großen Krümmungsradius haben muß, da sonst vorzeitige Sprühentladungen die erzielbare Spannung herabsetzen. Der auf Bild 120 gezeigte Generator hat 2 m Durchmesser. Die Ionenquelle befindet sich im Innenraum der Aluminiumhohlkugel und liefert einen Strom von 0,75 mA. Die Geschwindigkeit des Papierbandes ist 60 m/s. Hat die Kugel den Radius $r = 1$ m, so kann bei einer Durchschlagsfestigkeit der Luft von $E = 30000$ V/cm eine Höchstspannung von $U = Er = 30000 \cdot 100$ V $= 3$ Millionen V erreicht werden. Mit moderneren, in Drucktanks eingebauten Generatoren lassen sich Spannungen bis 9 MeV erzielen. Die Beschleunigungsröhre verläuft auf Bild 120 senkrecht durch den Fußboden in das darunterliegende Stockwerk. Sie gliedert sich in eine Reihe von Segmenten mit je einer Zwischenelektrode, zwischen denen sich die Spannung gleichmäßig aufteilt.

Größere Stromstärken liefert der **Kaskadengenerator**. Die Schaltung nach GREINACHER (Bild 121) besteht aus einer Reihe von Kondensatoren (C) und Glühventilen (V), Gleich-

richterröhren, die an einen Hochspannungstransformator angeschlossen sind. Durch die Ventile kann nur negative Ladung nach unten fließen. Alle Kondensatoren laden sich daher mit den oberen Platten positiv auf, und jeder Kondensator erreicht die doppelte Scheitelspannung des Transformators.

12.1.2. Lineare Mehrfachbeschleuniger

Hier werden die Teilchen in einem (bis 13 m langen) Entladungsrohr stufenweise nacheinander beschleunigt. Sie durchlaufen eine Reihe röhrenförmiger Elektroden, die abwechselnd mit den beiden Polen eines Hochfrequenzgenerators in Verbindung stehen (Bild 122). Die Beschleunigung erfolgt nur in den Zwischenräumen, wo die Teilchen stets im richtigen Augenblick von der letzten Elektrode abgestoßen und von der nächsten angezogen werden.

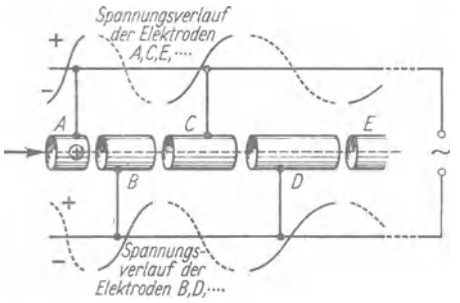


Bild 122. Schema des Mehrfachbeschleunigers

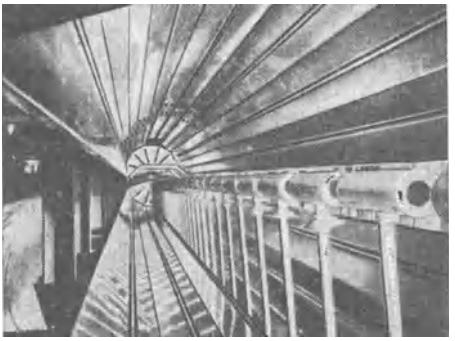


Bild 123. Linearbeschleuniger für Protonen von 40 MeV

Während ein positiv geladenes Teilchen das Rohr *A* passiert, wächst die Spannung von ihrem negativen auf den positiven Scheitelwert an. Wenn es Rohr *A* verläßt, ist dieses positiv und Rohr *B* negativ. Wenn es Rohr *B* durchlaufen hat, ist dieses positiv geworden, während das mit *A* verbundene Rohr *C* inzwischen wieder negativ geworden ist, usw. Weil die Teilchengeschwindigkeit von einem Rohr zum nächsten immer größer wird, müssen die Elektroden nach dem Ende der Beschleunigungsstrecke hin immer länger werden. Damit die Gesamtlänge begrenzt wird, sind höchste Frequenzen notwendig (Dezimeterwellen). Mit der in Bild 123 dargestellten Anlage werden Protonen von 40 MeV erzeugt. Der z. Z. größte Linearbeschleuniger (Stanford, USA) liefert Elektronen von 25 GeV.

12.1.3. Das Zyklotron

Das von dem Amerikaner LAWRENCE 1932 erfundene Zyklotron leitete die Entwicklung einer Reihe besonders interessanter Geräte ein. Im Gegensatz zum Linearbeschleuniger werden die Teilchen gezwungen, sich auf spiralförmigen Bahnen zu bewegen, wodurch die gesamte zurückgelegte Wegstrecke bedeutend größer werden kann.
Der „gewichtigste" Teil ist ein riesiger Elektromagnet. Zwischen seinen Polen liegt eine flache, kreisrunde Kammer, die von einer leistungsfähigen Pumpe dauernd luftleer gehalten

wird. Man sieht auf den Bildern 124/125 die Kammer von oben. Sie enthält zwei halbkreisförmige Dosen (D_1 und D_2).
Man denke sich eine große Schuhcremedose, die längs eines Durchmessers in zwei Hälften zerschnitten ist. Diese beiden „Duanten" sind mit einem starken Kurzwellensender von etwa 12 Millionen Hz verbunden, so daß jede von ihnen in schnellem Wechsel positiv und

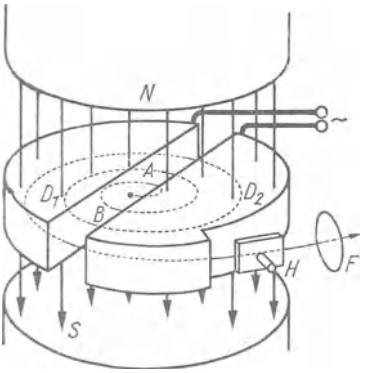


Bild 124. Schema des Zyklotrons

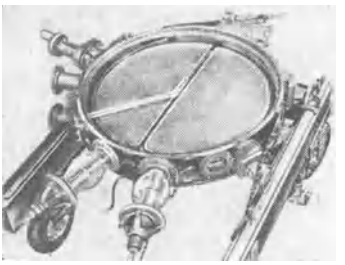


Bild 125. Die beiden „D"s eines Zyklotrons

negativ geladen ist. In der Mitte befindet sich eine Glühkatode, die einen starken Strom von Elektronen aussendet.
Läßt man nun z. B. Wasserstoff oder Deuterium in feinem Strom in die Kammermitte eintreten, so werden die Atome von den Elektronen getroffen und ionisiert. Damit bleiben Protonen bzw. Deuteronen übrig.
Wenn der Elektromagnet eingeschaltet wird, bewegt sich jedes Teilchen mit einer bestimmten Geschwindigkeit auf einer waagerechten Kreisbahn, wobei der Bahnradius ganz von der jeweiligen Teilchengeschwindigkeit abhängt. Es kommt aber darauf an, diese immer mehr zu steigern. Dazu dienen die beiden Halbdosen.
Nehmen wir an, das Teilchen befände sich im Punkt *A*, und der linke Duant (D_1) sei in diesem Augenblick gerade negativ. Somit wird es von diesem angezogen bzw. von dem rechten abgestoßen, bekommt also einen Impuls. Dann beschreibt es im linken Duanten einen Halbkreis und gelangt zum Punkt *B*. Die Frequenz des Senders ist so bemessen, daß jetzt der rechte Duant negativ wird. Das Teilchen bekommt einen zweiten Impuls, und so geht es viele Male weiter. Je mehr die Geschwindigkeit zunimmt, desto größer wird sein Bahnradius. Es läuft mit immer größerer Geschwindigkeit auf einer Spirale.

Das Zyklotron ist ein Gerät zur Beschleunigung von Teilchen auf spiraliger Bahn mit konstanter Umlaufsfrequenz und konstantem Magnetfeld.

Obgleich mit dem Größerwerden der Spirale die Bahnlängen zunehmen, bleibt das Teilchen doch im Gleichtakt mit der Frequenz des Senders, da ja seine Geschwindigkeit gleichermaßen zunimmt. Wenn die Wechselspannung z. B. 100000 V beträgt, hat es nach 100 Umläufen eine kinetische Energie von 10 MeV.
Zum Schluß wird der Teilchenstrahl durch eine Hilfselektrode H nach außen tangential abgelenkt und gelangt durch das Fenster F ins Freie. Man sieht dann einen stark leuchtenden

Strahl austreten, da die schnellen Teilchen die Luft ionisieren. Die mit einem Gerät dieser Art bei etwa 1,2 m Polschuhdurchmesser maximal erreichbaren Teilchenenergien betragen für Protonen 12,5 MeV, für Deuteronen 25 MeV und für α-Teilchen 50 MeV.

12.1.4. Das Synchro-Zyklotron

Mit Annäherung an die Lichtgeschwindigkeit nimmt aber die Masse der zu beschleunigenden Teilchen derart zu (vgl. 2.2.), daß sie zu spät am Spalt zwischen den beiden Halbdosen ankommen. Für eine ins Auge gefaßte Gruppe von Ionen wird schließlich die Verspätung so groß, daß sie den Spalt gerade erst dann erreicht, wenn die Feldstärke dort gerade Null ist.

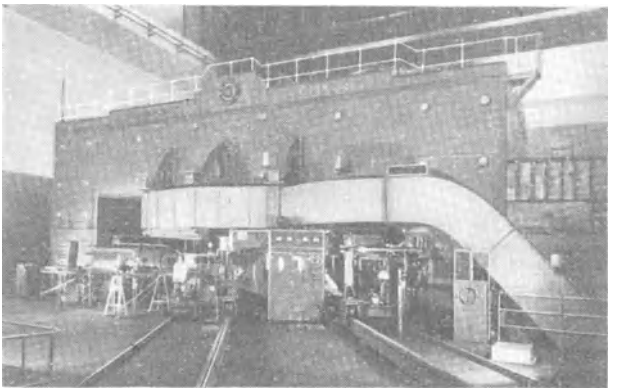


Bild 126
Das sowjetische Synchro-Zyklotron in Dubna (7000 t)

Von diesem Augenblick an erhöht sich ihre Geschwindigkeit nicht mehr, sondern schwankt um einen Mittelwert. Sie kann aber weiter erhöht werden, indem man die Frequenz des Wechselfeldes der sich verlangsamenden Umlaufsfrequenz der Teilchen entsprechend anpaßt, bis diese Gruppe das Zyklotron verlassen hat. Damit sinkt zwar die Ausbeute, weil in schneller Folge nur einzelne Ionengruppen voll beschleunigt werden, aber die erreichbare Endenergie der Teilchen steigt wesentlich an.

Das Synchro-Zyklotron ist ein Gerät mit spiraliger Teilchenbahn, konstantem Magnetfeld und modulierter Umlaufsfrequenz.

Das größte Synchro-Zyklotron der Welt steht in Gatschina bei Leningrad. Es erzeugt Protonen von 750 MeV, Deuteronen von 380 MeV, Neutronen mit 100 MeV und He-Ionen mit 750 MeV (zum Vergleich: Die α-Teilchen des Radiums haben nur 9 MeV). Wenn hier gesagt ist, daß das Zyklotron auch Neutronen erzeugt, so kann das nur indirekt geschehen, denn elektrisch neutrale Partikeln können weder magnetisch noch elektrisch beeinflußt werden. Vielmehr werden hier zunächst Deuteronen beschleunigt. Diese treffen im Innern des Zyklotrons gegen eine Scheibe aus festem Material. Beim Aufprall auf dessen Atomkerne gehen die Deuteronen zu Bruch und spalten sich in je ein Proton und Neutron. Die Protonen werden dann von der magnetischen Kraft wieder ins Innere zurückgelenkt, während die Neutronen in kräftigem Strom die Anlage verlassen.

12.1.5. Das Betatron

Weite Verbreitung, auch in der industriellen Technik, hat das **Betatron** (auch **Elektronenschleuder** genannt) gefunden, das im Prinzip wie ein Transformator mit nur einer einzigen

Sekundärwindung arbeitet (Bild 127). Diese eine Windung ist aber durch ein Vakuumrohr ersetzt, das wie ein hohler Rettungsring aussieht. Die Elektronen werden mittels Glühkatode und einer Anodenspannung von einigen 1000 V erzeugt. Durch besondere Formgebung der Polschuhe wird erreicht, daß die Elektronen in dem Rohr einen fest zusammenhängenden Ringstrom bilden, ohne mit der Wand in Berührung zu kommen. Jedesmal, wenn dieses „Führungsfeld" kurzzeitig gestört wird, verläßt eine Gruppe von Elektronen das Rohr und gelangt nach außen.
Es sind demnach zwei Magnetfelder vorhanden, die eine völlig verschiedene Aufgabe haben. Das zentrale **Kernfeld** erzeugt ein ringförmiges elektrisches Wirbelfeld, das die Elektronen

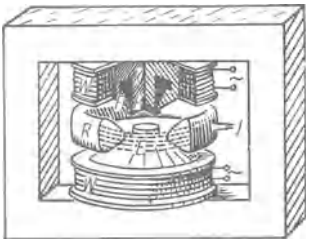


Bild 127. Schema des Betatrons
K Mittelsteg des Transformatorkernes, P Polschuhe aus Sirufer, F ringförmige Polschuhe fur das Führungsfeld, R ringförmige Vakuumkammer, E Elektronen-Ringstrom, W Magnetwicklung, J Zuleitung zur Glühkatode und Anode

in Bewegung setzt (Induktionswirkung). Das **Führungsfeld** bewirkt, daß sich die Elektronen ähnlich wie im Zyklotron auf einer Kreisbahn bewegen. Das Interessante dabei ist, daß zur Erregung beider Felder eine einzige Stromspule genügt.
Da das Betatron mit Wechselspannung betrieben wird, kann die Beschleunigung nur während der ersten oder dritten Viertelperiode stattfinden, d. h., nur solange der magnetische Fluß im Eisenkern in Zunahme begriffen ist. In dieser Zeit rasen die Elektronen etwa eine Million Mal im Kreis herum. An dieser Jagd aber können nur die Elektronen teilnehmen, die gerade am Beginn einer Viertelperiode starten. Lenkt man die Elektronen am Ende ihrer Bahn gegen einen Wolfram-Auffänger, so liefern sie eine Bremsstrahlung, die bis 20 g Radium entsprechen kann. Ein besonders großes Betatron mit einer Leistung von 200 MeV erzeugt Bremsstrahlen, die eine Stahlplatte von 30 cm Dicke zu durchdringen vermögen.

Das Betatron ist ein Gerät zur Beschleunigung von Elektronen auf kreisförmiger Bahn mit veränderlichem Magnetfeld.

Die Leistungsfähigkeit des Betatrons ist nach oben hin begrenzt, da die Elektronen bei großer Umlaufsfrequenz beginnen, ihre Energie in Form elektromagnetischer Strahlung abzugeben.
Wir erinnern uns bei dieser Gelegenheit an das BOHRsche Atommodell mit seinen merkwürdigen „strahlungslosen" Bahnen. Das Betatron führt das physikalisch Bedenkliche dieser Hypothese, worüber sich BOHR durchaus im klaren war, besonders schön vor Augen. Von 30 MeV an wird in dem Rohr ein dunkelroter Streifen sichtbar, bei 80 MeV ein Band bläulichweißen Lichtes.

12.1.6. Das Elektronen-Synchrotron

Die Abstrahlungsverluste sind es, die die Leistung des Betatrons begrenzen. Sie entstehen dadurch, daß die Elektronen während einer Viertelperiode des ihre Bewegung fördernden Feldes die Kreisbahn sehr oft durcheilen müssen, um die gewünschte Endgeschwindigkeit

zu erlangen; denn je Umlauf gewinnt das Elektron nur wenige Elektronenvolt. Um dennoch eine weitere Steigerung der Elektronengeschwindigkeit zu erzielen, wurde anfänglich das Prinzip des Betatrons mit dem des Zyklotrons im **Elektronen-Synchrotron** vereinigt.
Die auf Bild 128 sichtbare ringförmige Beschleunigungskammer ist von zwei halbringförmigen Elektroden, entsprechend den beiden Halbdosen des Zyklotrons, umhüllt. An sie kann eine konstante Hochfrequenzspannung gelegt werden. Zunächst werden die Elektronen nach dem Betatronprinzip bis fast auf Lichtgeschwindigkeit beschleunigt. Wenn die Umlaufsfrequenz die des HF-Feldes erreicht hat, hört die beschleunigende Wirkung des Kernfeldes auf. Jetzt wird das elektrische HF-Feld eingeschaltet und übernimmt die weitere Beschleunigung.

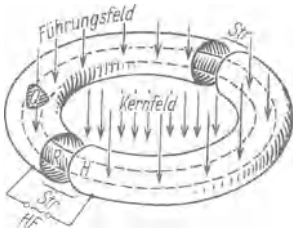


Bild 128. Prinzip des Elektronen-Synchrotrons
R Vakuum-Ringrohr, Q Querschnitt des Ringrohres, H Halbring-Beschleunigungselektroden, Str Beschleunigungsstrecke, HF Hochfrequenz-Spannungsquelle

Bei den neueren Großgeräten dieser Art erfolgt die Vorbeschleunigung der Elektronen außerhalb der Kreisbahn, wonach sie tangential in die Bahn hineingelenkt werden. Damit die Elektronen trotzdem auf der Kreisbahn bleiben, muß die Induktion B des magnetischen Führungsfeldes noch weiterhin zunehmen, und zwar genau proportional zur Energie W der umlaufenden Elektronen, wenn diese mit der Hochfrequenz in gleicher Phase bleiben sollen.

Das Elektronen-Synchrotron beschleunigt Elektronen auf einer Kreisbahn von konstantem Radius, wobei die Stärke des magnetischen Führungsfeldes proportional mit der Teilchenenergie anwächst.

Der Unterschied gegenüber dem Synchro-Zyklotron besteht also darin, daß die Wirkung des relativistischen Massenzuwachses nicht durch Steuerung der hochfrequenten Beschleunigungsspannung, sondern durch die anwachsende Stärke des Führungsfeldes kompensiert wird.
Das z. Z. größte Elektronen-Synchrotron steht in Hamburg und erzeugt Elektronen von 6 GeV (6000 MeV). Hier werden die Elektronen in einem Linearbeschleuniger zunächst auf die Energie 40 MeV vorbeschleunigt. Da dann ihre Geschwindigkeit nur noch um weniger als 0,1 % von der des Lichtes abweicht, bleibt sie auf der Kreisbahn selbst praktisch konstant. Die weitere Energiezufuhr wird fast ausschließlich zur Deckung des relativistischen Massenzuwachses und der durch die Synchrotronstrahlung bedingten Verluste verbraucht. Der Synchrotronring hat einen Durchmesser von 100 m und baut sich aus 48 auf seinen Umfang verteilten Elektromagneten von je 20 t Masse auf. Zwischen ihnen liegen ebenso viele Beschleunigungsstrecken.

12.1.7. Das Protonen-Synchrotron

Außer dem soeben beschriebenen Elektronen-Synchrotron gibt es noch weitere Riesengeräte, die je nach ihrer besonderen Bauart als Protonen-Synchrotron, Synchro-Phasotron, Kosmotron oder Bevatron[1] bezeichnet werden. Sie dienen zur Beschleunigung von schweren

[1] Bevatron enthält die Abkürzung **B**illionen **E**lektronenvolt, wobei im Amerikanischen 1 Billion eV nur 10^9 eV bedeutet

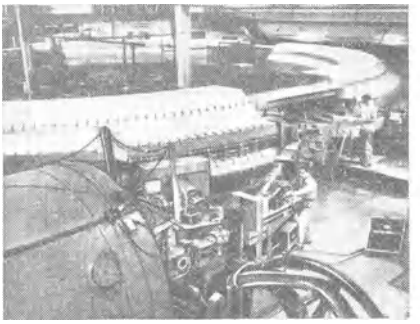


Bild 129. Protonen-Synchrotron von 1,3 GeV (Brookhaven, USA)

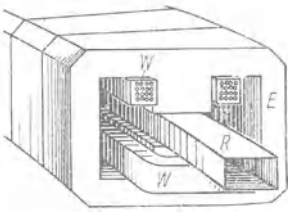


Bild 130. Querschnitt durch den Ringmagnet eines Synchro-Phasotrons

Teilchen, insbesondere von Protonen, auf Energien, wie sie sonst nur in der kosmischen Strahlung vorkommen (Bild 129).
Wie beim Elektronen-Synchrotron neuerer Bauart werden die Teilchen außerhalb der Anlage vorbeschleunigt und dann in tangentialer Richtung in die Kreisbahn eingeschleust.

Das Protonen-Synchrotron beschleunigt schwere Teilchen mit synchron gesteuerter Hochfrequenz auf ringförmiger Bahn, in die man die Teilchen nach durchlaufener Vorbeschleunigung von der Seite her einführt.

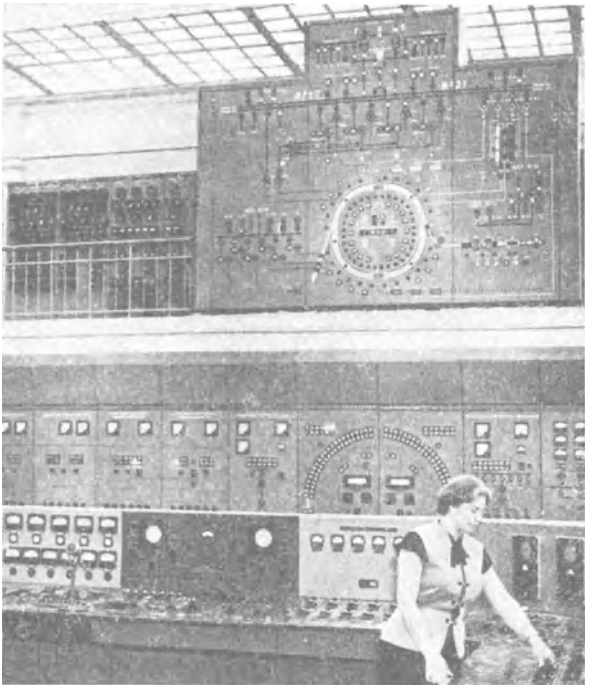


Bild 131
Zentrale Schaltanlage des sowjetischen Synchro-Phasotrons in Dubna

Das Führungsfeld wird von einem ringförmigen Elektromagnet erzeugt, der in 4 Viertelkreise unterteilt ist, zwischen denen die Teilchen geradlinig weiterlaufen (Bild 132d). An zwei dieser Unterbrechungen befindet sich die elektrische Beschleunigungsstrecke, an den beiden anderen werden die Teilchen in die Bahn eingeschossen bzw. herausgelenkt. Dieser Ringmagnet kann in verschiedener Weise konstruiert sein. Die auf Bild 130 angegebene Form ist die des sowjetischen Gerätes in Dubna (Bild 131).

Eine der z. Z. größten Anlagen dieser Art steht in Serpuchow bei Moskau. Sie hat einen Durchmesser von 470 m. Auf dem Umfang dieser „Rennbahn" sind 120 Elektromagnete mit der Gesamtmasse 20000 Tonnen und 53 Hochfrequenzgeneratoren verteilt, die den beschleunigten Protonen die Energie von 70 GeV ($70 \cdot 10^9$ eV) erteilen. Um diese zu erreichen, müssen die Protonen 400000 Umläufe ausführen, d. h. rund 600000 km zurücklegen.

Damit ist die Entwicklung auf diesem Gebiet noch längst nicht abgeschlossen. Ein in Batavia (USA) erbautes Gerät liefert Protonen mit 300 GeV, und weitere Anlagen bis zu 1000 GeV stehen bereits zur Diskussion.

Eine sprunghafte Leistungssteigerung erbrachte schließlich das System der **Speicherringe.** Das bisherige Verfahren, die beschleunigten Teilchen mit dem zu beschießenden ruhenden Objekt (Target) zusammenprallen zu lassen, hat nämlich den großen Nachteil, daß beide Teilchen mit erheblicher kinetischer Energie weiterfliegen. Der wirkliche ausnutzbare Anteil ist etwa gleich der Wurzel aus der doppelten Gesamtenergie. Beim Experimentieren mit einem 28 GeV-Synchrotron können daher nur etwa 7 GeV genutzt werden. Das wird mit einem Schlage anders, wenn zwei Teilchenströme mit gleicher Geschwindigkeit entgegengesetzt zusammenprallen. Beim Frontalzusammenstoß zweier Teilchen steht dann die doppelte Energie, d. i. in unserem Beispiel 56 GeV, zur Verfügung. Um das zu erreichen, werden die Protonen aus dem eigentlichen Synchrotron in einen mit Ablenkmagneten ausgerüsteten

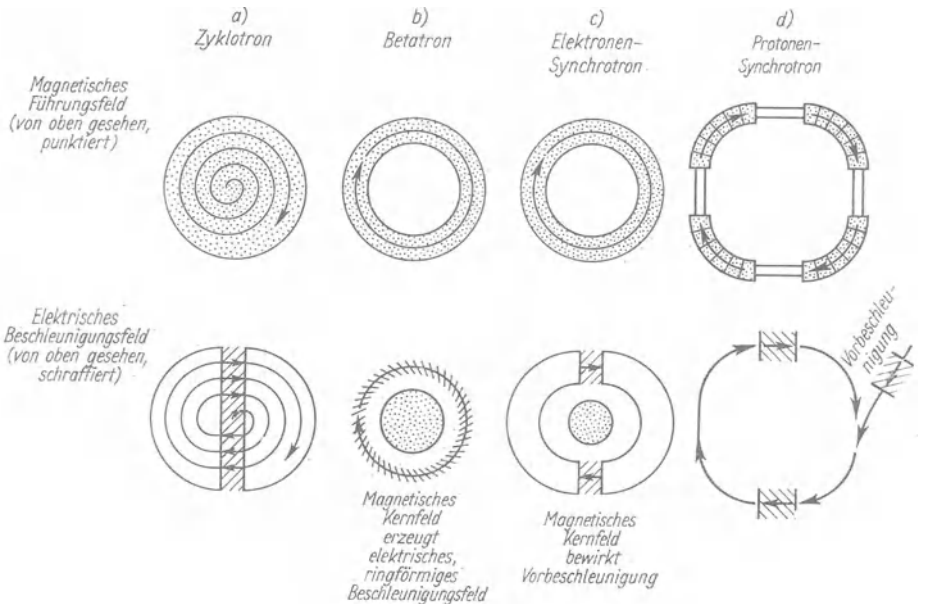


Bild 132. Prinzip und Unterschied der vier zirkular wirkenden Teilchenbeschleuniger

evakuierten Ringtunnel geleitet, wo sie zwei entgegengesetzt umlaufende, sich an mehreren Stellen überschneidende Ströme bilden. Zur Erhöhung der Strahlintensität werden die aus mehreren hundert Beschleunigungszyklen stammenden Teilchen während einer halben Stunde zuvor darin aufgespeichert. Entsprechende Anlagen sind bereits in Betrieb und lassen noch nicht absehbare Entdeckungen erwarten.
Bild 132 faßt noch einmal die 4 Typen der „zirkularen" Beschleuniger zusammen, damit deutlich erkennbar wird, daß es hierbei stets auf das Zusammenwirken zweier Felder ankommt. Das **magnetische Führungsfeld** zwingt die Teilchen, eine Kreisbahn zu beschreiben. Das **elektrische Beschleunigungsfeld** erteilt ihnen eine stetig wachsende Geschwindigkeit. Bei linearen Beschleunigern fällt selbstverständlich das Führungsfeld weg, da die Teilchen von selbst geradeaus fliegen.

12.2. Kernumwandlungen durch radioaktive Strahlen

Die ersten künstlichen Kernumwandlungen gelangen mit natürlichen α-Strahlen. Im Jahre 1919 glückte ERNEST RUTHERFORD erstmalig der Nachweis, daß die vom RaC′ ausgesandten α-Teilchen in den Kern eines Stickstoffatoms einzudringen vermögen und wie kleine Ge-

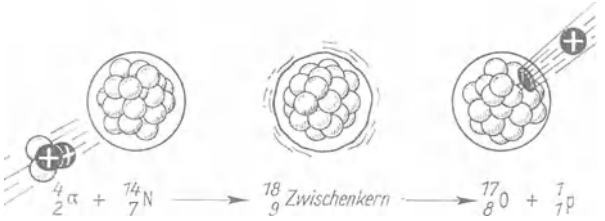


Bild 133
Umwandlung von Stickstoff in Sauerstoff

schosse darin steckenbleiben. Der Kern sendet daraufhin ein Proton aus. Damit ist das Stickstoffatom natürlich von Grund auf verändert. Die hier vollzogene Reaktion läßt sich in folgender Gleichung wiedergeben:

$$^{14}_{7}N + {}^{4}_{2}\alpha \rightarrow {}^{17}_{8}O + {}^{1}_{1}p.$$

In dieser Gleichung muß die Summe der Massenzahlen (14 + 4) auf der linken Seite gleich der Summe (17 + 1) auf der rechten Seite sein.
Das gleiche gilt auch für die untenstehenden Kernladungen, wie man leicht nachrechnen kann.
Das Interessanteste hierbei ist, daß sich das Stickstoffatom in ein Atom des Sauerstoffisotops ^{17}O umgewandelt hat (Bild 133).
Man pflegt diesen Vorgang in kürzerer Form auch so zu schreiben:

$$^{14}_{7}N(\alpha, p)\,{}^{17}_{8}O,$$

wobei man in der Klammer links das aufgeschossene und rechts das abgegebene Teilchen setzt.
Der Engländer BLACKETT hat diesen Vorgang mit Hilfe der Nebelkammer photographisch festgehalten (Bild 134). Man erkennt diese **Kernreaktion** daran, daß die Nebelspur des α-Teilchens plötzlich in einer **Gabel** endigt. Der kurze Ast zeigt die Spur des Sauerstoffkernes, der lange, dünne von sehr großer Reichweite das ausgeschleuderte Proton. Eine

solche Aufnahme zu erhalten ist Glückssache. BLACKETT machte 23000 Aufnahmen und entdeckte darin nur 8 solcher Gabeln. Man spricht in diesem Zusammenhang gern von einer **Beschießung** des Atomkernes. Aber von Zielen kann hier keine Rede sein; auf etwa 100000 Schuß rechnet man mit nur einem Treffer.

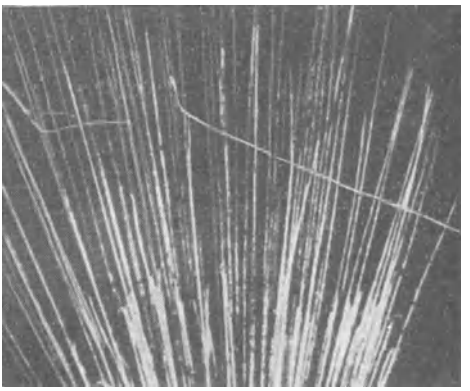


Bild 134. Nebelkammeraufnahme der Kernumwandlung eines Stickstoffatoms

Gleichwohl hatte RUTHERFORD damit zum ersten Male bewiesen, daß es möglich ist, *stabile* Kerne umzuwandeln. Bald darauf gelang auch die Umwandlung anderer leichter Nuklide nach dieser Methode.

12.3. Weitere Kernumwandlungen

Die Zahl der möglichen und mit den verschiedensten Hilfsmitteln bereits praktisch durchgeführten Reaktionen ist so groß, daß sie im einzelnen an dieser Stelle nicht aufgezählt werden können. Meist gehen die Reaktionen so vor sich, daß das aufgeschossene Teilchen in den Kern eindringt und ein anderes dafür den Kern verläßt. Wie dieser Vorgang im einzelnen abläuft, entzieht sich natürlich der unmittelbaren Beobachtung. Doch sind Anhaltspunkte dafür vorhanden, daß sich nach dem Eindringen des Stoßteilchens zunächst ein **Zwischenkern** bildet, der infolge seines hohen Energiegehaltes in weniger als 10^{-12} s wieder zerfällt.
Im folgenden seien nur einige wenige typische Beispiele genannt. Sofern dabei radioaktive Kerne entstehen, sind diese durch ein beigefügtes Sternchen (*) gekennzeichnet.

1. $^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{1}_{1}\mathrm{p} \rightarrow {}^{8}_{4}\mathrm{Be}^{*} \rightarrow 2\,{}^{4}_{2}\alpha$

Dies ist die erste Kernumwandlung, die mit künstlich hergestellten Geschossen, mit Protonen, gelang (COCKROFT und WALTON, 1932). Hierbei bildet sich der Zwischenkern $^{8}_{4}\mathrm{Be}$, der anschließend in 2 α-Teilchen zerfällt.

2. $^{9}_{4}\mathrm{Be}\,(\alpha, \mathrm{n})\,{}^{12}_{6}\mathrm{C}$ (Bild 135)

Diese Umwandlung besteht darin, daß die vom Radium oder Polonium emittierten α-Teilchen auf Beryllium einwirken, worauf dieses Neutronen abgibt (s. auch S. 123).

3. $^{31}_{15}\mathrm{P}\,(\mathrm{d}, \mathrm{p})\,{}^{32}_{15}\mathrm{P}^{*}$

Hierbei werden künstlich beschleunigte Deuteronen (Kerne des schweren Wasserstoffs) als Geschosse verwendet. Die Reaktion führt auf ein vielverwendetes radioaktives Phosphorisotop.

4. $^{9}_{4}\mathrm{Be}\,(\gamma, \mathrm{n})\,^{8}_{4}\mathrm{Be}^{*}$ (Bild 136).

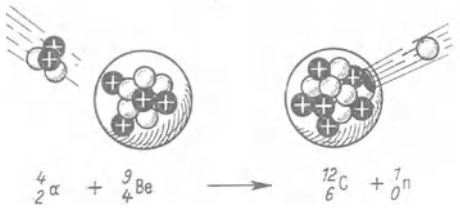


Bild 135. Befreiung eines Neutrons

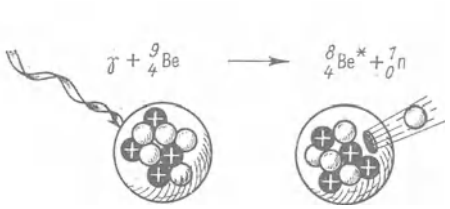


Bild 136. Kernphotoeffekt

Diese durch Gammastrahlen herbeigeführte Umwandlung bezeichnet man als **Kernphotoeffekt,** weil sie sich etwa mit dem von Lichtquanten ausgelösten Photoeffekt der Atomhülle vergleichen läßt (vgl. 2.4.).

5. $^{12}_{6}\mathrm{C}\,(^{14}_{7}\mathrm{N}, 2\mathrm{p})\,^{24}_{11}\mathrm{Na}^{*}$

Aus dieser Gleichung geht hervor, daß auch schwere Geschosse, wie z. B. mehrfach geladene Stickstoffionen, für Kernumwandlungen verwendet werden.

6. $^{191}_{77}\mathrm{Ir}\,(\mathrm{n}, \gamma)\,^{192}_{77}\mathrm{Ir}^{*}$

Dies ist eine der zahlreichen mit Neutronen durchführbaren Reaktionen, wobei in der Regel ein radioaktives Isotop des Ausgangskernes entsteht.

Wie vielfältig die Möglichkeiten sind, nach denen ein einziger gegebener Kern verändert werden kann, zeigt die **Umwandlungsspinne** des Fluorkernes $^{19}_{9}\mathrm{F}$ (Bild 137). Es sind hier die 10 bisher bekannten Umwandlungen eingetragen. Die schwarzen Kreise bedeuten stabile und die leeren Kreise radioaktive Kerne. Von allen natürlichen Kernen läßt sich eine solche Spinne entwerfen. Alle diese Spinnen hängen miteinander zusammen, indem die meisten Kerne mehreren Spinnen zugleich angehören.

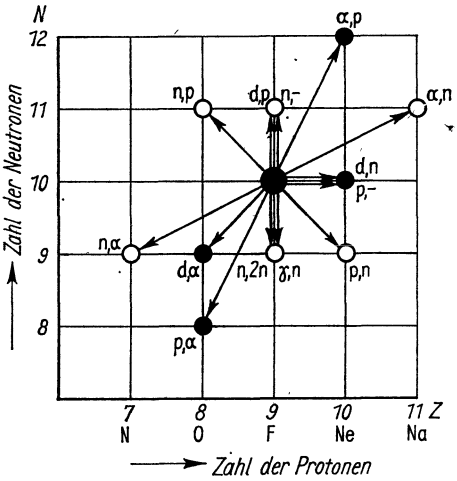


Bild 137. Umwandlungsspinne des Kernes $^{19}_{9}\mathrm{F}$

Zusammenfassend läßt sich sagen: Die willkürliche Umwandlung eines chemischen Elementes in ein anderes ist heute Wirklichkeit geworden. Die moderne „Alchimie" ist sogar in der Lage, Gold auf künstlichem Wege herzustellen. Hierfür sind z. B. folgende Reaktionen möglich:

$$^{198}_{80}\mathrm{Hg}\,(\mathrm{n}, \mathrm{p})\,^{198}_{79}\mathrm{Au}^{*} \qquad ^{196}_{78}\mathrm{Pt}\,(\mathrm{n}, \gamma)\,^{197}_{78}\mathrm{Pt}^{*} \rightarrow\, ^{197}_{79}\mathrm{Au} + {}_{-1}\mathrm{e}$$

Das nach der ersten Gleichung entstehende Gold ist radioaktiv und zerfällt wieder in Quecksilber. Im zweiten Fall ist das Gold zwar stabil, setzt jedoch das noch teurere Platin voraus.
Aus der bildlichen Darstellung (Bild 138) geht übrigens hervor, daß es noch weitere Umwandlungsarten gibt. Von ihnen wird noch ausführlicher die Rede sein.

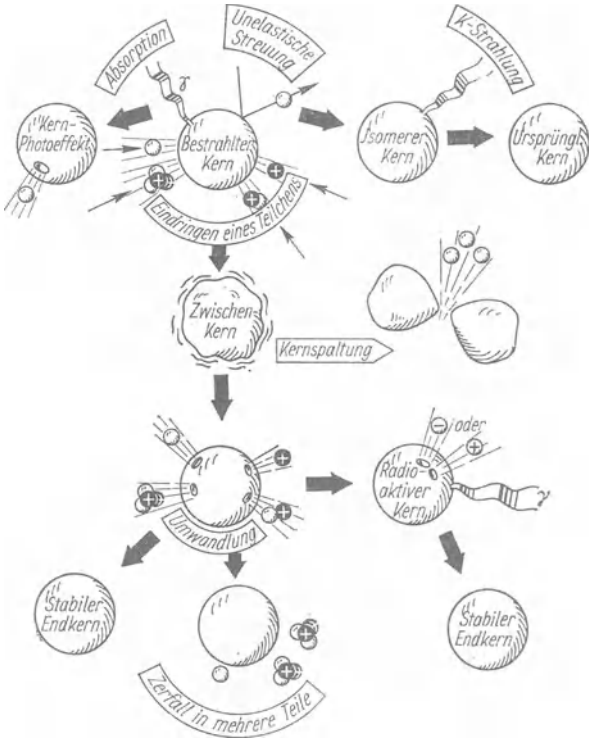


Bild 138. Übersicht über die wichtigsten künstlichen Kernumwandlungen

12.4. Die erforderliche Teilchenenergie

Werden zur Beschießung des Atomkernes positiv geladene Teilchen verwendet, so muß deren Energie mindestens so groß sein, daß die elektrische Abstoßung des gleichfalls positiv geladenen Kernes überwunden wird. Sie läßt sich leicht berechnen, wenn man von der Arbeit ausgeht, die notwendig ist, um das Teilchen aus praktisch unendlich großer Entfernung unmittelbar an den Kern heranzubringen.
Als Beispiel sei die von RUTHERFORD durchgeführte Umwandlung $^{14}_{7}\mathrm{N}$ (α, p) $^{17}_{8}\mathrm{O}$ gewählt. Das α-Teilchen trägt zwei und der Stickstoffkern sieben positive Elementarladungen. Um das α-Teilchen mit dem Kern in Berührung zu bringen, ist nach (31) die Arbeit $W_\alpha = \dfrac{2e \cdot 7e}{4\pi\varepsilon_0 r}$ notwendig. Mit dem Kernradius (6) $r = 1{,}4 \cdot 10^{-15} \sqrt[3]{14}\,\mathrm{m} = 3{,}37 \cdot 10^{-15}\,\mathrm{m}$ ergibt sich die Energie $W_\alpha = \dfrac{14 \cdot (1{,}6 \cdot 10^{-19})^2 \mathrm{A^2 s^2 Vm}}{4\pi\, 8{,}854 \cdot 10^{-12}\,\mathrm{As} \cdot 3{,}37 \cdot 10^{-15}\,\mathrm{m}} = 9{,}56 \cdot 10^{-13}\,\mathrm{Ws}$ oder 5,97 MeV (nach Tabelle 2).

Die Umwandlung mit Hilfe der natürlichen Strahlung des Radiums RaC' ($W_\alpha = 7{,}68$ MeV) ist in diesem Fall also noch möglich. Bei schwereren Kernen reicht die Energie aber nicht mehr aus, weshalb man dann künstlich beschleunigte Teilchen verwenden muß.

12.5. Die Energiebilanz bei Kernreaktionen

Zwischen chemischen Reaktionen und Kernvorgängen bestehen in äußerlicher Hinsicht gewisse Ähnlichkeiten. Bekanntlich gibt es chemische Reaktionen, wie etwa die Verbrennung von Wasserstoff oder Kohle, bei denen eine bestimmte Wärmemenge frei wird. Man nennt sie **exotherme Reaktionen.** Unser Beispiel der Heliumsynthese war eine exotherme Kernreaktion. Auf der anderen Seite verlaufen viele chemische Vorgänge **endotherm,** d. h. nur dann, wenn man den Reaktionspartnern eine bestimmte Wärmemenge zuführt. So ist es beispielsweise bei der Zerlegung des Wassers, dem Brennen des Kalkes usw. der Fall. Analog hierzu gibt es auch endotherme Kernvorgänge. Beide Reaktionstypen sind leicht voneinander zu unterscheiden:

Ist die Gesamtmasse von Ausgangskern + Stoßteilchen $\frac{\text{größer}}{\text{kleiner}}$ als die Gesamtmasse des Endkernes + emittiertes Teilchen, so liegt eine $\frac{\text{exotherme}}{\text{endotherme}}$ Kernreaktion vor.

Im ersten Fall wird der entstehende Massendefekt in Form von Energie abgegeben, im zweiten muß Energie zugeführt werden, um den Massenzuwachs zu decken.
Als Beispiel für eine exotherme Kernumwandlung sei das vorhin erwähnte 1. Beispiel der Umwandlung des Lithiums nach der Gleichung ${}^{7}_{3}\mathrm{Li} + {}^{1}_{1}\mathrm{p} \rightarrow 2\,{}^{4}_{2}\alpha$ betrachtet. Mit den Tabellenwerten für die Atommassen (S. 98) ergeben sich folgende Zahlenwerte[1]:

Ausgangsatom ${}^{7}_{3}\mathrm{Li}$	7,01600 u
+ H-Atom ${}^{1}_{1}\mathrm{H}$	1,00782 u
= gesamte Ausgangsmasse	8,02382 u
− 2 He-Atome, je 4,00261	8,00522 u
Massendefekt Δm =	0,01860 u

Nach dem Satz der Erhaltung von Masse und Energie muß die scheinbar verlorengehende Masse in Form von Energie erhalten bleiben. Diese beträgt (nach S. 105) $0{,}01860 \cdot 933$ MeV = = 17,4 MeV. Die beiden beim Zerplatzen des Zwischenkernes ${}^{8}_{4}\mathrm{Be}$ davonfliegenden α-Teilchen haben nun in Luft die Reichweite 8,4 cm, womit sich nach Bild 85 bzw. Gleichung (46) tatsächlich die Energie $2 \cdot 8{,}7$ MeV = 17,4 MeV ergibt.
In gleicher Weise kann man alle Kernumwandlungen rechnerisch überprüfen und auch umgekehrt aus der Energietönung solcher Prozesse noch unsichere Massenwerte ausrechnen.

[1] Diese Rechnung ist mit den *Atom*massen, in denen die zugehörigen Atomelektronen mitenthalten sind, durchgeführt. Wollte man mit den *Kern*massen rechnen, so müßte man zuvor die Elektronenmassen in Abzug bringen. Das Endergebnis ist das gleiche

12.6. Der Wirkungsquerschnitt

Ein Chemiker, der 88 g Schwefeleisen herstellen will, weiß, daß er dazu genau 32 g Schwefel und 56 g Eisenpulver verwenden muß. Hat er richtig abgewogen und gut gemischt, so ist die Ausbeute der Reaktion hundertprozentig. Von einem derart hohen Wirkungsgrad kann bei künstlichen Kernumwandlungen leider keine Rede sein. Man muß ja bedenken, wie klein der Atomkern im Verhältnis zum ganzen Atom ist! Berechnet man z. B. den Radius eines Aluminiumkernes nach Formel (6), so ergibt sich daraus der **geometrische Querschnitt** $\pi r^2 = 5{,}5 \cdot 10^{-25}$ cm². Demgegenüber erhält man für den Querschnitt des ganzen Aluminiumatoms nach Formel (5) die Fläche $5{,}12 \cdot 10^{-16}$ cm²; d. h., der Querschnitt des Kernes ist rund 1 Milliarde mal kleiner. Die allermeisten der gegen das **Target** (so nennt man einen der Bestrahlung ausgesetzten Probekörper) geschossenen Teilchen fliegen ins Leere. EINSTEIN

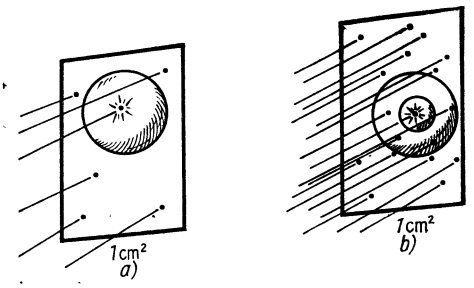


Bild 139. Der Wirkungsquerschnitt σ
a) 1 Treffer auf 6 Schuß je cm²: $\sigma = {}^1/_6$ cm²
b) 1 Treffer auf 18 Schuß je cm²: $\sigma = {}^1/_{18}$ cm²

meinte einmal scherzhafterweise: „Die Treffwahrscheinlichkeit ist nicht größer, als wenn jemand bei Nacht in einer Gegend, wo Enten selten sind, mit einem Gewehr in der Hand aufs Geratewohl in den Himmel schießt."

Der geometrische Querschnitt des Kernes ist jedoch noch nicht entscheidend dafür, ob eine bestimmte ins Auge gefaßte Wechselwirkung zwischen Teilchen und Kern eintritt oder nicht. Als Maßstab hierfür dient vielmehr eine gedachte Größe, der **Wirkungsquerschnitt** σ.

Beträgt z. B. der geometrische Querschnitt eines vergrößert gedachten Kernes ${}^1/_6$ cm², so wird man zunächst annehmen, daß jeder 6. gegen die Fläche von 1 cm² gezielte Schuß einen Treffer ergeben müßte (Bild 139a). In Wirklichkeit kann es jedoch eintreten, daß z. B. nur jeder 18. Schuß zu einer Reaktion führt (Bild 139b), indem – um einen groben Vergleich zu gebrauchen – ein großer Teil der Geschosse am Kern wirkungslos abprallt. Man folgert dann, daß der Wirkungsquerschnitt des Kernes nur ${}^1/_{18}$ cm² beträgt.

Demnach ergibt sich für den

(62) **Wirkungsquerschnitt:** $\sigma = \dfrac{\text{Anzahl der eintretenden Reaktionen}}{\text{Anzahl der auftreffenden Teilchen je cm}^2}$

Anders ausgedrückt, heißt das:

Der Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit, daß ein aufgeschossenes Teilchen zu einer bestimmten Kernreaktion führt.

Als Maßeinheit gilt

1 barn[1] = 10^{-24} cm².

[1] „barn" bedeutet soviel wie „Scheune". Die Bezeichnung soll in humorvoller Weise ausdrücken daß dieses Maß für ein Nukleon so „groß wie ein Scheunentor" ist

Hinsichtlich der Größe des Wirkungsquerschnittes kommt es sehr auf die Art und Geschwindigkeit der Kerngeschosse an und weiter darauf, welche Art von Wechselwirkung man überhaupt betrachtet. Man kann also nicht einfach sagen, der Wirkungsquerschnitt für eine bestimmte Kernart ist so und so groß. Er ist vielmehr bei jedem betrachteten Vorgang anders und dann wiederum eine Funktion der Teilchenenergie.

12.7. Makroskopischer Wirkungsquerschnitt und freie Weglänge

Das vom Teilchenstrom getroffene Material besteht aber nicht nur aus einer einzigen Schicht von Atomen, sondern stellt ein bestimmtes Volumen dar. Legen wir einen Würfel von 1 cm^3 zugrunde, so enthält er nach (4) $N_V = \varrho N_A/m_{mol}$ Atomkerne. Jedes auftreffende Teilchen wird in diesem Kubikzentimeter σN_V Reaktionen hervorrufen. Anders ausgedrückt: Beim Durchqueren einer Materialschicht von 1 cm Dicke ist das eindringende Teilchen σN_V Ereignissen ausgesetzt:

(63) $\boxed{\Sigma = \sigma N_V}$ **makroskopischer Wirkungsquerschnitt**

Wie man leicht erkennt, hat er die Maßeinheit ^{1}/cm. Die von einem Ereignis zum anderen im Mittel zurückgelegte Strecke ist

(64) $\boxed{\lambda = \frac{1}{\sigma N_V}}$ **mittlere freie Weglänge**

Beispiel: Der Wirkungsquerschnitt für die in 12.3. genannte Reaktion $^9_4$Be (α, n) $^{12}_6$C beträgt $\sigma = 0{,}2$ barn. Mit der Dichte des Berylliums $\varrho = 1{,}75$ g/cm^3 und seiner relativen Atommasse 9 ist nach (4) $N_V = \varrho N_A$ und

$$\lambda = \frac{m_{mol}}{\sigma \varrho N_A} = \frac{1\ \text{cm}^3 \cdot 9\ \text{g}}{0{,}2 \cdot 10^{-24}\ \text{cm}^2 \cdot 1{,}75\ \text{g} \cdot 6{,}022 \cdot 10^{23}} = 43\ \text{cm}.$$

Ein α-Teilchen müßte daher im Durchschnitt die Strecke $\lambda = 43$ cm zurücklegen, ehe es einen Be-Kern umwandelt. Diese Zahl hat aber hier nur hypothetischen Charakter, da die Reichweite dieser α-Teilchen durch Ionisation (S. 79) auf etwa 10^{-3} cm begrenzt ist.

13. Eigenschaften und Verhalten von Neutronen

Eine besonders wichtige Rolle bei kernphysikalischen Prozessen spielt das Neutron. Sowohl in den Kernreaktoren als auch bei der Gewinnung von künstlichen radioaktiven Nukliden und deren Anwendung werden wir diesem Elementarteilchen immer wieder begegnen. Deshalb müssen wir uns mit seinen Eigenschaften etwas näher beschäftigen.

Entdeckt wurde das Neutron im Jahre 1932 von dem Engländer CHADWICK. Er fand, daß manche Atomkerne beim Auftreffen eines α-Teilchens kein Proton, sondern ein elektrisch neutrales Teilchen aussenden, dessen Masse mit der des Protons nahezu übereinstimmte. Ein Beispiel für eine solche Reaktion ist der schon erwähnte Prozeß $^9_4$Be (α, n) $^{12}_6$C.

Das Neutron war bis dahin allen Forschern dadurch entgangen, daß es wegen seiner elektrischen Neutralität in der Nebelkammer keine Spuren hinterläßt. Heute aber, da seine Existenz außer jedem Zweifel steht, kann man Neutronen auf indirekte Weise sichtbar machen. Man läßt sie in der Nebelkammer auf Wasserstoff einwirken, wobei sie mit den

Kernprotonen zusammenstoßen und diesen eine hohe Geschwindigkeit erteilen. Mitten auf dem dunklen Hintergrund tauchen dann ganz unvermittelt die Bahnspuren dieser Protonen auf. Die Spuren der Neutronen selbst sind nicht zu sehen.
Das Verhalten von Neutronen gegenüber den verschiedenen Kernen hängt sehr von ihrer Energie ab. In grober Weise trifft man folgende Einteilung:

1. Langsame Neutronen: $W = 0 \cdots 1000$ eV

Insbesondere bezeichnet man solche Neutronen, deren Geschwindigkeit etwa der von Wasserstoffatomen bei Zimmertemperatur entspricht, als **thermische Neutronen.** Ihre Energie beträgt etwa 0,025 eV.

Diese läßt sich aus ihrer Geschwindigkeit leicht berechnen. Ihre kinetische Energie ist nach (11) $\frac{m}{2} v^2$, wobei die Neutronenmasse nach (3) mit $m = \frac{1}{N_A}$ einzusetzen ist. Für $v = 2000$ m/s ist z.B. die kinetische Energie

$$W = \frac{1 \text{ kg } (2 \cdot 10^3)^2 \text{ m}^2}{2 \cdot 6 \cdot 10^{26} \text{ s}^2} = 3{,}33 \cdot 10^{-21} \text{ Ws} = 0{,}021 \text{ eV}.$$

Neutronen im Energiebereich $W = 0{,}5$ eV ... 1 keV werden auch als **epithermische Neutronen** bezeichnet.

2. Mittelschnelle Neutronen: $W = 1$ keV$\cdots 100$ keV

3. Schnelle Neutronen: $W = 100$ keV$\cdots 10$ MeV

13.1. Gewinnung und Nachweis von Neutronen

Eine einfache **Neutronenquelle** erhält man, wenn man Berylliumpulver mit einem natürlichen α-Strahler durchmischt (S. 117) und in eine kleine Neusilberampulle füllt (Bild 140).
Bei Verwendung von 1 mCi Radium und 5 mg Beryllium liefert eine solche Quelle einen Strom von $1{,}5 \cdot 10^4$ Neutronen je Sekunde. Polonium-Beryllium-Quellen sind zwar billiger, haben aber den Nachteil, daß ihre Ergiebigkeit wegen der kurzen Halbwertszeit des Poloniums (138 Tage) schnell nachläßt.
Starke Bündel von Neutronen lassen sich heute mit künstlich hergestellten Strömen von Deuteronen großer Energie herstellen, wie z. B. bei folgender Reaktion:

$$^7_3\text{Li (d, n) } ^8_4\text{Be}^*.$$

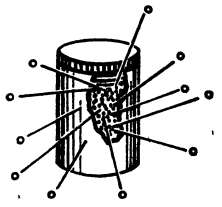


Bild 140
Neutronenquelle

Noch größere Neutronenströme werden mit den Zyklotronen und Kernreaktoren erzeugt.
Nachweis und Zählung von Neutronen sind mit Hilfe des BF_3-(Bortrifluorid-) Zählrohres leicht möglich. Da Neutronen wegen ihrer elektrischen Neutralität selbst keine Ionen und damit keine Zählrohrimpulse liefern können, wird das Zählrohr mit gasförmigem BF_3, das mit dem Isotop $^{10}_5$B angereichert wird, gefüllt. Die Neutronen reagieren dann mit den Bor-Kernen nach der Gleichung

$$^{10}_5\text{B (n, } \alpha) \, ^7_3\text{Li} \quad (7\,\%) \text{ bzw.}$$
$$^{10}_5\text{B (n, } \gamma) \, ^{11}_5\text{B} \quad (93\,\%)$$

Die im Zählrohr auftretenden Impulse werden also von den stark ionisierenden α-Teilchen erzeugt.

13.2. Streuung und Einfang von Neutronen

Da Neutronen keine elektrische Ladung haben, tritt bei ihrer Annäherung an den Kern auch keine Abstoßungskraft auf. Sie können daher leicht mit ihm reagieren. In der Hauptsache treten dabei folgende Wirkungen ein:

1. Elastische Streuung. Das Neutron stößt gegen den Kern, und beide Teilchen prallen wie zwei elastische Kugeln zusammen, ohne daß es zu einer Kernumwandlung kommt. Diese **elastische Streuung** vollzieht sich nach den klassischen Stoßgesetzen der Mechanik und bewirkt, daß sowohl Neutron als auch Kern nach dem Stoß in verschiedene Richtungen und mit verschiedenen Energien weiterfliegen.

2. Neutroneneinfang. Das Neutron dringt in den Kern ein und ruft eine entsprechende Umwandlung hervor. Meist konkurrieren elastische Streuung und Einfang miteinander. So kann ein Neutron am Kern des Wasserstoffes (Proton) sowohl elastisch abprallen als auch darin steckenbleiben. Im letzteren Fall bildet sich schwerer Wasserstoff nach der Gleichung

$$^{1}_{1}\mathrm{H}(\mathrm{n}, \gamma)\,^{2}_{1}\mathrm{D}.$$

Mit welcher Wahrscheinlichkeit jeder der beiden Prozesse eintritt, wird durch den entsprechenden Wirkungsquerschnitt ausgedrückt. Man muß also zwischen dem **Streuquerschnitt** σ_s und dem **Einfangquerschnitt** σ_a unterscheiden. Beim Wasserstoff ist er für thermische Neutronen im ersten Fall etwa gleich 38 barn und im zweiten Fall gleich 0,33 barn. Die elastische Streuung ist also der weitaus häufigere Vorgang.

3. Spaltung. Das Neutron dringt in den Kern ein, worauf dieser in mehrere, meist zwei Bruchstücke zerfällt. Diesen Vorgang der Kernspaltung werden wir in Abschnitt 16 eingehender behandeln. Die Wahrscheinlichkeit dieses Vorganges wird durch den **Spaltquerschnitt** σ_f ausgedrückt.
Bei der Gewinnung von Kernspaltungsenergie sind der Einfang- und der Streuquerschnitt für besonders **langsame (thermische) Neutronen** von großer Bedeutung.

Tabelle 10: **Einfang- und Streuquerschnitte natürlicher Elemente für thermische Neutronen in barn = 10^{-24} cm²**

	Einfang-querschnitte	Streu-querschnitte		Einfang-querschnitte	Streu-querschnitte	Spalt-querschnitte
	σ_a	σ_s		σ_a	σ_s	σ_f
Wasserstoff (H)	0,33	38	Eisen (Fe)	2,53	11,0	
Deuterium (D)	0,0005	7,0	Kadmium (Cd)	2450	7	
Beryllium (Be)	0,010	6,9	Gadolinium (Gd)	46000		
Bor (B)	755	3,8	Blei (Pb)	0,17	8,3	
Kohlenstoff (C)	0,004	4,8	Uran 235	678	8,2	590
Sauerstoff (O)	0,0002	4,2	Uran 238	2,71	8,2	0
Aluminium (Al)	0,23	1,35	Uran, natürlich	3,5	8,2	3,92

Betrachtet man den Einfangquerschnitt bei verschiedenen Energien (Geschwindigkeiten) des Neutrons, so ergibt sich, daß dieser im allgemeinen mit abnehmender Geschwindigkeit größer wird. Bei niedrigeren Energiewerten ist der Einfangquerschnitt etwa proportional zu $\frac{1}{v}$.

Der Einfangquerschnitt für Neutronen nimmt mit abnehmender Geschwindigkeit zu.

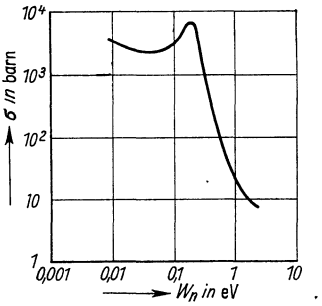


Bild 141
Einfangquerschnitt des Kadmiums für Neutronen verschiedener Energie

Abgesehen von dieser Gesetzmäßigkeit findet man oft, daß der Einfangquerschnitt bei bestimmten Energiewerten des Neutrons sprunghaft hohe Beträge annimmt. Man sagt dann: Zwischen dem Teilchen und dem gebildeten Zwischenkern besteht **Energieresonanz.** Noch besser läßt sich dieser **Resonanzeinfang** vom Standpunkt der Wellenmechanik aus verstehen. Betrachtet man das Neutron als Welle (S. 39), so hängt die Wellenlänge bzw. Frequenz nach (21) von seiner Geschwindigkeit ab. Auch der Kern ist ein schwingungsfähiges Gebilde mit bestimmten Eigenfrequenzen. Wenn nun beide Frequenzen übereinstimmen, wird das Neutron in ähnlicher Weise absorbiert wie ein Lichtquant passender Frequenz von der äußeren Elektronenhülle (S. 44). Bild 141 zeigt im Kern des Kadmiums eine ausgeprägte Resonanzstelle bei der Neutronenenergie von 0,176 eV, wo der Einfangquerschnitt auf 7200 barn anwächst. Ein extremes Beispiel ist der Resonanzeinfang des Gadoliniums, wobei σ mit 25000 barn über 10000mal größer ist als der geometrische Querschnitt von etwa 2 barn.

13.3. Der Zerfall des Neutrons

Im Gegensatz zum Proton ist das Neutron im *freien Zustand* kein stabiles Teilchen. Außerhalb des Kernes hat es nur eine sehr begrenzte Lebensdauer. Seine Halbwertszeit beträgt 12 Minuten.

Würde man annehmen, das Neutron bestünde gleichsam aus einem Proton und einem Elektron, so ergäbe das eine Masse von zusammen (1,00728 + 0,00055) u = 1,00783 u. Tatsächlich aber ist das Neutron um (1,00867 − 1,00783) u = 0,00084 u schwerer. Es liegt also gerade das Gegenteil eines Massendefektes vor. Um das Neutron zu zerlegen, braucht man keine Energie aufzuwenden, wie etwa beim α-Teilchen, sondern es zerfällt von selbst nach der bereits auf S. 80 genannten Gleichung

(65) $$^1_0\mathrm{n} \rightarrow {}^1_1\mathrm{p} + {}^{\ }_{-1}\mathrm{e} + \bar{\nu}.$$

Das hierbei emittierte Elektron hat die Energie 0,00084 · 933 = 0,78 MeV.

In Wirklichkeit kommen Neutronen jedoch nur selten dazu, in dieser Weise zu zerfallen, da sie äußerst leicht von anderen Atomkernen eingefangen werden.

14. Die künstliche Radioaktivität

14.1. Die Entdeckung der künstlichen Radioaktivität und des Positrons

Noch Jahrzehnte nach der Entdeckung der natürlichen Radioaktivität war man der Ansicht, vor einem Naturschauspiel zu stehen, das einzig auf die Abkömmlinge des Urans und Thoriums und einiger anderer seltener Elemente beschränkt sein müsse. Man betrachtete sie gleichsam als interessante Fehlkonstruktionen der Atomwelt, die sich am Anfang der Erdgeschichte gebildet hatten und nun allmählich durch nachträgliche Umwandlung in

stabile Endformen übergehen. Wenn auch nach sehr langer Zeit, eines Tages aber werden sie endgültig ausgestorben sein.

Da machte der französische Physiker FRÉDÉRIC JOLIOT-CURIE (der 1958 verstorbene Präsident des Weltfriedensrates, Bild 142) zusammen mit seiner Frau IRÈNE CURIE, der Tochter von MARIE CURIE, im Jahre 1934 eine aufsehenerregende Entdeckung. Er hatte in ein Aluminiumgefäß einen starken α-Strahler in Form eines Poloniumpräparates gebracht.

Bild 142. FRÉDÉRIC JOLIOT-CURIE (1900–1958)

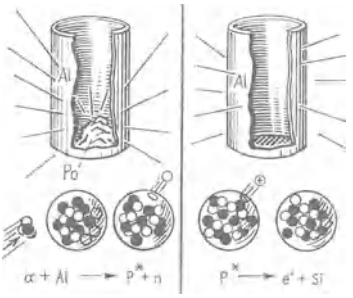


Bild 143

a) Entstehung von künstlich radioktivem Phosphor
b) Anschließende Umwandlung des Phosphors in Silizium

Dabei zeigte sich zunächst, daß von dem Aluminium eine Strahlung von Neutronen ausging. Der Vorgang läßt sich auf folgende Weise deuten: Der Kern des Aluminiums nimmt ein α-Teilchen auf, wodurch sich seine Massenzahl um 4 Einheiten und seine Ordnungszahl um 2 Einheiten erhöhen müssen (Bild 143). Zugleich gibt der Kern ein Neutron ab, wodurch er um eine Einheit leichter wird. Das ergibt die Gleichung

$$^{27}_{13}\mathrm{Al} + ^{4}_{2}\alpha \rightarrow ^{30}_{15}\mathrm{P}^{*} + ^{1}_{0}\mathrm{n}.$$

Es entsteht demnach ein Isotop des Phosphors. Da schon zahlreiche ähnliche Kernumwandlungen bekannt waren, wäre dieser Vorgang nichts besonders Neues gewesen.

Doch außer den Neutronen emittierte das Aluminium eine neuartige β-Strahlung, die aus **positiven** Ladungsträgern bestand. Diese Teilchen wurden im magnetischen Feld in genau gleicher Weise, jedoch in entgegengesetzter Richtung wie die allbekannten negativen Elektronen abgelenkt. Es handelte sich um **Positronen.**

Das Positron ist ein positiv geladenes Teilchen von der Masse des Elektrons.

Das Positron war kurz vorher in der kosmischen Strahlung (Abschn. 24.) entdeckt worden und erschien hier zum ersten Male bei einem irdischen Kernvorgang. Als nun das aktive Präparat aus dem Aluminiumgefäß entfernt wurde, hörte die Neutronenstrahlung sofort auf, was ganz natürlich erscheint, da jetzt ihre Ursache beseitigt war. Aber die Positronen-

strahlung ging weiter! Sie konnte nur von dem soeben entstandenen Phosphor ausgehen, der auf künstliche Weise radioaktiv geworden war. Seine Halbwertszeit beträgt $T_{1/2} = 2{,}53$ min, er verwandelt sich nach der Gleichung

$$^{30}_{15}\mathrm{P}^* \rightarrow {}^{30}_{14}\mathrm{Si} + {}_{+1}\mathrm{e} + \nu$$

in Silizium.
In der Kurzschreibweise lautet der gesamte Vorgang:

$$^{27}_{13}\mathrm{Al}\,(\alpha, \mathrm{n})\,{}^{30}_{15}\mathrm{P}^*(\mathrm{e}^+)\,{}^{30}_{14}\mathrm{Si}$$

Man beachte bei dieser Gelegenheit wiederum, daß radioaktive Nuklide oft durch ein dahintergesetztes Sternchen gekennzeichnet werden.
Der von JOLIOT hergestellte radioaktive Phosphor ist nicht das einzige Beispiel geblieben. Heute ist man in der Lage, von jedem gewöhnlichen, also stabilen Element mindestens ein radioaktives Isotop zu erzeugen. Es gibt radioaktives Eisen, radioaktives Natrium usw.

14.2. Entstehen und Verschwinden des Positrons

Der für die künstliche Radioaktivität typische β^+-Prozeß geht so vor sich, daß sich ein Proton unter Abgabe eines Positrons in ein Neutron umwandelt.
Bei äußerlicher Betrachtung kann man zunächst sagen:

$\frac{\text{Positronen}}{\text{Elektronen}}$ werden von solchen radioaktiven Kernen emittiert, die einen relativen Überschuß an $\frac{\text{Protonen}}{\text{Neutronen}}$ haben.

Während aber die Bildung eines Elektrons durch Zerfall eines Neutrons noch plausibel erscheint, weil die Masse des Neutrons größer als die des Protons ist, kann die Entstehung eines Positrons nicht so leicht erklärt werden.

14.2.1. Die Zerstrahlung

Das Positron ist in der Natur höchst selten zu beobachten. Dies liegt daran, daß es beim Zusammentreffen mit einem Atom – und dies geschieht praktisch immer sehr schnell – sogleich verschwindet, indem es sich mit einem dort vorhandenen Elektron vereinigt. Während sich die elektrischen Ladungen gegenseitig neutralisieren, verwandeln sich die Teilchen gemäß der Gl. (19) $W = mc^2$ in zwei γ-Quanten, die deren Masse und Energie enthalten (Bild 144). Wenn die Geschwindigkeit des Positrons gegenüber c klein ist, kann sein Impuls $m_e v$ außer Betracht bleiben, und die beiden γ-Quanten fliegen in entgegengesetzter Richtung auseinander. Nach dem Impulssatz (vgl. 2.1.1.) müssen sich ihre Impulse gegenseitig aufheben.

Zerstrahlung:
Elektron und Positron verschwinden nach ihrer Vereinigung unter Bildung zweier γ-Quanten.

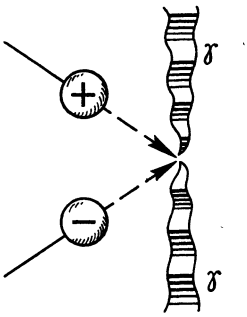


Bild 144. Zerstrahlung eines Elektronenpaares

Wir haben hier wieder ein interessantes Beispiel für die gegenseitige Umwandlung von stofflichen Teilchen und Strahlung, und

zwar einen Fall vollständiger Zerstrahlung von Stoff. Was bei diesem Zerstrahlungsakt verschwindet, ist jedoch beileibe nicht die Materie selbst! Es handelt sich vielmehr um nichts weiter als um den Übergang einer speziellen Erscheinungsform der Materie in eine andere; denn die Masse der beiden Teilchen bleibt in den entstehenden γ-Quanten nach Gleichung (19) auch weiterhin und vollständig erhalten. Die Energie jedes der beiden γ-Quanten berechnet sich nach (61) zu

$$W_\gamma = 0{,}00055 \cdot 933 \text{ MeV} \approx 0{,}5 \text{ MeV}.$$

14.2.2. Die Paarbildung

Aber auch der umgekehrte Fall der Zerstrahlung kommt vor. Zuerst wurde er in Nebelkammeraufnahmen der kosmischen Strahlung (vgl. 23.3.2.) entdeckt. Es ist die

Paarbildung:
Beim Zusammenstoß eines γ-Quants von mehr als 1 MeV mit einem Atomkern kann sich ein Elektronenpaar (Elektron-Positron-Zwilling) bilden.

Wenn man sich nun vorstellt, daß der Atomkern eines Positronenstrahlers aus irgendwelchen Gründen die Energie von wenigstens $2 \cdot 0{,}5$ MeV $= 1$ MeV im Überschuß hat, so wäre auch die Möglichkeit der Paarbildung gegeben. Der Kern läßt also zunächst einen Elektronenzwilling entstehen. Das Elektron reagiert dann mit dem Proton, und das Positron bleibt übrig (Bild 145). So entsteht die Gleichung

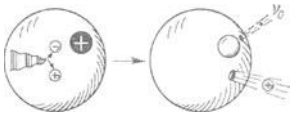


Bild 145. β^+-Prozeß

$$(66) \qquad {}_1^1\mathrm{p} + {}_{-1}^{\ \ 0}\mathrm{e} + {}_{+1}^{\ \ 0}\mathrm{e} \rightarrow {}_0^1\mathrm{n} + {}_{+1}^{\ \ 0}\mathrm{e} + \nu$$

Man ersieht daraus, daß der β^+-Prozeß eines künstlich radioaktiven Kernes nur dann denkbar ist, wenn die Masse des Ausgangskerns diejenige des Endkerns um einen Betrag übertrifft, der diesem Energiebetrag von 1 MeV mindestens entspricht.
Das auf der rechten Gleichungsseite stehende Neutrino bringt zum Ausdruck, daß die Positronen eines β^+-Strahlers – ebenso wie die β^--Strahlung – alle möglichen Energiewerte aufweisen, d. h. ein kontinuierliches Geschwindigkeitsspektrum bilden (vgl. 9.2.).

14.3. Der K-Einfang

Neben der Abstrahlung von Positronen gibt es noch einen zweiten Weg, auf dem ein Kernproton zu einem Neutron werden kann: Das gleichsam überzählige Proton neutralisiert sich dadurch, daß es ein Elektron aus demjenigen Teil der Atomhülle an sich reißt, der dem Kern am nächsten liegt. Damit entsteht in der K-Schale eine Lücke (Bild 146). Von den

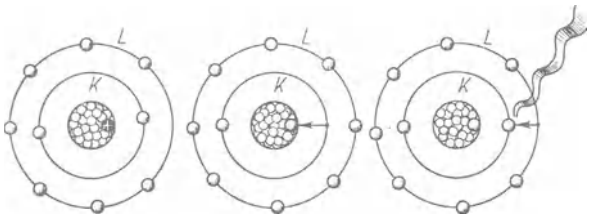


Bild 146. K-Einfang

höheren Schalen aus wird sie durch nachrückende Elektronen wieder ausgefüllt. Wie wir in 6.4.3. gesehen haben, entstehen dabei Röntgenstrahlen. Sie werden aber in diesem Fall mit der Halbwertszeit des betreffenden Kernes abklingen. Dies ist der experimentelle Beweis für die Richtigkeit dieser Hypothese.

Der K-Einfang ist eine mit Röntgenstrahlung verbundene Kernumwandlung, wobei ein Elektron der Atomhülle vom Kern eingefangen wird.

Der K-Einfang tritt fast bei allen aktiven Kernen von großer Ordnungszahl auf, da hier die Hüllenelektronen einer besonders starken Anziehungskraft von seiten des Kernes ausgesetzt sind. Ein Beispiel hierfür ist die Entstehung eines Nickelisotops aus Kupfer, das durch Bestrahlung von Nickel mit α-Teilchen hergestellt wird:

$$^{58}_{28}\mathrm{Ni}\,(\alpha, p)\,^{61}_{29}\mathrm{Cu}^{*}(\mathrm{K})\,^{61}_{28}\mathrm{Ni}$$

In vielen Fällen konkurrieren β^+-Strahlung und K-Einfang miteinander, indem ein und dasselbe Nuklid beide Umwandlungsarten, jede mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit, erleidet. Im Hinblick auf den Endkern sind β^+-Prozeß und K-Einfang gleichwertig.

14.4. Der innere Übergang

Eine weitere Eigentümlichkeit künstlicher radioaktiver Kernarten tritt im Zusammenhang mit der γ-Strahlung auf. Diese hat ihre Ursache bekanntlich (vgl. 9.3.) in dem Energieüberschuß, den ein angeregter Kern gegenüber seinem Grundzustand hat. In einem oder mehreren aufeinanderfolgenden Schritten gibt er die überschüssige Energie in Form von γ-Quanten $W = hf$ ab, ganz ähnlich wie die Emission des sichtbaren Lichtes von seiten der Atomhülle erfolgt.

Es gibt aber auch Fälle, bei denen die überschüssige Energie des Kernes nicht als γ-Strahlung abgegeben wird. Sie kann statt dessen direkt auf ein Elektron der K-Schale übergehen, das dadurch herausfliegt. Die entstandene Lücke wird durch zurückspringende Elektronen der L- und M-Schale wieder ausgefüllt, was dann eine charakteristische Röntgenstrahlung (S. 64) verursacht.

„Innerer Übergang" ist die Emission von β-Teilchen (Konversionselektronen) aus der Atomhülle durch direkte Energieübertragung von seiten des Kernes.

Der innere Übergang tritt besonders bei Kernarten höherer Ordnungszahl in den Vordergrund. Die Wahrscheinlichkeit, mit der bei einer bestimmten Kernart an Stelle der γ-Strahlung innere Umwandlung eintritt, wird **Konversionskoeffizient** genannt.

14.5. Isomere Kerne

Befindet sich ein Kern im angeregten Zustand, so erfolgt die Emission der γ-Quanten in der Regel unmittelbar nach der Entstehung dieses Kernes. Es kommt aber auch oft vor, daß die γ-Emission erst nach einer bestimmten meßbaren Zeit stattfindet. Dann unterscheiden sich der γ-strahlende (angeregte) und nichtstrahlende Kern (Grundzustand) weder in der Ordnungs- noch in der Massenzahl. Solche Kerne bezeichnet man als **Isomere**.

Die Bezeichnung „Isomerie" ist der organischen Chemie entlehnt, wo es häufig vorkommt, daß zwei chemische Verbindungen bei gleicher Bruttoformel verschiedene Eigenschaften aufweisen.

Das zuerst entdeckte Beispiel dieser Art sind die Kerne $^{234}_{91}UX_2$ und $^{234}_{91}UZ$. Beide gehen durch β^--Strahlung in den Kern $^{234}_{92}UII$ über, nur mit dem Unterschied, daß die Halbwertszeit im ersten Fall 1,14 Minuten und im zweiten 6,7 Stunden beträgt.
Oft bezeichnet man das jeweilige Isomer gegenüber dem „Normalkern" durch ein hochgestelltes ^{m}. Als Beispiel sei genannt:

$$^{87}_{38}Sr^{*m} \xrightarrow[W_\gamma = 0{,}4\,MeV]{2{,}8\,h} {}^{87}_{38}Sr.$$

Da sich heute Halbwertszeiten bis hinab zu etwa 10^{-14} s ermitteln lassen, ist die Frage, ob ein angeregter Kern gegenüber seinem Grundzustand noch als isomer bezeichnet werden kann, vielfach nur eine Frage der Meßtechnik.

14.6. Zerfallsschemata

Welche Strahlenarten und -energien ein radioaktiver Kern aussendet, kann man zwar aus einschlägigen Tabellen entnehmen. Einen besseren Überblick über den Zerfallsvorgang gewährt jedoch eine Darstellung, wie wir sie bereits auf S. 82 für den Fall natürlicher Strahler verwendet haben. Solche **Zerfallsschemata** sind von sehr vielen Kernen bereits genau bekannt. Die Bilder 147 und 148 zeigen zwei Beispiele hierfür.

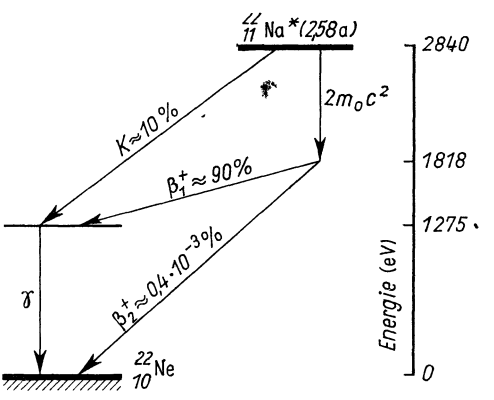


Bild 147. Zerfallsschema von $^{22}_{11}$Na

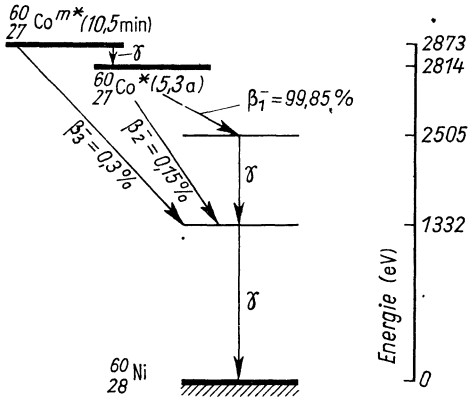


Bild 148. Zerfallsschema von $^{60}_{27}$Co und seines Isomers

Erklärung zu Bild 147: Der radioaktive Kern $^{22}_{11}Na^*$ verwandelt sich mit 90% Wahrscheinlichkeit durch Positronenstrahlung und mit 10% Wahrscheinlichkeit durch K-Einfang in einen angeregten Kern $^{22}_{10}Ne^*$. Dieser geht sofort durch Emission eines γ-Quants in den stabilen Grundzustand über. Zu einem sehr kleinen Prozentsatz werden auch Positronen größerer Energie abgegeben, denen keine γ-Emission folgt. Der durch $2m_ec^2$ angegebene Energieverlust bedeutet die zur Erzeugung eines Elektronenzwillings (vgl. 14.2.2.) notwendige Energie.

Erklärung zu Bild 148: Falls das Isomer vorliegt, zerfällt dieses schnell ($T_{1/2}$ = 10,5 min) durch γ-Strahlung geringer Energie in das relativ langlebige $^{60}_{27}Co^*$. Dieses geht durch β^--Strahlung in einen angeregten Zustand des Kerns $^{60}_{28}$Ni über. Der Grundzustand wird durch sukzessive Emission zweier γ-Quanten von 1,17 bzw. 1,33 MeV erreicht. β^-- und γ-Strahlung treten praktisch gleichzeitig auf.

14.7. Die Energiebilanz eines Kernzerfalls

Wie bei allen Naturvorgängen muß auch beim radioaktiven Zerfall natürlicher und künstlicher Kerne das Gesetz von der Erhaltung der Masse bzw. Energie streng erfüllt werden. Oftmals liefern entsprechende Kontrollrechnungen wertvolle Hinweise auf noch fehlende experimentelle Daten. Als Beispiel sei hier die Rechnung für $^{22}_{11}Na^*$ angeführt (s. Zerfallsschema Bild 147).

Energiebilanz des Zerfalls von $^{22}_{11}Na^*$

Massenwert des Ausgangs-nuklides $^{22}_{11}Na^*$	= 21,99440 u	Energieverbrauch für Elektronenzwilling	
− Massenwert des Endnuklides $^{22}_{10}Ne$	= 21,99135 u	$2 \cdot 0{,}000549 \cdot 933$ MeV	= 1,024 MeV
		Energie der β^+-Strahlung	= 0,547 MeV
Massenverlust Δm	= 0,00305 u	Energie des γ-Quants	= 1,275 MeV
Äquivalente Energie $0{,}00305 \cdot 933$ MeV	= 2,846 MeV	verbrauchte Gesamtenergie	= 2,846 MeV

15. Aufbau und Struktur der Atomkerne

15.1. Die Kernkräfte

Die gegenseitige Bindung zwischen der negativen Atomhülle und dem positiven Kern beruht auf der elektrostatischen Anziehung, die dem COULOMBschen Gesetz folgt. Zwischen gleichartigen Ladungen aber wirkt die COULOMB-Kraft als Abstoßung, und es entsteht die heikle Frage, wie wohl die Nukleonen des Kernes zusammenhalten mögen. Die allgemeine Massenanziehung, deren alltägliche Wirkung die Schwerkraft ist, kann hierfür nicht in Betracht kommen, da sie um viele Größenordnungen hinter der elektrischen Abstoßung zurückbleibt. Es müssen also Beziehungen ganz anderer Art sein, die den Zusammenhang zwischen den positiven und neutralen Teilchen des Kernes herstellen. Man nennt sie **Kernkräfte.**

Auffällig ist zunächst die äußerst geringe Reichweite der Kernkräfte. Aus Streuversuchen geht hervor, daß sie etwa $R = 1{,}4 \cdot 10^{-15}$ m beträgt. Bereits in $2 \cdot 10^{-15}$ bis $3 \cdot 10^{-15}$ m Entfernung vom Kernmittelpunkt werden die Kernkräfte unwirksam. Die COULOMBsche Kraft nimmt nur allmählich, und zwar umgekehrt proportional mit dem Quadrat des Abstandes vom Atomkern ab. Der Wirkungsbereich der Kernkräfte gehorcht dagegen einem Exponentialgesetz mit nahezu unvermittelt abbrechender Reichweite.

Es müssen daher völlig neue Theorien für die Erklärung der gegenseitigen Bindung der Nukleonen aufgestellt werden. Wir erinnern uns dabei an die eigenartigen Vorgänge, nach denen sich das Neutron in ein Proton (65) sowie das Proton in ein Neutron (66) umwandeln kann. Liegt es dann nicht überhaupt nahe anzunehmen, daß Neutron und Proton im Grunde genommen nur ein einziges Teilchen darstellen? Die beiden genannten Teilchen wären dann nur zwei verschiedene Zustände eines und desselben Nukleons. Von diesem Gedanken aus entwickelten unabhängig voneinander HEISENBERG und die sowjetischen Forscher TAMM und IWANENKO die Idee einer **Austauschkraft.**

Die Austauschkraft beruht auf einer sehr schnell aufeinanderfolgenden gegenseitigen Umwandlung von Proton und Neutron.

Noch einen Schritt weiter kam im Jahre 1935 der japanische Physiker YUKAWA. Seine Berechnungen führten ihn zu der Annahme, daß die zwischen den Nukleonen vorhandenen Bindungskräfte durch eine neue Art von Elementarteilchen vermittelt werden, deren Masse fast 300mal so groß wie die der Elektronen ist. Sie wurden zunächst **Yukawa-Teilchen** genannt. Ein Jahr später wurden sie auch in der kosmischen Strahlung entdeckt. Man nennt sie heute **π-Mesonen** (vgl. 24.3.1.). Nach dieser Theorie sieht es dann so aus:

1. Das Neutron verwandelt sich durch Abgabe eines negativen π-Mesons in ein Proton (Bild 149).
2. Das Proton verwandelt sich durch Absorption dieses π-Mesons in ein Neutron. In ganz ähnlicher Weise lassen sich auch Bindungskräfte zwischen gleichartigen Nukleonen, also Proton-Proton und Neutron-Neutron konstruieren, wobei dann ein neutrales Meson auftritt.

Ob ein solches „Ballspiel" wirklich stattfindet, muß allerdings zweifelhaft erscheinen. Die Mesonen liegen im Kern wahrscheinlich gar nicht in Teilchenform vor, sondern in Form von Kraftfeldern. Sie sind nur **virtuell**, d. h. der Möglichkeit nach und nicht reell vorhanden.

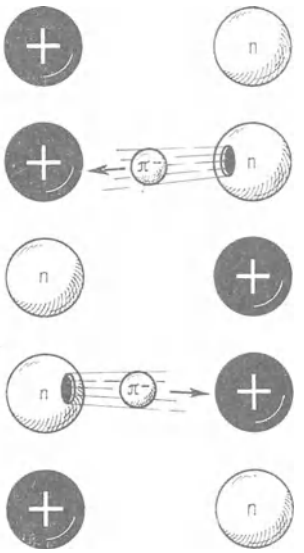


Bild 149. Mesonentheorie der Austauschkraft

Die Kernkräfte werden durch Austausch virtueller Mesonen zwischen den beteiligten Nukleonen bewirkt.

Die Richtigkeit der Mesonentheorie beweist folgender Gedankengang, nach dem sich die Masse des die Kernkraft vermittelnden Teilchens auf Grund der Unschärfebeziehung (24) leicht errechnen läßt.

Berechnung der Mesonenmasse. Da freie Mesonen im Kern nicht zu beobachten sind, können diese höchstens in der kurzen Zeit Δt existieren, während der sie die Strecke von einem Nukleon zum anderen zurücklegen. Setzt man diese Strecke mit der Reichweite R der Kernkraft gleich und legt die Lichtgeschwindigkeit c zugrunde, so ist $\Delta t = \frac{R}{c}$. Nach der Unschärfebeziehung (24) ist dieser Zeit eine Energieschwankung $\Delta W = \frac{h}{2\pi \Delta t}$ zugeordnet. Nach (60) ist aber $\Delta W = \Delta m c^2$, womit sich für die Mesonenmasse

$$\Delta m = \frac{hc}{2\pi c^2 R} = \frac{h}{2\pi c R} = \frac{6{,}63 \cdot 10^{-34}\ \mathrm{Ws^2}}{2\pi \cdot 3 \cdot 10^8\ \mathrm{m/s} \cdot 1{,}4 \cdot 10^{-15}\ \mathrm{m}} = 2{,}51 \cdot 10^{-28}\ \mathrm{kg}$$

ergibt. Da ein Elektron die Masse $9{,}1 \cdot 10^{-31}$ kg hat, könnte diejenige des π-Mesons $\frac{2{,}51 \cdot 10^{-28}}{9{,}1 \cdot 10^{-31}} =$ = 276 Elektronenmassen betragen. Der gemessene Wert von 273,3 Elektronenmassen steht damit in guter Übereinstimmung.

15.2. Der Kern als Potentialtopf

Nach außen hin wirkt der Atomkern als elektrisch positiv geladener Körper, der von einem entsprechenden Kraftfeld umgeben ist. Soll nun ein positiv geladener Körper einem anderen, ebenfalls positiv geladenen Gegenstand genähert werden, so ist die COULOMBsche Kraft

der Abstoßung zu überwinden. In jedem Punkt dieses elektrischen Feldes ist ein der jeweils aufgewendeten Arbeit entsprechendes **elektrisches Potential** vorhanden. Gegenüber dem Schwerefeld in der Nähe der Erdoberfläche besteht aber ein wesentlicher Unterschied. Da die COULOMB-Kraft dem Quadrat des Abstandes umgekehrt proportional ist, steigt das elektrische Potential der Abstoßung mit zunehmender Annäherung nicht gleichmäßig (linear), sondern immer stärker an. Es ist so, als würde man eine Kugel einen Berg hinaufwälzen, der nach dem Gipfel zu immer steiler wird. Der Anstieg hat den Verlauf einer Hyperbel (Bild 150).
Für ein z-fach geladenes Teilchen, das sich dem Kern von der Ladung Z bis auf den Abstand r nähert, ergibt sich die erforderliche Arbeit nach Gl. (31) mit

$$W = \frac{zZe^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$$

Reicht die Energie nicht aus, so wird es den Gipfel nicht erreichen, sondern auf halber Höhe umkehren oder bei schiefem Anlauf auf einer seitlich gekrümmten Kurve davonlaufen (Bild 151). Derartig gekrümmte Spuren sieht man sehr häufig auf Nebelkammeraufnahmen.

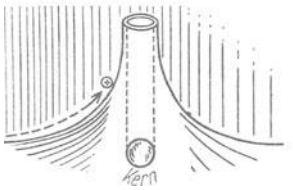


Bild 150. Potentialtopf-Modell des Atomkernes

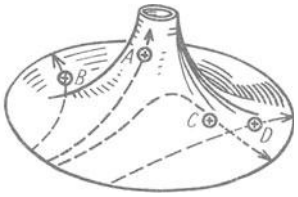


Bild 151. Streuung verschieden schneller positiver Teilchen an einem Atomkern. Lediglich dem Teilchen A gelingt es den Potentialwall zu ersteigen

Diese Ablenkung der Kerngeschosse von ihrer geraden Flugbahn nennt man **Streuung.** Die gestreuten Teilchen beschreiben dabei mehr oder weniger stark gekrümmte Hyperbeln. Aus dem Streuwinkel von α-Teilchen berechnete RUTHERFORD 1911 erstmalig den Kerndurchmesser.

15.3. Der Tunneleffekt

Ebenso schwierig ist es für ein positives Kernteilchen, aus dem Kern zu entweichen. Es kann den Potentialtopf erst dann verlassen, wenn seine Energie groß genug ist, den steilen Wall von innen aus zu überspringen. Vom oberen Kamm aus wird es dann von selbst den Abhang hinunterrollen, woraus sich eine Endgeschwindigkeit ergibt, die sich leicht berechnen läßt.
Nehmen wir an, es handele sich um den Atomkern des Urans und ein α-Teilchen, das daraus entweichen soll. Dann ist $z = 2$, während die Kernladung nach Abtrennung des α-Teilchens nur noch $Z = (92 - 2) = 90$ beträgt. Somit müßten die α-Teilchen nach der soeben aufgestellten Gleichung den Kern mit der Energie

$$W = \frac{2 \cdot 90 \cdot 1{,}6^2 \cdot 10^{-38}}{4\pi \cdot 8{,}854 \cdot 10^{-12} \cdot 3{,}6 \cdot 10^{-14}}\ \mathrm{Ws} = 1{,}15 \cdot 10^{-12}\ \mathrm{W} = 7{,}2\ \mathrm{MeV}$$

verlassen. Hierbei wurde der Höchstwert des Kernradius $r = 3{,}6 \cdot 10^{-14}$ m angenommen, der sich aus Streuversuchen ergibt.
Die vom Urankern ausgestoßenen α-Teilchen haben aber nur die viel kleinere Energie von 4,18 MeV (Tafel 3, S. 74/75). Man hat den Eindruck, als wären sie nicht vom oberen Rand des Topfes aus gestartet, sondern erst weiter unten, etwa $6{,}3 \cdot 10^{-14}$ m vom Kernmittelpunkt entfernt.
Das ist ein Tatbestand, der mit den Anschauungen der klassischen Physik nicht zu verstehen ist. Wie gelangt das Teilchen dorthin? Hat der Potentialberg etwa eine verborgene Öffnung,

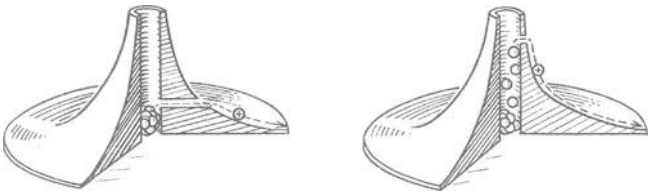


Bild 152
Veranschaulichende Darstellung des Tunneleffektes bei zwei verschiedenen Anregungsstufen des Kernes

durch die das Teilchen schlüpfen kann? Weil man so etwas Ähnliches vermuten könnte, nennt man es den **Tunneleffekt** (Bild 152).
Eine exakte Begründung dafür liefert erst die Wellenmechanik. Denken wir daran, daß jedes Korpuskel zugleich eine Welle ist, so wird diese an den steilen Innenwänden des Topfes vollständig reflektiert. Aber auch im Fall der Totalreflexion von Lichtwellen an sehr dünnen Blättchen gelangt noch ein wenig Licht in das auf der anderen Seite angrenzende Medium, sofern die Dicke nicht viel größer als die Wellenlänge ist. Ebenso geht auch die Materiewelle durch den Potentialwall. Ins Teilchenbild übertragen heißt das: Je nach der Dicke des Walles besteht immer eine gewisse Wahrscheinlichkeit dafür, daß er von Kernteilchen durchbrochen werden kann. Diese Wahrscheinlichkeit steht in direktem Zusammenhang mit der Zerfallskonstanten der betreffenden Kernart.

Tunneleffekt:
Die Durchdringungswahrscheinlichkeit des Potentialwalles ist gleich der Zerfallskonstanten λ.

Je größer aber die Zerfallskonstante λ ist, desto kürzer ist die Halbwertszeit, und um so höher muß dann der Startpunkt entweichender α-Teilchen liegen. Hieraus folgt eine wichtige Regel:

Die Reichweite eines α-Strahlers ist um so größer, je kleiner seine Halbwertszeit ist.

Nun kommt es auch vor, daß sich ein Kern im angeregten Zustand befindet. Auf Bild 152 (rechts) ist dies dadurch zum Ausdruck gebracht, daß einzelne Nukleonen weiter oben liegen. Das ist natürlich nur symbolisch gemeint; denn in Wirklichkeit bezieht sich der angeregte Zustand eines Kernes nur auf seinen Energiegehalt und nicht auf die geometrische Lage seiner Teilchen. Dies modellmäßig zum Ausdruck zu bringen ist deswegen schwer möglich, weil entscheidende Fragen des Kernbaues heute noch nicht geklärt sind (vgl. 15.7.).
Man erkennt jedenfalls, wie die Reichweite eines α-Teilchens davon abhängen kann, in welchem Anregungszustand sich der Kern befindet. So zeigt Bild 106 die Spur eines einzelnen α-Teilchens, das aus einem angeregten Zustand hervorgegangen ist, während alle übrigen Teilchen dem Grundzustand entstammen.

15.4. Das Tröpfchenmodell des Atomkernes

Rechnet man mit einem ungefähren Durchschnittswert, so ist die Bindungsenergie je Nukleon etwa gleich groß (vgl. 11.6.). Immer wenn mit zunehmender Atommasse ein Nukleon hinzukommt, wird ungefähr derselbe Energiebetrag frei. Die Reichweite der bindenden Kraft ist auf die unmittelbare Nachbarschaft der übrigen Teilchen begrenzt.

Man kann daher den Atomkern mit einem Wassertropfen vergleichen. Jedes neu hinzukommende Wasserteilchen entwickelt dieselbe Menge an Kondensationswärme (Bindungsenergie); die den Zusammenhang vermittelnden Kohäsionskräfte (Kernkräfte) wirken nur auf kleinste Entfernung. Daher kann das von GAMOW (1930) stammende **Tröpfchenmodell** des Kernes als eine für manche Betrachtungen recht nützliche Annäherung an die Wirklichkeit gelten. Man kann damit u. a. folgende Erscheinung deuten.

Bei den leichten Kernen ist die mittlere Bindungsenergie je Nukleon viel kleiner als bei den schweren (Bild 112). Befindet sich das Teilchen im Innern des Tropfens, so ist es allseitig von Nachbarn umgeben (Bild 153a). An der Oberfläche des Tropfens hingegen sind Nachbarn nur an der dem Innern zugewandten Seite zu finden (Bild 153b). Ein Nukleon ist also hier

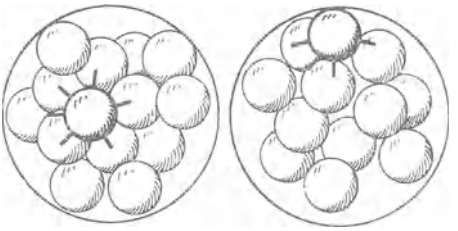


Bild 153. a) Bindung eines Nukleons im Kerninnern
b) desgl. an der Kernoberfläche

viel schwächer gebunden. Je kleiner aber ein Kern ist, desto kleiner ist im Verhältnis dann auch die Zahl der im Innern befindlichen Teilchen. Damit wird die geringe Bindungsenergie der leichten Kerne einleuchtend. Für den Zusammenhalt des ganzen Tropfens ist in erster Linie die besonders starke Bindungskraft der einzelnen Proton-Neutron-Paare maßgebend. Sind darüber hinaus noch weitere Neutronen vorhanden, so können sie die Festigkeit des ganzen Gebildes nur beeinträchtigen. Zumal bei den leichteren Kernen muß sich dieser Umstand bemerkbar machen. Daher kommt es, daß die leichten stabilen Kerne etwa und oft sogar genau die gleiche Anzahl von Protonen und Neutronen enthalten. Dies bestätigt ein Blick auf das Periodensystem:

$^{4}_{2}\mathrm{He}$, $^{7}_{3}\mathrm{Li}$, $^{9}_{4}\mathrm{Be}$, $^{11}_{5}\mathrm{B}$, $^{12}_{6}\mathrm{C}$, $^{14}_{7}\mathrm{N}$, $^{16}_{8}\mathrm{O}$ usw.

Die leichten stabilen Kerne sind überwiegend aus Proton-Neutron-Paaren aufgebaut.

Mit der zunehmenden Größe des Atomkernes nimmt auch die Zahl der Protonen zu, wodurch wiederum die zwischen den Protonen wirkende elektrische Abstoßung in den Vordergrund rückt. Bei größeren Kernen könnte sie sogar zur Sprengung des ganzen Gefüges führen. Dem entgegen wirkt die Anwesenheit einer zunehmenden Zahl zusätzlicher Neutronen. Das Verhältnis der Protonen zu den Neutronen $Z:N$ steigt deshalb von einem anfänglichen Wert 1 : 1 bis auf 1 : 1,6 bei den schwersten Kernen an (Bild 154).

Der relative Anteil der Neutronen nimmt mit steigender Kernmasse zu.

Wenn wir einmal einen ganz groben Vergleich gebrauchen wollen, so können wir ganz allgemein sagen, daß die Neutronen gleichsam den „Kitt" darstellen, der die auseinanderstrebenden Protonen zusammenhält. Je mehr Protonen der Kern besitzt, desto mehr muß

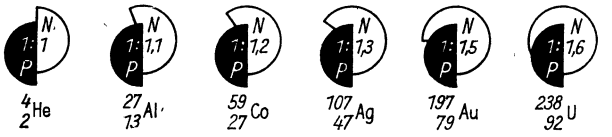


Bild 154
Zunahme des relativen Neutronenanteils mit zunehmender Atommasse

sich die abstoßende COULOMB-Kraft der Protonen bemerkbar machen, desto mehr „Neutronenkitt" ist notwendig.

15.5. Der Drehimpuls der Atomkerne

In 5.2.3. haben wir ausführlich vom Bahndrehimpuls und dem Spin der Elektronen und deren Bedeutung für den Bau der Atomhülle gesprochen. Bei der Untersuchung der Linienspektren mit Apparaten höchsten Auflösungsvermögens haben sich nun besondere Feinheiten (Hyperfeinstruktur der Spektrallinien) ergeben, die sich nur deuten lassen, wenn man annimmt, daß auch die Kernteilchen sowohl Bahndrehimpuls als auch Spin haben. Es sind dies Anhaltspunkte dafür, daß die Nukleonen im Atomkern nicht simple Anhäufungen darstellen, sondern vielleicht auf Bahnen umlaufen und um ihre eigene Achse rotieren können. Hierfür gelten folgende Sätze:

1. Jedes Nukleon, d. h. Proton und Neutron, hat wie das Elektron einen Spin vom Betrag $\frac{1}{2}\frac{h}{2\pi}$ (vgl. 5.3.), der Kürze halber pflegt man diesen in Einheiten von $\frac{h}{2\pi}$ auszudrücken und sagt also: Die Nukleonen haben einen Spin vom Betrag $I = \frac{1}{2}$.
2. Die Nukleonen haben außerdem einen Bahndrehimpuls, der ganzzahlige Vielfache von $\frac{h}{2\pi}$ beträgt.
3. Der Drehimpuls des Kernes (Kernspin I) setzt sich aus den Bahndrehimpulsen und dem Spin der einzelnen Nukleonen zusammen; er ist bei geradzahliger Nukleonenzahl ganzzahlig bzw. Null und bei ungerader Nukleonenzahl halbzahlig. So kann I die Werte 0, $\frac{1}{2}$, 1, $\frac{3}{2}$, 2, ..., $\frac{9}{2}$ annehmen.
4. Das Zusammenwirken der Gesamtdrehimpulse der Nukleonen erfolgt dabei so, daß sie sich großenteils antiparallel einstellen und damit der Kernspin I auch bei großer Nukleonenzahl einen relativ kleinen Wert annimmt.
5. Die Drehimpulse je zweier Protonen oder zweier Neutronen sättigen sich gegenseitig ab, d. h. ergeben jeweils den Gesamtbetrag $I = 0$. Hieraus folgt dann:
6. Der Gesamtdrehimpuls des Kernes wird von den jeweils ungepaarten Nukleonen bestimmt.

Einige Beispiele mögen das illustrieren.

Beispiele: 1. Der Kern $^4_2$He hat den Gesamtdrehimpuls $I = 0$ (Satz 5).
2. Der Kern $^{10}_5$B hat den Gesamtdrehimpuls $I = 3$ (2 ungepaarte Nukleonen, Satz 3).
3. Der Kern $^{11}_5$B besteht aus $3 \cdot 2$ Neutronen, $2 \cdot 2$ Protonen (Gesamtdrehimpuls $I = 0$) und einem ungepaarten Proton, das den Gesamtbetrag von $I = \frac{3}{2}$ liefert (Satz 6).

15.6. Kernsystematik

In zahlreichen Beispielen sind uns bisher die verschiedensten Atomkerne begegnet, leichte und schwere, natürlich und künstlich radioaktive und solche Kerne, die von sich aus keiner Veränderung fähig sind. Es tritt damit die Frage auf, inwieweit sich aus der Zusammensetzung des Kernes von vornherein etwas über die Stabilität des Gebildes sagen läßt. Diese Frage im einzelnen Fall zu beantworten wäre wohl möglich, wenn es eine abgeschlossene Theorie des Kernbaues gäbe. Leider steht sie noch in den Anfängen. Der Theorie der Atomhülle, die in nahezu vollendeter Geschlossenheit so ziemlich alle chemischen und physikalischen Eigenschaften der Stoffe zu erklären vermag, steht noch keine gleichermaßen exakte Kerntheorie gegenüber.
Zunächst gilt es noch, die in der großen Fülle der Einzelerfahrungen sich abzeichnenden Gesetzmäßigkeiten übersichtlich zu ordnen. Erst hieraus können sich Ansatzpunkte für eine künftige Kerntheorie ergeben.
Um den Überblick zu erleichtern, teilt man die Atomkerne in folgende 4 Typen ein:

Typ	Zusammensetzung
gg	Gerade Anzahl von Protonen + gerade Anzahl von Neutronen Beispiel: $^{16}_{8}O$ = 8 Protonen + 8 Neutronen
gu	Gerade Anzahl von Protonen + ungerade Anzahl von Neutronen Beispiel: $^{9}_{4}Be$ = 4 Protonen + 5 Neutronen
ug	Ungerade Anzahl von Protonen + gerade Anzahl von Neutronen Beispiel: $^{107}_{47}Ag$ = 47 Protonen + 60 Neutronen
uu	Ungerade Anzahl von Protonen + ungerade Anzahl von Neutronen Beispiel: $^{14}_{7}N$ = 7 Protonen + 7 Neutronen

Der Typ gg zeichnet sich durch besondere Stabilität und Häufigkeit aus.

80% der Erdrinde besteht aus den gg-Kernen $^{16}_{8}O$, $^{24}_{12}Mg$, $^{28}_{14}Si$, $^{40}_{20}Ca$, $^{48}_{22}Ti$, $^{56}_{26}Fe$.
Von insgesamt 267 bekannten stabilen Kernen sind 157 vom Typ gg (Bild 155).

Weniger häufig und stabil sind die Typen gu und ug.

Nur 56 (gu) bzw. 48 (ug) von 267 stabilen Kernen gehören hierzu.

Stabile Kerne vom Typ uu sind selten.

Es existieren nur die vier stabilen Kerne $^{2}_{1}D$, $^{6}_{3}Li$, $^{10}_{5}B$, $^{14}_{7}N$. Alle uu-Kerne von $Z = 9$ an sind β-aktiv.

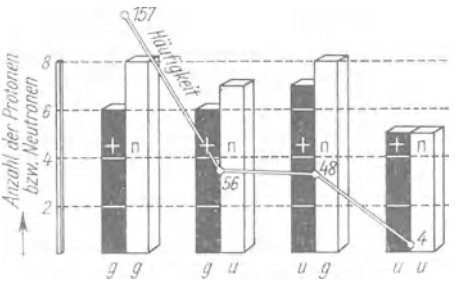


Bild 155
Die 4 Kerntypen und die Anzahl ihrer stabilen Isotope

Weitere wichtige Regeln

1. Stabile Kerne existieren nur bis zur Ordnungszahl 83 (Bi). Bis dahin gibt es zu jeder Ordnungszahl mindestens einen stabilen Kern (Ausnahmen: $^{99}_{43}Tc$ und $^{145}_{61}Pm$). Von $Z = 84$ an sind alle Kerne radioaktiv.

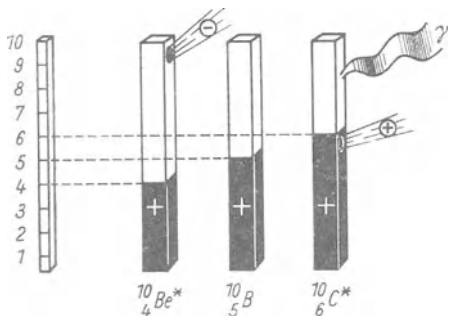


Bild 156
Die MATTAUCHsche Isobarenregel: Wenn $^{10}_{5}B$ stabil ist, mussen die beiden benachbarten Kerne radioaktiv sein

2. ASTONsche Isotopenregel: Kerne mit ungerader Ordnungszahl haben höchstens zwei stabile Isotope, Elemente mit gerader Ordnungszahl häufig mehr als zwei.
3. Stabile Kerne mit gerader Massenzahl sind stets vom Typ gg (Ausnahmen sind die oben unter uu aufgeführten Kerne).
4. MATTAUCHsche Isobarenregel: Von 2 Isobaren, deren Ordnungszahl sich um 1 unterscheidet, ist das eine immer radioaktiv (Bild 156).

Beispiel: Die „neuen Elemente" $^{99}_{43}Tc$ und $^{145}_{61}Pm$ sind instabil, weil die isobaren Elemente $^{99}_{44}Ru$ und $^{145}_{60}Nd$ stabil sind.

15.7. Das Schalenmodell des Atomkernes

Auf Grund auffälliger Periodizitäten in den chemischen und physikalischen Eigenschaften der Elemente war einst MENDELEJEW auf sein Periodensystem gestoßen. Im Aufbau dieses Systems spiegelt sich die Struktur der Atomhülle wider. Wie wir uns noch erinnern, sind die einzelnen Schalen der Hülle der Reihe nach mit 2, 8, 18, 32 usw. Elektronen besetzt. Mit der Auffüllung einer solchen Schale entsteht immer ein besonders stabiles Atom vom Typ der Edelgase, und viele chemische Reaktionen verlaufen so, daß eben dieser stabile Zustand erreicht wird. Liegt es daher nicht nahe, auch bei den Atomkernen nach bestimmten Zahlen zu suchen, die bestimmten stabilen Kernzuständen entsprechen und damit Anhaltspunkte für eine ähnliche Periodizität im Kernbau bieten können?
Man fand sie in den sogenannten

magischen Zahlen: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.
Kerne mit diesen Protonen- oder Neutronenzahlen treten in der Natur besonders häufig auf.

Wenn hier von „Häufigkeit" gesprochen wird, so ist damit nicht das mehr oder weniger zufällige Mengenverhältnis der Elemente bzw. ihrer Kerne in der uns unmittelbar umgebenden Natur gemeint. Von der Gesamtmasse des Erdballes kennen wir ohnehin nur die im Vergleich zu ihrer Größe hauchdünne Schicht der oberen Erdrinde, die u. U. ein ganz schiefes Bild von der wirklichen Gesamtverteilung liefert. Einen besseren Überblick liefern schon die Zusammensetzung der Meteoriten oder die Spektren der Fixsterne. Man muß also die Verteilung der verschiedenen Kernarten im gesamten Weltenraum, d. h. ihre **kosmische Häufigkeit**, ins Auge fassen.
Zum Beispiel ist es auffällig, daß in den Fixsternen die Kerne $^{4}_{2}He$, $^{16}_{8}O$ und $^{40}_{20}Ca$ so stark vertreten sind. Die darin enthaltenen Protonen- und Neutronenzahlen entsprechen den drei ersten magischen Zahlen. Zu denken gibt auch die auffallend große Zahl von 5 stabilen Kernen mit der Neutronenzahl $N = 20$ und 28, 6 stabilen Kernen mit $N = 50$ und 7 mit $N = 82$. Das Element mit der größten Zahl stabiler Isotope ist das Zinn mit der Protonenzahl $Z = 50$. Bemerkenswert ist ferner, daß das Blei mit 82 Protonen als Endglied aller drei natürlichen Zerfallsreihen auftritt, und nicht zuletzt, daß das häufigste Bleiisotop $^{208}_{82}Pb$ sowie das Endglied der Np-Reihe $^{209}_{83}Bi$ je 126 Neutronen enthalten.

Es besteht demnach guter Grund zu der Annahme, daß auch im Kern die Nukleonen schalenartig gruppiert sind. Beim ganzen Atom werden die chemischen und optischen Eigenschaften von denjenigen Elektronen bestimmt, die außerhalb einer geschlossenen Schale umlaufen. Die S. 136 erwähnte Eigenschaft, daß der Drehimpuls und das magnetische Moment des ganzen Kernes lediglich von den letzten, nicht gepaarten Nukleonen herrühren, deutet in die gleiche Richtung, wozu die Annahme umlaufender und rotierender Nukleonen gut passen würde.

Sehr gut in diesen Rahmen fügt es sich auch, daß Kerne mit magischen Neutronenzahlen im allgemeinen einen besonders kleinen Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfang und solche mit fast abgeschlossenen Neutronenschalen einen besonders großen Einfangsquerschnitt haben.

So hat sich etwa folgende Vorstellung vom Schalenbau der Kerne entwickelt. Ähnlich der aus den 4 Quantenzahlen und dem PAULI-Prinzip folgenden Anordnung der Elektronen in der Atomhülle wird auch der Aufbau der Kerne durch 4 Quantenzahlen bestimmt. Für die Neutronen und Protonen gilt je ein getrenntes, grundsätzlich gleiches Termschema. Jedes dieser beiden gliedert sich in einzelne Schalen, die mit zunehmender Nukleonenzahl von unten nach oben aufgefüllt werden. Die Schalen zerfallen in einzelne Energieniveaus, die mit den BOHRschen Elektronenbahnen vergleichbar sind. Die Reihenfolge, in der diese Niveaus aufeinanderfolgen, weicht von der in der Elektronenhülle ab. So folgt z. B. auf das Niveau 1s sofort 2p, während 2s erst in die 3. Schale eingebaut wird.

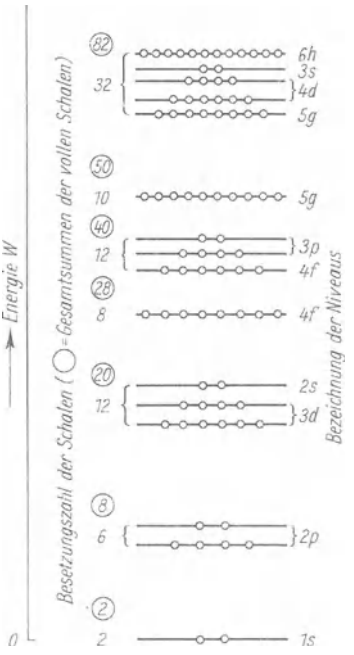


Bild 157. Auffüllung der Protonen- bzw. Neutronenschalen im Kern bis zur magischen Zahl 82

In Bild 157 ist dieser Aufbau schematisch dargestellt. Das Vorhandensein einzelner Schalen erkennt man daran, daß gewisse Gruppen von Energiezuständen enger beieinanderliegen und diese Gruppen durch breitere Abstände voneinander getrennt sind.

Für dieses Schalenmodell gilt eine ganz ähnliche Einschränkung, wie wir sie im Abschnitt 7.3. hinsichtlich der um den Atomkern laufenden Elektronen machten. Die Schalen der Kerne sind daher in Wirklichkeit nicht als räumlich getrennte Gebilde zu betrachten, sondern jede von ihnen ist fast über das ganze Kerninnere ausgebreitet. Sie können nur durch ihre Energieunterschiede getrennt werden.

Nur wenn man diesen Vorbehalt macht, sind die Bilder 158 und 159 (vgl. damit Bild 59) zu verstehen. Man muß sich dabei vorstellen, daß jeder Kern zwei solcher Schalensysteme enthält, eines für die Protonen und eines für die Neutronen. Je zwei

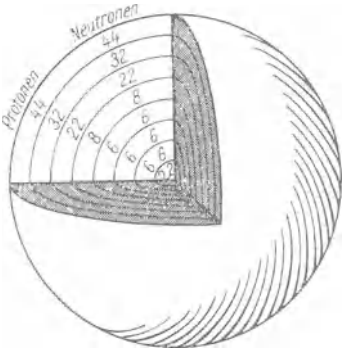


Bild 158. Vollständiger Schalenaufbau des Kernes

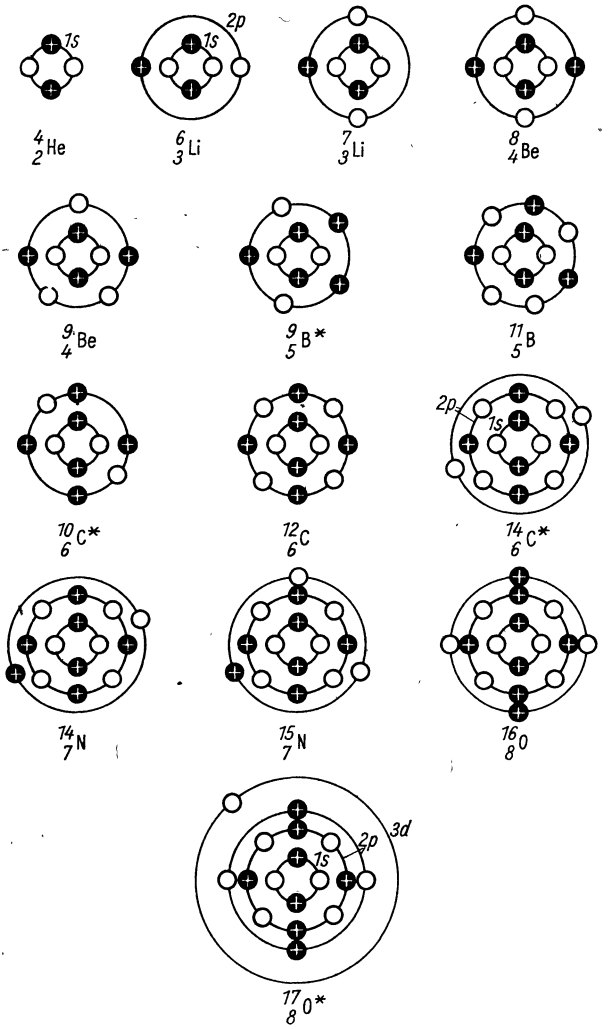


Bild 159
Schalenmodell einiger Atomkerne

auf einer Bahn umlaufende Nukleonen müssen nach dem PAULI-Prinzip von entgegengesetztem Spin sein. Daraus folgt zwanglos die besondere Stabilität und Häufigkeit der gg-Kerne.

Zwischen dem schalenartigen Aufbau der Atomhülle und des Kerns besteht noch ein durchgreifender Unterschied. Die Elektronenhüllen werden durch das elektrostatische Zentralfeld des Kerns zusammengehalten und ergeben damit eine praktisch sphärische Symmetrie des Atoms. Wegen des Fehlens eines solchen Zentralfeldes sind dagegen die Nukleonen darauf angewiesen, sich gegenseitig zusammenzuhalten. Daher sind nur diejenigen Kerne kugelförmig, die eine magische Protonen- oder Neutronenzahl haben. Die übrigen haben stark ellipsoidische oder vielleicht sogar eiförmige Gestalt.

In den letzten Jahren hat das Schalenmodell zunehmend an Bedeutung gewonnen. Mit seiner Hilfe war es möglich, eine immer größere Fülle an experimenteller Erfahrung theoretisch zu deuten. Es gibt heute kaum noch kernphysikalische Prozesse, die sich nicht wenigstens qualitativ mit dem Schalenmodell erklären lassen.

16. Die Kernspaltung

16.1. Die Entdeckung der Kernspaltung

Als erster hatte der italienische Physiker FERMI erkannt, daß sich Neutronen vorzüglich zur Beschießung von Kernen eignen müßten, da für elektrisch neutrale Teilchen der abstoßende Potentialwall des Kernes nicht existiert.
Es gelang ihm und seinen Mitarbeitern bald, auf diese Weise eine große Anzahl von radioaktiven Nukliden zu gewinnen. Bei den schweren Elementen stellte sich heraus, daß das Neutron im beschossenen Kern anscheinend steckenblieb, der daraufhin β^--Strahlen aussandte. Demnach mußte sich die Atommasse und ebenfalls die Ordnungszahl um eine Einheit vergrößert haben. Besonders leicht gelangen solche Versuche, wenn die Neutronen durch vorherige Zusammenstöße mit Wasserstoffkernen auf geringe Geschwindigkeit abgebremst worden waren. Als FERMI schließlich diese Versuche bis hinauf zum Uran ausdehnte, fanden sich Reaktionsprodukte, die sich vom Uran und seinen niedrigeren Nachbarn chemisch unterschieden. Daß es sich um noch leichtere Elemente handeln konnte, schien ebenfalls ausgeschlossen, weil man bei sämtlichen bis dahin durchgeführten Kernumwandlungen immer nur Isotope des bestrahlten Elementes oder dessen nächsten Nachbarn gefunden hatte. So blieb kein anderer Schluß zu ziehen: Es mußte sich um Elemente der Ordnungszahlen 93 und 94 handeln, deren Kerne also schwerer sein mußten als der des Urans. Man nannte sie **Transurane.**
Als dann die deutschen Forscher OTTO HAHN (Bild 160), FRITZ STRASSMANN und LISE MEITNER die FERMIschen Versuche wieder-

Bild 160. OTTO HAHN (1879–1968)

holten, konnten sie diese Vermutung nicht nur bestätigen, sondern sie fanden in den Jahren 1935 bis 1938 sogar noch radioaktive Vertreter von Elementen bis zur Ordnungszahl 96. Da aber erschienen Berichte von CURIE und SAVITCH über einen neuen Stoff, der bei der Neutronenbestrahlung von Uran entstanden war. Er hatte die Halbwertszeit von 3,5 Stunden und erwies sich chemisch als zu den seltenen Erden gehörig. HAHN und STRASSMANN unterzogen auch diesen Stoff einer gründlichen Nachprüfung und fanden im Herbst 1938, daß dieser 3,5-Stunden-Körper wahrscheinlich ein kompliziertes Gemisch verschiedener Elemente darstellte. Es enthielt vor allem mehrere radioaktive Erdalkalimetalle, die sich ihrerseits in seltene Erden umwandelten.

Zunächst deutete die chemische Analyse auf Radium und Radium-Isotope hin. Doch merkwürdig war es, dieses Radium ließ sich mit den bekannten Mitteln nicht vom Barium abtrennen. Nach mühevollen Kontrollversuchen endlich gewannen sie am 17. Dezember 1938 die Gewißheit, daß es sich wirklich um Barium selbst handelte. Dann aber mußte der Kern des Urans in zwei Bruchstücke zerfallen sein, von denen sich das zweite bald als Krypton herausstellte. Ihre beiden Kernladungen addieren sich zu 92. Der Nachweis einer gänzlich neuen Art von Kernprozessen, der Spaltung eines schweren Kernes in zwei Teile, war gelungen. Die Entdeckung der **Kernspaltung** bedeutete für alle Atomphysiker eine große Sensation. In den Laboratorien vieler Länder begannen sofort die weiteren Untersuchungen.

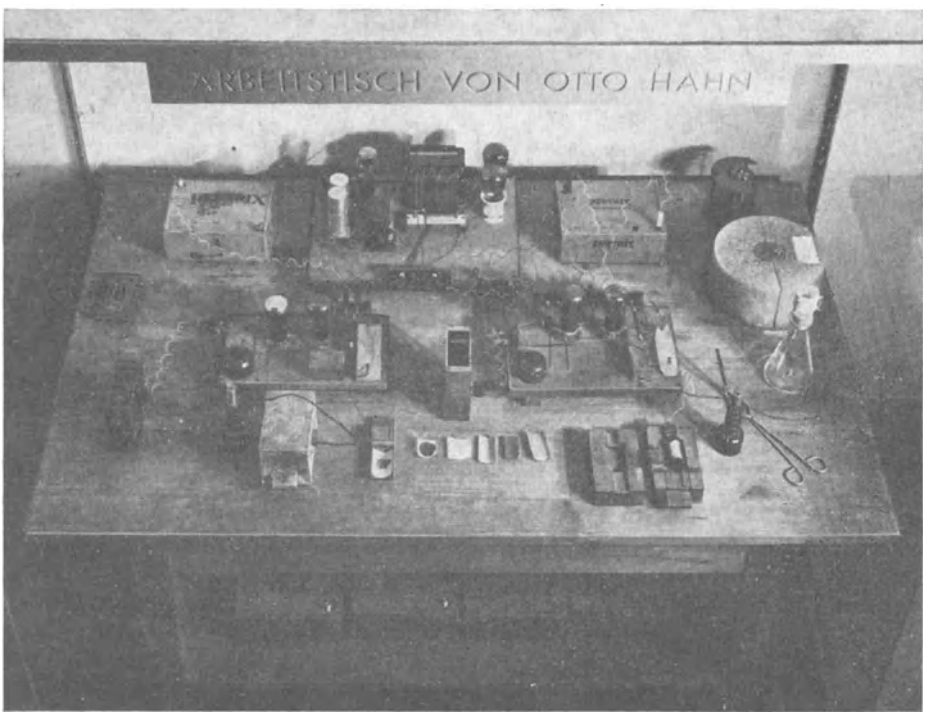


Bild 161. Arbeitstisch von OTTO HAHN (aufgestellt im Deutschen Museum in München)
Vorn rechts: in Blei gebettetes Zählrohr; hinten rechts: runder Paraffinblock zur Bremsung der Neutronen; hinten Mitte: Impulsverstärker; unter dem Tisch: Anodenbatterie für die Zählrohrspannung

Kernspaltung ist der durch Absorption eines Neutrons ausgelöste Zerfall eines schweren Atomkernes in meist zwei im allgemeinen verschieden schwere Bruchstücke, deren Ordnungszahlen zusammen die Ordnungszahl des Ausgangskernes ergeben.

Bald danach wurden zahlreiche weitere Zerfallsmöglichkeiten des Urans gefunden. Stets ergänzten sich die beiden zusammengehörigen Spaltprodukte zur Ordnungszahl 92. Zu ihnen gehörten auch die bislang für Transurane gehaltenen Stoffe. Der anfängliche Irrtum hatte zu einer Entdeckung geführt, deren ungeheure Tragweite sich schnell herausstellen sollte.

16.2. Das Uran

Bis zur Entdeckung der Kernspaltung wurde das Uran nur für gelegentliche Zwecke verwandt (Glasuren, farbige Gläser, Chemikalien, photographische Verstärker). Das Uran ist ein unedles, silberweißes Schwermetall, hat eine Dichte von 19,04 g/cm³ und schmilzt bei 1132 °C. Es wurde von dem Berliner Apotheker KLAPROTH 1789 entdeckt und nach dem 1781 aufgefundenen Planeten Uranus benannt. KLAPROTH hatte allerdings nur das schwarze Urandioxid hergestellt, das er fälschlicherweise für das Metall selbst hielt. 1841 gelang dem Franzosen PELIGOT die Reduktion zum reinen Metall. Erst MENDELEJEW stellte seine relative Atommasse mit 240 einigermaßen richtig, die man bis dahin zu 120 bestimmt hatte.

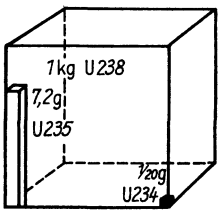


Bild 162. Zusammensetzung des naturlichen Urans

Schon bald wurde erkannt, daß an der Spaltung des natürlichen Urans fast ausschließlich das **Isotop U 235** beteiligt ist. Dieses für die moderne Kerntechnik wichtigste Material ist in allen Uranerzen als ständiger Begleiter des gewöhnlichen Urans 238 enthalten, leider aber nur in dem geringen Mengenverhältnis von 1:140 (Bild 162). Man bezeichnet es oft als Aktinuran, weil es das Ausgangselement der Uran-Aktinium-Reihe (Tafel 3, S. 75) ist.

Neben anderen Mineralien sind die wichtigsten Uranerze die **Uranpechblende** (U_3O_8), ein schwarzes pechglänzendes Mineral mit 30···60% Urangehalt, und der **Carnotit**, gelbe kristalline Körnchen von Kaliumuranylvanadat mit etwa 50% U-Gehalt. Die größten Erzlager befinden sich in Kanada, im Kongo-Gebiet, in den USA, Australien, der UdSSR und Südafrika. In der DDR werden Pechblende im Erzgebirge und uranhaltige obersilurische Schiefer bei Gera-Ronneburg abgebaut. Sonst ist das Uran in geringster Konzentration

Tabelle 11: **Die Isotope des Urans**

Bezeichnung	Massenzahl	relative Häufigkeit	Herkunft	
U I	238	99,274 %	Anfangsglied der Uran-Radium-Reihe	im natürlichen Uran enthalten
Ac U	235	0,72 %	Anfangsglied der Aktinium-Reihe	
U II	234	0,0057%	Zerfallsglied der Uran-Radium-Reihe	
Np U	233	—	Künstliche Umwandlung des Thoriums	

sehr weit verbreitet (Meerwasser). Jede Tonne gewöhnlichen Granits enthält fein verteilt etwa 4 g Uran. Es hieraus zu gewinnen ist jedoch technisch unmöglich. Der Weltmarktpreis für Uranmetall bewegt sich zur Zeit um 20 Dollar je kg. 1 kg reines U 235 dürfte dagegen mindestens 100000 M kosten.

16.3. Der Vorgang der Kernspaltung

Betrachten wir den Kern als einen kugelförmigen Tropfen (vgl. 15.4.), so ist es diejenige Gestalt, die die kleinstmögliche Oberflächenenergie hat. Um ihn in die Länge zu ziehen oder gar in zwei Hälften zu teilen, muß Arbeit aufgewandt werden, weil dies auf eine Vergrößerung seiner Oberfläche hinausläuft. Ein in den Kern eindringendes Neutron bringt nun so viel Energie mit, daß sich dieser verformt und wie eine elastische Masse pulsierende Schwingungen ausführt. Dabei nimmt der Zwischenkern $^{236}_{92}U$ vorübergehend eine hantelförmige Gestalt an (Bild 163). Weil aber der Kern als Ganzes positiv geladen ist, entstehen dadurch

Bild 163. Tröpfchenmodell der Kernspaltung

zwei getrennte Ladungsschwerpunkte, die sich wegen ihrer gleichnamigen Ladung gegenseitig abstoßen. Der Kern schnürt sich vollends ein, zerreißt in zwei Teile, und die Bruchstücke fliegen mit großer Gewalt auseinander.

Das wird sich vor allem dann abspielen, wenn die Festigkeit des Kernes von vornherein nicht sehr groß ist. Besonders gefährdet sind deshalb Kerne vom Typ gu, also Kerne mit ungerader Massenzahl. Dazu kommt noch, daß die schwersten Kerne, wie es elektrische Messungen wahrscheinlich machen, nicht kugelförmig sind, sondern stark elliptisch, was die Teilbarkeit erleichtert. Zu ihrer Spaltung genügen bereits sehr langsame Neutronen. Die bei der bloßen Anlagerung des Neutrons an den Kern frei werdende Bindungsenergie von etwa 7 MeV reicht dazu vollkommen aus.

Durch langsame und schnelle Neutronen leicht spaltbar sind die Kerne des natürlichen Uran-Isotops U 235 sowie die künstlichen Nuklide U 233 und Plutonium Pu 239.

Das Verhalten dieser beiden Nuklide gegenüber thermischen Neutronen ersieht man deutlich aus den Bildern 164 und 165, die den Spaltquerschnitt für U 235 und Pu 239 bei verschiedenen Neutronenenergien darstellen.

Mit Neutronen sehr großer Geschwindigkeit (mindestens 1,1 MeV Bewegungsenergie), also mit sogenannten **schnellen Neutronen**, läßt sich zwar auch der gg-Kern U 238 spalten sowie das Thorium 232. Mit Geschossen von vielen hundert MeV gelang auch die Spaltung leichter Kerne. Doch kommen diese Fälle für die praktische Verwertung (Energieerzeugung) nicht in Betracht, da sie endotherm ablaufen.

Um so wichtiger ist die Entdeckung, daß U 235 sich auch spontan, d. h. von selbst, spalten kann.

Spontanspaltung ist die von selbst erfolgende Spaltung schwerer Atomkerne.

Wenn dieser Vorgang sich auch nur selten ereignet – er entspricht beim U 235 einer Halbwertszeit von $2 \cdot 10^{17}$ Jahren –, so ist er doch von großer praktischer Bedeutung. Auch im U 238 geht eine Spontanspaltung mit einer Halbwertszeit von etwa 10^{16} Jahren vor sich. Spontanspaltung konnte bisher an etwa 40 verschiedenen Nukliden beobachtet werden.

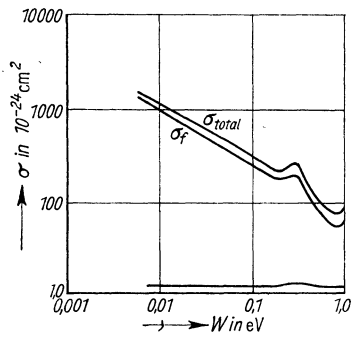


Bild 164. Totaler und Spaltquerschnitt fur Uran 235 zwischen 0,01 und 1 eV

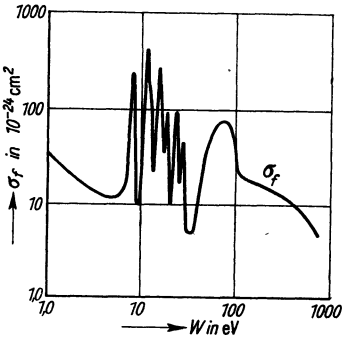


Bild 165. Spaltquerschnitt fur Plutonium 239 zwischen 1 und 1000 eV

16.4. Die Spaltprodukte

Daß sich der Urankern immer genau in der Mitte spaltet, wird man wohl kaum erwarten dürfen. Wenn er am Ende der erwähnten pulsierenden Schwingungen auseinanderreißt, ist die Massenverteilung auf die beiden Hälften immerhin vom Zufall abhängig. Aber gerade wenn dem so wäre, müßte die genaue Halbierung relativ häufig vorkommen. Ordnet man die bei der Uranspaltung vorkommenden Trümmer nach ihren Mengenanteilen, so ergibt sich die auf Bild 166 angegebene Kurve. Wider Erwarten kommt die genaue Halbierung selten vor. Statt dessen fallen die beiden Maxima um 95 und 140 herum ins Auge. Das bedeutet, die Massen der beiden Spaltstücke stehen in den meisten Fällen in einem Verhältnis von etwa 2:3 zueinander.

Lise Meitner hat hierfür eine ebenso interessante wie einleuchtende Erklärung gefunden. Wir erinnern uns an die aller Wahrscheinlichkeit nach schalenartige Anordnung der Nukleonen (S. 138), wo jeweils 50 bzw. 82 Neutronen eine abgeschlossene Gruppe besonderer Stabilität bilden. Der Zwischenkern $^{236}_{92}U$ enthält 144 Neutronen. Man kann nun die über $(50 + 82) = 132$ hinausgehende Neutronenzahl je zur Hälfte auf die beiden Gruppen verteilen und erhält zwei Kerne mit 55 bzw. 87 Neutronen. Verteilt man die 92 Protonen im gleichen Verhältnis, so ergeben sich die Massenzahlen der am häufigsten auftretenden beiden Bruchstücke zu $(55 + 36) = 91$ und $(87 + 56) = 143$ (Bild 167). Diese gute Übereinstimmung mit dem experimentellen Befund ist eine weitere Stütze der Schalentheorie des Kernes.

Letzten Endes ist die eben besprochene Frage der Massenverteilung nicht die wichtigste. Viel bedeutsamer ist eine andere, von Joliot im März 1939 gefundene Tatsache:

Bei jeder Spaltung eines Kernes werden außer den Spaltstücken im Durchschnitt noch 2 bis 3 Neutronen frei.

Hierbei denken wir an 15.4., wo wir feststellten, daß schwere Kerne relativ viel mehr Neutronen enthalten als mittlere und leichte. Die beiden Spaltstücke können demnach die vielen Neutronen des alten Kernes gar nicht behalten. Der Vorgang der Kernspaltung kann also in der verschiedensten Weise ablaufen. Die folgenden Reaktionsgleichungen stellen nur einige der vielen denkbaren Beispiele dar:

$$n + {}^{235}_{92}U \rightarrow {}^{140}_{55}Cs^* + {}^{94}_{37}Rb^* + 2n$$

$$n + {}^{235}_{92}U \rightarrow {}^{145}_{56}Ba^* + {}^{88}_{36}Kr^* + 3n$$

$$n + {}^{235}_{92}U \rightarrow {}^{145}_{57}La^* + {}^{87}_{35}Br^* + 4n$$

Die Geschwindigkeit der bei der Spaltung frei werdenden Neutronen ist sehr unterschiedlich und bedeckt ein breites Spektrum. Aus Bild 168 ist zu erkennen, daß die Energie der meisten Neutronen in der Größenordnung von etwa 1 MeV liegt.
Mit diesen zwei oder drei davonfliegenden Neutronen ist der Neutronenüberschuß immer noch nicht beseitigt. Deshalb sind die bei der Spaltung entstehenden Tochterkerne stets

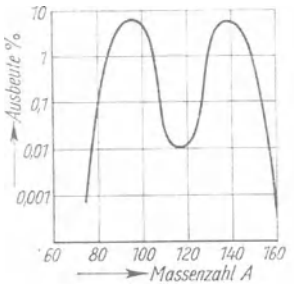


Bild 166. Häufigkeit der Spaltprodukte für thermische Neutronen

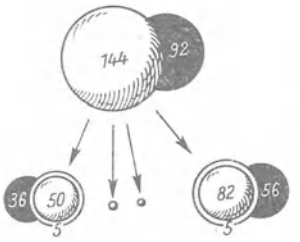


Bild 167. Wahrscheinliche Aufteilung der Nukleonen auf die beiden Spaltprodukte

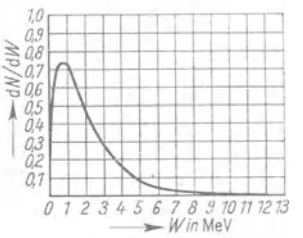


Bild 168. Geschwindigkeitsverteilung der bei der Spaltung frei werdenden Neutronen

radioaktiv und wandeln ihre überzähligen Neutronen durch Abgabe von Elektronen nach Gl. (47) von S. 80 in Protonen um. Außerdem geben sie einen Teil ihrer Energie in Form von γ-Strahlung ab. Da in den meisten Fällen die Abgabe eines einzigen Elektrons nicht genügt, sind die Bruchstücke häufig Ausgangspunkte einer kleinen β^--aktiven Zerfallsreihe, die schließlich mit einem stabilen Kern endet.

Die bei der Uranspaltung entstehenden Kerne sind meist radioaktiv (β^-- und γ-Strahlung).

Da, wie gesagt, der Urankern in durchaus verschiedener Weise aufspalten kann und jedes Bruchstück wieder eine andere Zerfallsreihe einleitet, kann man die Uranspaltung nicht durch ein einziges Schema wiedergeben. Bild 169 zeigt nur eine von den vielen Möglichkeiten ihres Ablaufes.
In relativ geringer Anzahl werden im Verlauf einiger dieser Zerfallsreihen auch Neutronen, sogenannte **verzögerte Neutronen**, frei. So wandelt sich z. B. das Spaltprodukt ${}^{87}_{35}Br$ mit der Halbwertszeit 56 s durch β-Strahlung in ${}^{87}_{36}Kr$ und dieses wiederum in ${}^{87}_{37}Rb$ um. In etwa 2% der Fälle aber entsteht ein besonders angeregter Zustand des ${}^{87}_{36}Kr$, wonach es direkt ein Neutron ausstößt. Diese verzögerten Neutronen treten mit Verspätungen von 0,05 s bis 56 s auf und spielen für die Regelung der Kettenreaktion (S. 149) eine große Rolle.

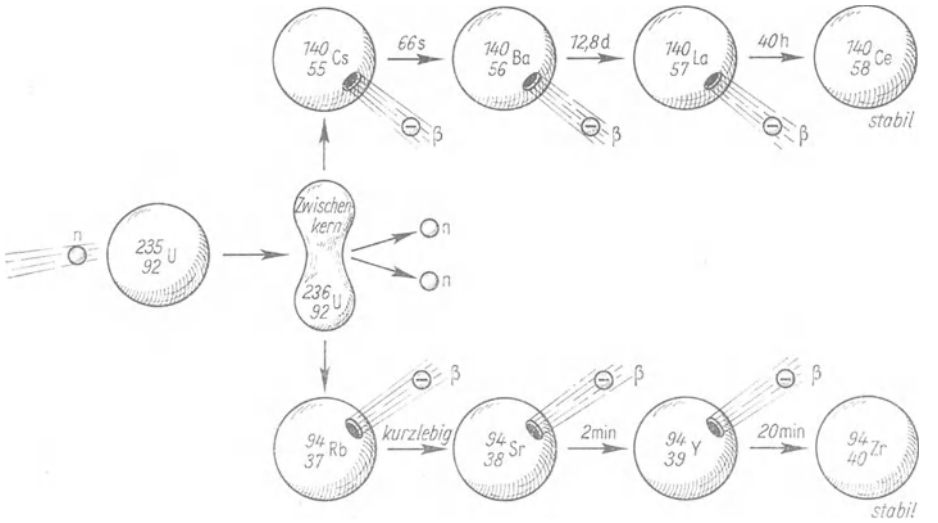


Bild 169. Ablauf der Uranspaltung (eine der vielen Möglichkeiten)

16.5. Die Energiebilanz der Kernspaltung

Wir haben bis jetzt nur die äußere Erscheinung der Kernspaltung betrachtet und wenden uns nunmehr der energetischen Seite des Vorganges zu. Daß bei der Kernspaltung eine beträchtliche Energie frei werden muß, zeigt schon die Kurve der Bindungsenergie je Nukleon (vgl. 11.7.). Beim Uran ist dieser Betrag erheblich geringer als bei den mittleren Kernen. Somit ist die Summe der Bindungsenergien der Spaltprodukte größer als die Bindungsenergie des Ausgangskerns. Drückt man das mit Hilfe der äquivalenten Massen aus, so heißt das: Die Summe der Massen der Spaltprodukte ist kleiner als die Masse des Ausgangskerns. Es tritt daher ein Massendefekt auf, dessen äquivalente Energie leicht berechnet werden kann.

Die Kernspaltung ist eine stark exotherme (energieliefernde) Kernreaktion.

Um eines der vielen möglichen Beispiele herauszugreifen, gehen wir von Bild 169 aus und können folgende Massenbilanz aufstellen.

Berechnung der Kernspaltungsenergie von U 235

	Massenzahl A	absolute Atommasse A_ru	
Ausgangskern U 235	235	235,0423	
+ eingedrungenes Neutron	1	1,0087	
vor der Spaltung vorhanden:	236		236,0510 u
gebildeter Zirkonkern $^{94}_{40}$Zr	94	93,9060	
+ gebildeter Zerkern $^{140}_{58}$Ce	140	139,9044	
+ frei werdende Neutronen	2	2,0174	
+ 6 frei werdende β-Teilchen	—	0,0033	
nach der Spaltung vorhanden:	236		235,8311 u
Massendefekt:		$\Delta m =$	**0,2199 u**

Da 1 Masseneinheit der Energie 933 MeV (61) entspricht, sind dies $0{,}2199 \cdot 933$ MeV $=$ $=$ 205 MeV (Bild 170).

Bei der Spaltung eines Urankernes wird die Energie von rund 200 MeV frei.

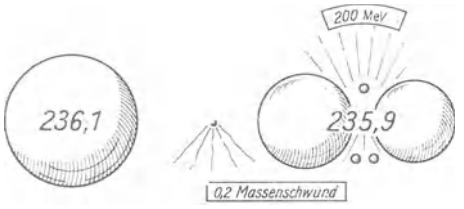


Bild 170. Massen-Energie-Bilanz der Uranspaltung

Ihre Hauptmenge verteilt sich etwa wie folgt:

kinetische Energie der auseinanderfliegenden Teilstücke	165 MeV
kinetische Energie der befreiten Neutronen	5 MeV
Gammastrahlung	7 MeV
Gamma- und Beta-Strahlung der Spaltprodukte	13 MeV
Energie der Neutrinos	10 MeV

Die kinetische Energie der weggeschleuderten Kerntrümmer teilt sich in weiteren Zusammenstößen sofort den Atomen der übrigen Substanzmenge mit. Da diese unregelmäßige

Bild 171. Die bei der Kernspaltung frei werdenden Energiearten

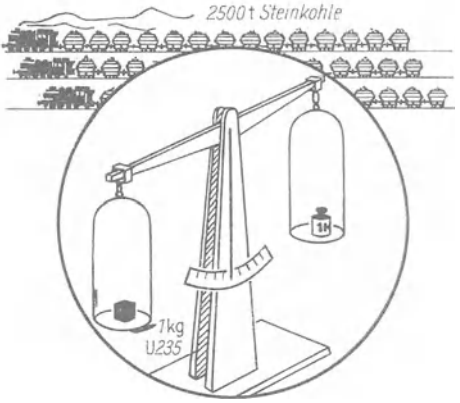


Bild 172. Der Energiegewinn bei der Spaltung von 1 kg U 235

Bewegung kleinster Teilchen sich als Wärme äußert, steigt die Temperatur der Masse, in der sich die Kernspaltung abspielt (Bild 171).

Die Kernspaltungsenergie setzt sich hauptsächlich in Wärmeenergie um.

Das Ergebnis fordert zu einer weiteren Rechnung heraus: 1 Kilomol U 235, das sind 235 kg, enthält $6{,}022 \cdot 10^{26}$ Atome. Dann muß bei der Spaltung von 1 kg reinem U 235 die Energie $W = \dfrac{6{,}022 \cdot 10^{26} \cdot 200}{235}$ MeV $= 5{,}1 \cdot 10^{26}$ MeV frei werden.

Nach Tabelle 2 sind das $22{,}6 \cdot 10^6$ kWh oder $20 \cdot 10^{12}$ Kalorien, die dem Heizwert von 2500 t bester Steinkohle entsprechen (Bild 172).

Die bei der Spaltung von 1 kg reinem U 235 frei werdende Energie entspricht dem Heizwert von 2500 Tonnen Steinkohle.

16.6. Die Kettenreaktion

16.6.1. Die Bedingungen einer Kettenreaktion

Wenn die Kernspaltung genauso abliefe wie alle anderen bis zu ihrer Entdeckung bekannt gewordenen Kernreaktionen, dann hätten die eben durchgeführten Rechnungen nur theoretisches Interesse. Man erinnert sich dabei, daß die tatsächliche Ausbeute bei der Beschießung von Atomkernen wegen der geringen Treffwahrscheinlichkeit äußerst gering ist. Der Kostenaufwand für die „Munition" steht in gar keinem Verhältnis zum Gewinn.

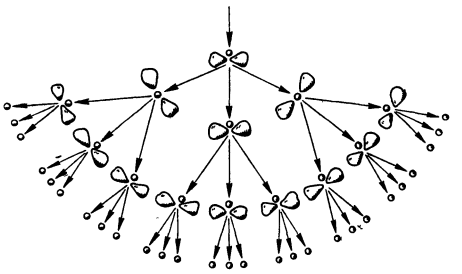


Bild 173. Schema einer ungesteuerten Kettenreaktion in einem spaltbaren Material

Der Spaltprozeß am U 235 verläuft dagegen in dieser Hinsicht ganz anders. Bei jedem Spaltakt entstehen, wie wir gesehen haben, 2 bis 3 freie Neutronen, die mit großer Geschwindigkeit davonfliegen. Jedes ursprüngliche Geschoß erzeugt im Mittel in der „ersten Generation" demnach 2,5 neue Geschosse. Wenn jedes dieser Neutronen einen weiteren U-Kern trifft, erzeugt jedes von ihnen wieder 2,5 Neutronen, so daß die „zweite Generation" $2{,}5^2 = 6{,}25$ Neutronen zählt, und so kann sich dieser Vorgang lawinenartig anschwellend fortsetzen (Bild 173). Man spricht in diesem Falle von einer **Kettenreaktion.**

Eine Kettenreaktion ist ein immer weiter um sich greifender Spaltprozeß, bei dem die Zahl der Neutronen ohne äußeren Eingriff schnell zunimmt oder künstlich konstant gehalten wird.

Daß eine solche Kettenreaktion überhaupt denkbar ist, wurde zuerst von S. FLÜGGE im Sommer 1939 dargelegt (Bild 174, S. 150).

Wenn eine Kettenreaktion entstehen soll, müssen zwei Bedingungen erfüllt werden. Erstens müssen überhaupt Neutronen vorhanden sein, die die ersten Spaltungen einleiten. Infolge der stets stattfindenden Spontanspaltung (S. 144) und durch die von der kosmischen Strahlung (S. 205) fortwährend gebildeten Neutronen beginnt die Reaktion jedoch in vielen Fällen von selbst.

Die Kettenreaktion wird bei ausreichender Größe der reaktionsfähigen Masse infolge stets vorhandener Neutronen von selbst ausgelöst.

Kann der Energieinhalt der Atomkerne technisch nutzbar gemacht werden?

Von S. FLÜGGE, Berlin-Dahlem*

Zu Beginn dieses Jahres entdeckten HAHN und STRASSMANN[1], daß beim Beschießen von Uran mit schnellen oder langsamen Neutronen Barium, Lanthan und andere Elemente mittleren Atomgewichts entstehen. Die Entdeckung wurde sofort von zahlreichen Forschern in vielen Ländern aufgegriffen, und eine intensive Arbeit auf diesem Gebiet hat den Sachverhalt weitgehend geklärt und in mehr als 50 Veröffentlichungen schon zahlreiches quantitatives Material ergeben.

Im folgenden soll nur über ein Teilgebiet des ganzen, durch die HAHN-STRASSMANNsche Entdeckung angeschnittenen Fragenkomplexes berichtet werden. Gleich nachdem die Entdeckung der Zerspaltung von Urankernen sichergestellt war, wurde im HAHNschen Institut und wohl auch anderwärts die Frage aufgeworfen, ob bei einem so gewaltsamen Eingriff nicht auch einige Neutronen aus dem zerbrechenden Kern „abgedampft" oder „abgesplittert" werden konnten? Die Frage wurde auch alsbald in Angriff genommen, da sie zu einer sehr interessanten Konsequenz führte: Wenn jedes Neutron, das eine Aufspaltung hervorruft, im Gefolge der Aufspaltung 2 oder 3 Neutronen frei macht, so muß es möglich sein, daß diese Neutronen ihrerseits wiederum neue Aufspaltungen anderer Urankerne herbeiführen und auf diese Weise ihre Zahl noch weiter vergrößert wird, so daß eine Kettenreaktion ohne Ende schließlich zu einer Umsetzung des ganzen in dem bestrahlten Präparat vorhandenen Urans führen kann.

Man konnte dazu sofort einige Überlegungen anstellen, noch ehe man Einzelheiten kannte: Die Hauptfrage ist natürlich, ob und wie viele Neutronen je Spaltungsprozeß in Freiheit gesetzt werden. Dann kommt alles auf das weitere Schicksal dieser Neutronen an. Sie werden elastische Stöße ausführen können, die im wesentlichen nur ihre Richtung ändern; sie können unelastisch gestreut werden, so daß sie außer der Richtungsänderung auch noch eine beträchtliche Energieeinbuße erleiden; sie können eingefangen werden in der bekannten Reaktion

$$^{238}_{92}U + {}^{1}_{0}n \longrightarrow {}^{239}_{92}U^{*} \xrightarrow[23\,m]{\beta} {}^{239}_{93}\text{Eka-Re}; \qquad (1)$$

sie können endlich noch Einfangungen oder Umwandlungen an anderen Substanzen erleiden, die außer dem Uran anwesend sind, sofern man nicht reines Uranmetall bestrahlt, also z. B. am Sauerstoff von U_3O_8. Es wird darauf ankommen, ob all diese Reaktionen, welche nur Neutronen wegfangen ohne neue zu erzeugen, einen so großen Gesamtwirkungsquerschnitt haben, daß die beim Spaltungsprozeß erreichte Neutronenproduktion dadurch kompensiert wird oder nicht. Um zu erkennen, ob eine Kettenreaktion ablaufen kann, müssen wir also über eine genaue Kenntnis aller konkurrierenden Wirkungsquerschnitte verfügen.

Endlich spielt noch eine dritte Frage eine große Rolle: die räumliche Ausdehnung der bestrahlten Substanzmenge. Die erzeugten Neutronen werden, ehe sie wieder einen Kern aufspalten, einen Weg von der Größenordnung einiger Zentimeter in der Substanz zurücklegen. Läuft also die Reaktionskette an einer Stelle der Substanz an, so breitet sie sich mit zunehmender Neutronenzahl über ein immer größeres Gebiet aus. Nun haben die Neutronen bei jedem elastischen Stoß die gleiche Chance zurückgeworfen zu werden, wie weiter nach außen zu laufen. Daher wird die Konzentration der freigesetzten Neutronen auch an der Ausgangsstelle der Reaktionskette zeitlich rasch ansteigen, sofern das benutzte Substanzvolumen so groß ist, daß der größte Teil der Neutronen oft zurückgeworfen wird, ohne die Oberfläche zu erreichen, durch die er die Substanz endgültig verlassen würde. Mit anderen Worten: Der Durchmesser einer bestrahlten Kugel aus uranhaltiger Substanz muß groß sein gegen die freie Weglänge, wird also einige Meter betragen müssen.

Ehe wir zur Diskussion der bisher angeschnittenen Einzelfragen übergehen, soll noch ein Wort gesagt werden über die Größenordnung der freiwerdenden Energie. Man kann sie leicht ungefähr abschätzen[2], ja sogar ziemlich genau angeben, daß jeder Spaltungsprozeß eine Energie von 180 MeV in Freiheit setzt[3]. Das läßt sich aus der Differenz der Massendefekte des Urankerns und der entstehenden Spaltungsprodukte herleiten[3]; die Zahl ist einigermaßen auch durch direkte Messung der kinetischen Energie der beiden entstehenden mittelschweren Kerne experimentell sichergestellt. Daß sich hierbei statt der erwarteten 180 MeV nur rund 160 MeV ergaben[4], kann schon als Hinweis darauf dienen, daß der Rest der Energie entweder noch in abgespaltene Neutronen gesteckt oder in Form von γ-Quanten abgestrahlt wird.

Der so erhaltene Energiebetrag ist sehr beträchtlich. Da die vorstehenden Überlegungen zeigen, daß es durchaus nicht ausgeschlossen ist, durch eine geeignete Versuchsanordnung eine Reaktionskette hervorzurufen, bei der das ganze Uran eines großen Blocks verbraucht wird, ist es zweckmäßig, sich einmal auszurechnen, wie groß z. B. die Energiemenge ist, die freigesezt wird, wenn in 1 m³ U_3O_8 alles vorhandene Uran restlos umgewandelt wird. 1 m³ aufgeschüttetes U_3O_8-Pulver wiegt 4,2 t und enthält $3 \cdot 10^{27}$ Moleküle, also $9 \cdot 10^{27}$ Uranatome. Da je Atom etwa 180 MeV, d. h. rund $3 \cdot 10^{-4}$ erg oder $3 \cdot 10^{-12}$ mkg frei werden, wird insgesamt ein Energiebetrag von $27 \cdot 10^{15}$ mkg frei gesetzt, d. h. 1 m³ U_3O_8 genügt zur Aufbringung der Energie, welche nötig ist, um 1 km³ Wasser (Gewicht 10^{12} kg) 27 km hoch-

* Aus dem Kaiser Wilhelm-Institut für Chemie.

Bild 174. Der erste Gedanke zur Verwertung der Kernenergie. Originaltreue Wiedergabe der ersten Seite des Aufsatzes von S. FLÜGGE in der Zeitschrift „Die Naturwissenschaften", Juni 1939

Damit die Reaktion immer weiter um sich greifen kann, müssen zweitens im Innern der Masse je Zeiteinheit mindestens ebensoviel Neutronen erzeugt werden, wie zur Aufrechterhaltung der Kette und durch andere Vorgänge verbraucht werden.

Lawinenbedingung:
Es müssen in der zu spaltenden Masse mehr Neutronen erzeugt werden, als in der gleichen Zeit verlorengehen.

Diese Bedingung ist aber nur dann erfüllbar, wenn besondere Vorkehrungen dafür getroffen werden. Das hat drei Gründe (Bild 175):

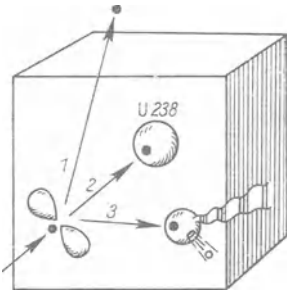


Bild 175. Die 3 Verlustquellen der Kettenreaktion:
1. Ungenutztes Entweichen von Neutronen
2. Resonanzeinfang durch U 238
3. Abfangen durch Fremdatome

1. Infolge der im Verhältnis zum Kerndurchmesser riesengroßen Zwischenräume fliegen viele Neutronen aus der zu spaltenden Substanz heraus, ohne auf spaltbare Kerne zu stoßen.

2. Das im gewöhnlichen Uran bei weitem überwiegende U 238 fängt Neutronen ein und spaltet sich selbst nur in ganz geringer Menge. Nur eine ausreichende Anzahl von Kernen U 235 bzw. Pu 239 oder U 233 gewährleistet den Fortgang der Reaktion.

3. In der Substanz vorhandene Verunreinigungen und Hilfseinrichtungen aus anderen Stoffen fangen Neutronen ab, absorbieren sie und werden dadurch oft radioaktiv.

16.6.2. Die mittlere freie Weglänge und kritische Menge

Wir fassen zunächst die erste Verlustquelle ins Auge, das Entweichen oder, wie man auch sagt, Wegdiffundieren von Neutronen aus der reagierenden Substanz. Prinzipiell gibt es eine sehr einfache Möglichkeit, dies zu verhindern: Man muß den Uranblock so groß machen, daß jedes Neutron auf seinem Flug mit Sicherheit einen Kern trifft. Die erforderliche Mindestgröße hängt ganz davon ab, welche Wegstrecke ein Neutron im Durchschnitt zurücklegen muß, ehe es auf einen anderen Kern stößt. Diese **mittlere freie Weglänge** λ wurde in 12.7. bereits berechnet:

$$\lambda = \frac{1}{\sigma_f N_V}.$$

Nach Gl. (4) ist aber die in der Volumeneinheit enthaltene Anzahl von Kernen $N_V = \frac{\varrho N_A}{m_{mol}}$, so daß die mittlere freie Weglänge $\lambda = \frac{m_{mol}}{\sigma_f \varrho N_A}$ wird. Ferner ist für U 235 bei schnellen Neutronen der Spaltquerschnitt σ_f etwa 5 barn und die Dichte $\varrho = 19{,}04\ \mathrm{g/cm^3}$. Das ergibt die mittlere freie Weglänge

$$\lambda = \frac{235\ \mathrm{g \cdot cm^3}}{5 \cdot 10^{-24}\ \mathrm{cm^2} \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot 19{,}04\ \mathrm{g}} = 4{,}1\ \mathrm{cm}.$$

Nehmen wir an, wir hätten reines spaltbares Material vor uns, etwa U 235. Ist der Durchmesser des Stückes kleiner als der mittlere Weg, den ein Neutron ohne Zusammenstoß durchquert, so werden die meisten im Innern entstehenden Neutronen aus der Oberfläche

entweichen; ist der Durchmesser größer, dann ist der Mehrzahl Gelegenheit gegeben, vorher mit den Kernen zu reagieren (Bild 176).
Die Größe eines Uranblockes, bei der sich eine Kettenreaktion entwickeln kann, nennt man seine **kritische Menge.**
Wenn die Verlustquellen 2 und 3 nicht in Frage kommen, kann man also sagen:

Der Durchmesser der kritischen Menge von reinem U 235 oder anderem reinem spaltbarem Material liegt im Größenbereich der mittleren freien Weglänge der Neutronen.

Nach amerikanischen Angaben ist bei Verwendung von Polyäthylen als Moderator (S. 154) und Beryllium als Neutronenreflektor für U 235 die minimale kritische Menge 242 g. Das entspricht einer Urankugel von 2,8 cm Durchmesser.
Ein Stück reines U 235 oder Pu 239, dessen Größe unterhalb der kritischen Menge liegt, ist relativ ungefährlich, da beide Stoffe α- und γ-Strahler von recht langer Halbwertszeit sind.

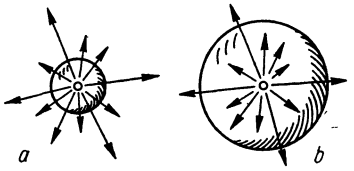


Bild 176. Durchmesser und mittlere freie Weglänge
a) unterkritische Menge, b) überkritische Menge

Handelt es sich um gewöhnliches Uran oder enthält dieses gar noch Beimengungen von Fremdkörpern, wozu auch die aus anderem Material gefertigten Konstruktionsteile gehören, so kommen noch die Verlustquellen 2 und 3 dazu. Daher ist bei Verwendung gewöhnlichen Urans die kritische Menge um ein Vielfaches größer als bei reinem U 235.

16.6.3. Das Verhalten des Urans 238

Es war schon gesagt worden, daß der Kern U 238 nur mit sehr schnellen Neutronen gespalten werden kann. Er hat aber noch die wichtige Eigenschaft, auch Neutronen geringer Geschwindigkeit zu absorbieren, ohne sich dabei zu spalten.
Charakteristisch ist dabei der **Resonanzeinfang.** Hier wächst der Wirkungsquerschnitt des Kernes für ganz bestimmte Neutronenenergien plötzlich auf sehr hohe Werte an (S. 125). Eine besonders ausgeprägte Resonanzstelle liegt bei 6,7 eV mit einem Wirkungsquerschnitt von etwa 23000 barn, weitere in einem breiten Gebiet der Umgebung von 100 eV (Bild 177).
Mit der Aufnahme eines Neutrons erhöht sich die Massenzahl des Kernes um eine Einheit, es entsteht das Isotop $^{239}_{92}U$:

$$^{238}_{92}U(n, \gamma)\, ^{239}_{92}U^* \qquad \text{(Halbwertszeit 23,5 min)}$$

Dieses ist aber nicht beständig, sondern wandelt sich unter Abgabe eines Elektrons in **Neptunium** um:

$$^{239}_{92}U^* \rightarrow {}^{239}_{93}Np^* + {}_{-1}e \qquad \text{(Halbwertszeit 2,3 Tage)}$$

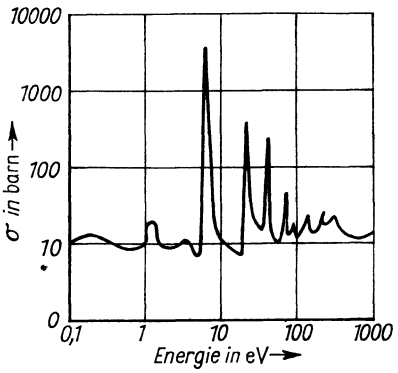


Bild 177. Totaler Wirkungsquerschnitt des Urans 238 für langsame Neutronen

Das Neptunium schließlich geht unter weiterem β^--Zerfall in das **Plutonium** über, womit der Prozeß nach der zusammenfassenden Gleichung vor sich geht (Bild 178):

$$^{238}_{92}\mathrm{U}(\mathrm{n},\gamma)\,^{239}_{92}\mathrm{U}^* + {}_{-1}\mathrm{e} \rightarrow {}^{239}_{93}\mathrm{Np}^* + {}_{-1}\mathrm{e} \rightarrow {}^{239}_{94}\mathrm{Pu}^*.$$

Uran 238 wird durch schnelle Neutronen in geringem Ausmaß gespalten, absorbiert aber Neutronen mittlerer Geschwindigkeiten sehr stark und verwandelt sich dabei in Plutonium 239.

Hierbei entstehen also wirklich die Transurane, nach denen FERMI und HAHN ursprünglich gesucht hatten. Wegen ihrer geringen Menge konnten sie damals noch nicht nachgewiesen werden. Beide Elemente tragen ihre Namen nach den Planeten Neptun und Pluto,

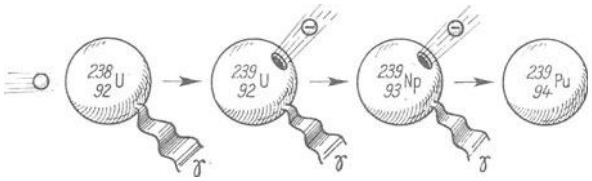


Bild 178. Die Entstehung des Plutoniums

die auf den Uranus folgen. Das Plutonium selbst ist wie das U 235 ein recht beständiges Element, ist aber ebenso leicht spaltbar wie dieses. Mit einer Halbwertszeit von 24400 Jahren ist es radioaktiv (α-Strahler); außerdem ist es sehr giftig. Durch Aufnahme weiterer Neutronen kann es sich in geringem Ausmaß auch in die Isotope Pu 240, 241 und 242 umwandeln.

16.6.4. Der Vermehrungsfaktor

Ob sich eine Kettenreaktion entwickeln kann oder nicht, hängt in erster Linie davon ab, wieviel freie Neutronen vorhanden sind. Hierbei bezeichnet man die Zahl der **je Spaltung erzeugten Neutronen** mit dem Buchstaben ν. Bei Verwendung thermischer Neutronen und U 235 ist $\nu = 2{,}47$. (Wir rechneten bisher mit dem gerundeten Wert 2,5). Es ist aber zu bedenken, daß infolge der Absorption im U 238 viele Neutronen verlorengehen. Deshalb ist die **effektive Spaltneutronenzahl** η bedeutend niedriger. Man erhält sie nach der leicht zu verstehenden Gleichung

$$\eta = \nu_5 \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a} = \nu_5 \frac{N_5\sigma_{f5}}{N_5\sigma_{a5} + N_8\sigma_{a8}}$$

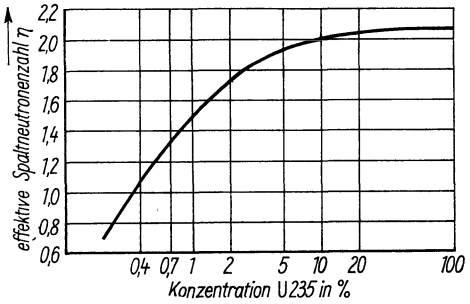


Bild 179. Abhängigkeit der effektiven Spaltneutronenzahl η von der Konzentration des U 235

Die Indizes 5 bzw. 8 beziehen sich auf die Isotope 235 bzw. 238, die makroskopischen Wirkungsquerschnitte Σ_f (Spaltung) und Σ_a (Absorption) wurden S. 122 bereits erläutert. Für natürliches Uran mit 0,71 % U 235 errechnet sie sich mit den S. 124 genannten Wirkungsquerschnitten zu $\eta = 1{,}34$. Sinkt der Gehalt an spaltbarem U 235 auf 0,4 %, so wird η kleiner als 1 (Bild 179), womit die Kettenreaktion zum Stillstand kommt.

Der Fortgang der Kettenreaktion wird jedoch noch durch einige andere Faktoren beeinflußt. Zum Beispiel werden durch schnelle Neutronen auch einzelne Kerne U 238 zusätzlich

gespalten, andererseits gehen in den übrigen Materialien des Reaktors viele Neutronen verloren. Somit verbleibt schließlich der **Vermehrungsfaktor k**:

Der Vermehrungsfaktor k ist das Verhältnis der Neutronendichte in zwei aufeinanderfolgenden Generationen.

Es gibt also 3 Möglichkeiten:

$k < 1$: Von einer bestimmten Generation an werden weniger Kerne gespalten als in der vorhergehenden. Die Reaktion kommt zum Erliegen.

$k = 1$: Die Zahl der Spaltungen bleibt von einer Generation zur nächsten genau konstant. Die Kettenreaktion läuft mit gleichbleibender Stärke weiter, bis das spaltbare Material verbraucht ist oder der k-Faktor sich aus irgendwelchen Gründen verändert.

$k > 1$: Die Zahl der Spaltungen nimmt von einer Generation zur nächsten immer mehr zu. Die Lawinenbedingung ist erfüllt, die Masse wird explodieren, wenn es nicht gelingt, den k-Wert rechtzeitig herunterzusetzen.

Um die **Schnelligkeit einer Kettenreaktion** abzuschätzen, sei folgender Gedankengang eingeschlagen: Die Geschwindigkeit der Neutronen sei mit 10^9 cm/s und ihre mittlere freie Weglänge mit 10 cm angenommen. Diese Strecke wird dann in 10^{-8} s zurückgelegt. Mit dem Vermehrungsfaktor $k = 2$ folgen der Reihe nach 1, 2, 4, 8, 16 ... Spaltungen. Nehmen wir an, dies setze sich 80mal fort, so werden in der 80. Generation $2^{80} \approx 10^{24}$ Kerne gespalten. Hierfür wird die Zeit $80 \cdot 10^{-8}$ s $= 0{,}8 \cdot 10^{-6}$ s benötigt. Da 1 kg Uran $\frac{6 \cdot 10^{26}}{235} \approx 2 \cdot 10^{24}$ Kerne enthält, heißt das: 0,5 kg reines U 235 könnte bei völlig ungehinderter Kettenreaktion in weniger als 1 millionstel Sekunde explodieren!

16.7. Die Moderatoren

Wenn die effektive Zahl der Spaltneutronen bzw. der Vermehrungsfaktor beträchtlich niedriger liegt als die Zahl der tatsächlich produzierten Neutronen, so liegt das daran, daß die meisten der entstehenden Neutronen zu schnell sind und bei dem erwähnten Resonanzeinfang im U 238 verlorengehen.

Wie schon FERMI gefunden hatte, verläuft der Prozeß der Kernspaltung mit einem wesentlich besseren Wirkungsgrad, wenn man die Neutronen mit geeigneten Mitteln abbremst. Dadurch steigt die Anzahl der mit U 235 reagierenden Neutronen beträchtlich an. Das liegt daran, daß für thermische Neutronen der Spaltquerschnitt des U 235 mit 590 barn 200mal so groß ist wie der Einfangsquerschnitt des U 238 (vgl. 13.2.).

Die Aufgabe besteht also darin, solche Stoffe und Anordnungen zu finden, die die Geschwindigkeit der Neutronen von 10···30000 km/s auf nur wenige km/s herabsetzen. Dazu geeignete Stoffe nennt man **Moderatoren (Bremssubstanzen).**

Der Moderator hat die Aufgabe, die Neutronen zu bremsen, noch ehe sie vom U 238 eingefangen werden können.

Ihre Wirkungsweise beruht auf den Gesetzen des elastischen Stoßes. Fährt ein Güterwagen gegen einen Prellbock, dessen mit der Erde fest verbundene Masse praktisch unendlich groß ist, so federt der Wagen elastisch zurück, ohne daß sich der Betrag seiner Geschwindigkeit merklich ändert (Bild 180). Trifft er andererseits mit einem ganz leichten Körper zusammen,

so vermag dieser seine Fahrt kaum zu hemmen. In beiden Fällen tritt demnach keine nennenswerte Geschwindigkeitsänderung ein. Anders ist es dagegen, wenn der Waggon gegen einen zweiten, aber ruhenden Wagen von gleicher Masse stößt. Unter mechanisch idealen Ver-

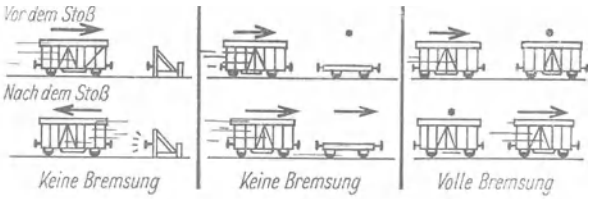


Bild 180. Bremsung durch Stoß

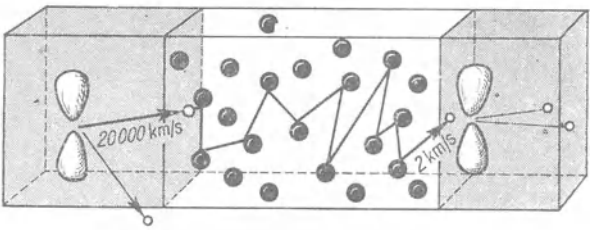


Bild 181. Wirkung eines Moderators

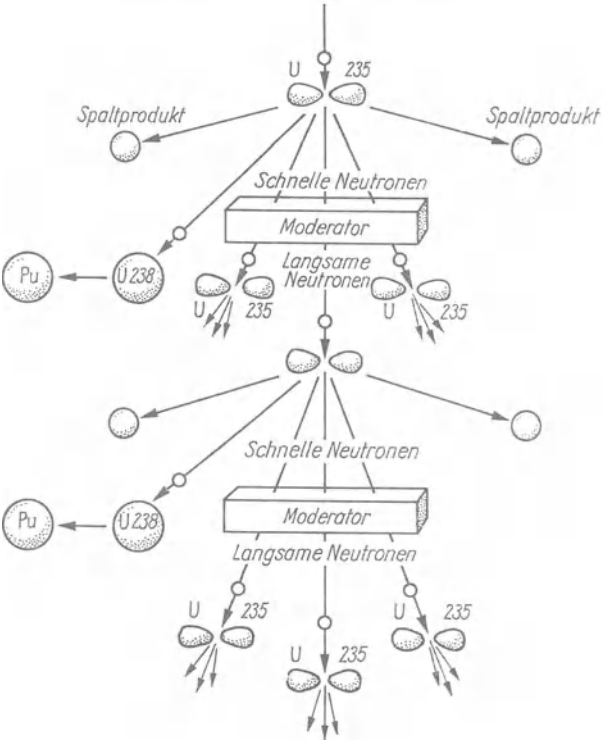


Bild 182. Moderierte Kettenreaktion in gewöhnlichem Uran

hältnissen bleibt er nach dem Zusammenstoß sogar stehen, während der andere mit der ursprünglichen Geschwindigkeit des ersten Wagens davonfährt. Man ersieht hieraus, daß Neutronen am wirksamsten abgebremst werden, wenn sie mit einem Atomkern von ungefähr gleicher oder nicht allzuviel verschiedener Masse zusammenprallen.

Moderatoren sind solche Stoffe, mit deren Kernen die Neutronen unter möglichst großem Geschwindigkeitsverlust zusammenprallen und die selbst möglichst wenig Neutronen absorbieren.

Am besten wäre hierzu Wasserstoff geeignet, da sein Kern etwa die gleiche Masse wie das Neutron hat. Um Neutronen von 5 MeV auf thermische Energie (0,025 eV) abzubremsen, genügen im Durchschnitt bereits 19 Zusammenstöße. Bei Verwendung von Kohlenstoff sind dagegen etwa 118 Stöße erforderlich (Bilder 181 und 182). Deshalb hatte man anfangs auch gewöhnliches Wasser oder Paraffin als Moderatoren gewählt. Auf dem Arbeitstisch Otto Hahns (Bild 161) sieht man rechts hinten den für die damaligen Versuche verwendeten Paraffinblock.
Gewöhnlicher Wasserstoff hat aber die Eigenschaft, daß er nach der Formel ${}_1^1\mathrm{H}\,(\mathrm{n},\gamma)\,{}_1^2\mathrm{D}$ viele Neutronen absorbiert. Frei von diesem Nachteil sind die schwereren Kerne des Deuteriums (im schweren Wasser enthalten), Beryllium und chemisch reinster Kohlenstoff in Form von Graphit.

16.8. Die Steuerung der Kettenreaktion

Die bei der Kernspaltung frei werdenden Energiemengen können nur dann wirtschaftlich genutzt werden, wenn es gelingt, die mit ungeheurer Geschwindigkeit um sich greifende Kettenreaktion so zu zügeln, daß sie in gemäßigter Stärke gleichbleibend anhält. Bei Verwendung von gewöhnlichem oder schwach angereichertem Uran, das nur einen kleinen Bruchteil von reinem Spaltstoff enthält, bieten sich hierzu drei Möglichkeiten.

1. Künstliche Regelung durch Absorber. Es gibt Stoffe, die für sehr langsame Neutronen abnorm große Einfangquerschnitte haben, d. h. gerade für diejenigen Neutronen, die den Fortgang der Kettenreaktion im gewöhnlichen Uran unterhalten (s. Tabelle 10, S. 124). Zu ihnen gehören besonders die Elemente Bor und Kadmium (siehe den Verlauf des Wirkungsquerschnittes für Kadmium, Bild 141). Senkt man also in die reagierende Masse Stäbe aus Borstahl, Borkarbid oder Kadmium im richtigen Augenblick hinein, so kommt die Reaktion augenblicklich zum Stillstand. Zieht man sie vorsichtig heraus, so wird die Reaktion aufs neue anlaufen.

Absorber sind Stoffe mit großem Wirkungsquerschnitt für langsame Neutronen, die eine Regulierung der Reaktion gestatten.

Das setzt allerdings voraus, daß die Kettenreaktion nicht allzu schnell anschwillt, weil diese Reguliermöglichkeit dann nur sehr labil wäre. Glücklicherweise kommen hier zwei natürliche Umstände zu Hilfe.

2. Verlangsamung der Reaktion durch verzögerte Neutronen. Etwa 0,76% aller Neutronen werden nicht sofort nach der Spaltung, sondern erst viele Sekunden hinterher frei (S. 146). Mit Hilfe eingesenkter Cd-Stäbe kann man es leicht so einrichten, daß der k-Faktor ohne Berücksichtigung dieser verzögerten Neutronen zunächst knapp unter 1 liegt. Kommen die

verzögerten Neutronen nunmehr ins Spiel, so kann die Reaktion wegen deren relativ geringer Anzahl nur sehr langsam anlaufen, wodurch die weitere Steuerung leicht möglich ist.

3. Selbstregulierung durch Temperatureinfluß. Für die beste Regulierung sorgt aber die Natur von selbst. Beim Anwachsen der Kettenreaktion steigt infolge der frei werdenden Energie die Temperatur der reagierenden Masse. Dadurch verbreitern sich die Bereiche des Resonanzeinfanges, was zu einer Drosselung der Reaktion führt.

Der Vermehrungsfaktor k nimmt mit steigender Temperatur ab.

Man kann das auch so verstehen, daß mit steigender Temperatur die Geschwindigkeit der Neutronen zunimmt wie die Wärmebewegung der Gasmoleküle. Es wird dann eine größere Anzahl als vorher in die Resonanzbereiche des U 238 geraten und für die Reaktion verlorengehen. Sinkt daraufhin die Temperatur ab, so wird die Reaktion von selbst wieder in Gang kommen. Der gleiche Vorgang findet im praktischen Betrieb eines thermisch belasteten Reaktors statt. Je mehr das Kühlmittel Wärme aus dem Reaktor abführt, desto lebhafter wird seine Energieproduktion und umgekehrt.

16.9. Die Kernspaltungsbombe

Es ist ein betrübliches Kapitel in der Geschichte der Physik, daß kurz nach der Entdeckung der gewaltigsten Energiequelle, über die Menschen je verfügten, zahlreiche Wissenschaftler in den USA nicht zögerten, diese in den Dienst sinnloser Vernichtung zu stellen. Die Kernspaltungsbombe ist längst kein Geheimnis mehr, und wir erwähnen sie nur deshalb, um alle Menschen zu überzeugen, daß es nur ein Mittel geben kann, die furchtbarste aller Gefahren aus der Welt zu schaffen, nämlich alle auf dieser Grundlage wirkenden Waffen zu vernichten und ihre weitere Herstellung allgemein zu verbieten.

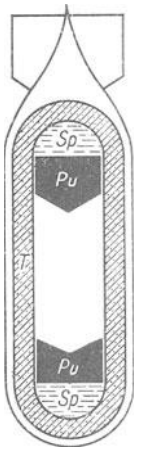


Bild 183
Schema der Kernspaltungsbombe

Die zuerst in den USA mit dem phantastischen Aufwand von 2 Milliarden Dollar hergestellte Kernspaltungsbombe enthielt in der Hauptsache zwei oder mehr größere Stücke aus fast reinem U 235 bzw. Pu 239 (Bild 183). Ein Moderator ist mithin nicht erforderlich. Die Größe jedes Teilstückes liegt unterhalb der kritischen Menge. Bei der plötzlichen Vereinigung wird aber diese reichlich überschritten. Die Stücke müssen in der Bombe räumlich getrennt untergebracht werden, da ihre bloße Vereinigung sofort zur Explosion führen würde. Das Innere der Bombe ist mit einem besonders dicken Metallmantel (T) umgeben. Er hat die Aufgabe, das allzu rasche Entweichen von Neutronen zu verhindern und das vorzeitige Auseinanderfliegen der explodierenden Masse zu unterbinden. Erst im gewünschten Augenblick werden die Stücke durch eine Sprengladung (Sp) konzentrisch aufeinandergeschossen. Im Moment ihres Zusammentretens ist k plötzlich viel größer als 1, womit augenblicklich die Detonation erfolgt.

Welch riesige Energiemenge bei der Spaltung von 1 kg U 235 frei wird, haben wir bereits berechnet. Die in der Kernspaltungsbombe enthaltene Uranmenge wird natürlich geheimgehalten. Fachleute haben aber berechnet, daß die hier in Frage kommende kritische Menge etwa 47 kg betragen muß, entsprechend einem Kugeldurchmesser von etwa 17 cm. Das ist ungefähr die Größe einer Kokosnuß. Es ist jedoch anzunehmen, daß bei der Explosion

nicht der volle Energiebetrag frei wird, da die Masse dabei in Stücke zerrissen wird und die Reaktion nicht bis zum vollständigen Ende ausläuft. Trotzdem ist die Sprengkraft ungeheuer. Man veranschlagt die Wirkung der auf Japan abgeworfenen Bomben gleich der von je 20000 Tonnen Trinitrotoluol (TNT). Die erste Versuchsbombe wurde am 16. 7. 1945 in Los Alamos (Neu-Mexiko) zur Explosion gebracht. Die am 6. 8. 1945 über Hiroshima abgeworfene Bombe bestand aus U 235. Von 300000 Einwohnern wurden 80000 Menschen getötet und 125000 verletzt (Bild 184). Die 3 Tage später auf Nagasaki gefallene Bombe

Bild 184. Hiroshima nach der Zerstorung

enthielt Plutonium. Von 200000 Einwohnern forderte sie 40000 Todesopfer und 75000 Verletzte. Die Temperatur im Zentrum der explodierenden Bombe wird auf 10 Millionen Grad geschätzt. Der entstehende Feuerball dehnt sich im Bruchteil einer Sekunde zu einer mächtigen Kugel aus. Bei einem Durchmesser von 100 m beträgt die Temperatur immer noch 7000 Grad, das ist mehr als die Oberflächentemperatur der Sonne! Noch in $3^1/_2$ km Entfernung werden alle brennbaren Gegenstände entzündet. $^1/_6$ der Todesopfer verbrannten in der fürchterlichen Hitze, $^1/_7$ wurde von der Gammastrahlung so stark getroffen, daß der Tod innerhalb der nächsten Wochen eintrat. Nur etwa 5% der ärztlich behandelten Verbrennungen rührten von der Hitze her, die meisten waren durch radioaktive Strahlen hervorgerufen worden. Es fehlt hier der Raum, all die entsetzlichen Verstümmelungen und die anderen Folgen der unmenschlichen Tat zu schildern. Die gesamte Menschheit muß es sich zur vordringlichen Aufgabe machen, eine Wiederholung dieser Grausamkeit für immer zu verhindern!

17. Die Gewinnung von Kernenergie für friedliche Zwecke

Dem eben geschilderten Mißbrauch der Kernenergie stehen heute die aussichtsreichsten Möglichkeiten gegenüber, dieselbe Energiequelle zum Segen der Menschheit und des technischen Fortschritts auszuschöpfen. Während die Reaktion in der einmal gezündeten Bombe mit elementarer Gewalt bis zum Ende abläuft, kommt es bei der Energiegewinnung darauf an, einen gleichmäßigen und jederzeit regelbaren Fortgang der Kettenreaktion zu erreichen. Diese **gesteuerte Reaktion** steht damit im grundsätzlichen Gegensatz zur ungesteuerten Reaktion in der Kernspaltungsbombe.

Anlagen, in denen sich eine unter stetiger Kontrolle gehaltene Kettenreaktion vollzieht, nennt man **Kernreaktoren**. Sie können nach mehreren technischen Prinzipien mit verschiedenartigen Kern„brennstoffen" arbeiten und auch verschiedenen Zwecken dienen.

Der Kernreaktor ist eine Anlage, in der sich eine nach Belieben steuerbare Kettenreaktion vollzieht und die verschiedenen Zwecken dienen kann.

17.1. Die Entwicklung in Deutschland bis 1945

Um oft geäußerten falschen Vermutungen zu begegnen, sei kurz auf die Entwicklung eingegangen, die sich in Deutschland nach der von OTTO HAHN gemachten Entdeckung vollzog. Sie fiel gerade in den Anfang des unseligen Hitlerkrieges. Bis dahin gehörte Deutschland zu den in der Atomphysik führenden Nationen. Aber schon in den Jahren seit 1933 litt hier im Gegensatz zu anderen Ländern die Forschung unter mangelnder staatlicher Unterstützung.

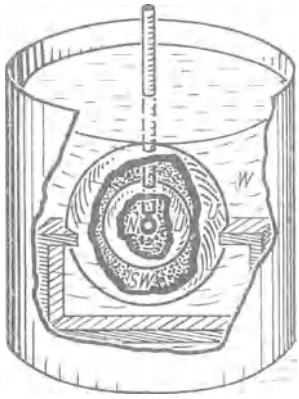


Bild 185. Schema des Leipziger Reaktors von 1942. Dieser lieferte erstmalig im Außenraum mehr Neutronen, als die Quelle erzeugte, womit die technische Durchführbarkeit einer energieliefernden Kettenreaktion erwiesen war
SW schweres Wasser, W gewöhnliches Wasser, N Neutronenquelle, U Uranpulver

Zwar interessierte sich das Heereswaffenamt bei Kriegsausbruch für die Ausnutzung der Kernenergie für militärische Zwecke und errichtete unter Bruch der Satzungen des Kaiser-Wilhelm-Institutes in Berlin-Dahlem eine entsprechende Forschungsstelle. Die hier tätigen Wissenschaftler entwickelten die Grundlagen eines Kernreaktors mit Versuchsmodellen, um festzustellen, ob die erwartete Neutronenvermehrung, die erste Voraussetzung einer Kettenreaktion, überhaupt eintrat. Es wurde festgestellt, daß sich schweres Wasser als Moderator gut eignete. Versuche, über den Reinheitsgrad des besten technischen Elektrographits hinauszukommen, scheiterten, was zu der irrtümlichen Meinung führte, Kohlenstoff sei als Moderator überhaupt ungeeignet. In den USA dagegen hatte man mit aus Petroleumkoks hergestelltem Material größte Erfolge. Im Herbst 1940 wurde die erste Schichtung aus U_3O_8 und Paraffin aufgebaut, da andere Materialien noch nicht zu beschaffen waren. Der k-Faktor erwies sich zwar als viel kleiner als 1, doch lieferten die Versuche wichtige Anhaltspunkte für die weiteren Arbeiten. Zur Herstellung von schwerem Wasser wurde das Werk Norsk Hydro in Rjukan (Norwegen) herangezogen, dessen Produktion bis zum Sommer 1942 auf 200 Liter D_2O monatlich gesteigert wurde.

Als im Sommer 1941 genügend schweres Wasser verfügbar war, wurde im Physikalischen Institut der Universität Leipzig ein neuer Versuchreaktor aufgebaut (Bild 185). Er bestand aus konzentrischen Kugelschalen von insgesamt 750 kg Uranpulver. Die bei einem äußeren Durchmesser von 74 cm mit 220 Litern D_2O gefüllte Kugel stand ihrerseits in leichtem Wasser. Im März 1942 konnte einwandfrei festgestellt werden, daß der Reaktor mehr Neutronen nach außen hin abgab, als eine in seinem Innern befindliche Neutronenquelle erzeugte.

Damit war der Beweis erbracht, daß eine Kettenreaktion technisch durchführbar war. Es konnte sich jetzt nur noch darum handeln, die Anlage bis zur kritischen Menge zu vergrößern, d. h. den k-Faktor auf den Wert 1 zu bringen.

An die Herstellung einer Atombombe konnte jedoch nicht gedacht werden, da zur Abtrennung des U 235 riesige Anlagen notwendig gewesen wären. Der schon damals durch den Krieg stark zerrüttete Wirtschaftskörper Deutschlands war dazu nicht im entferntesten mehr in der Lage. Zudem wurde die einzige in Norwegen laufende D_2O-Erzeugungsanlage im Frühjahr 1943 durch ein englisches Fallschirmkommando gesprengt und durch einen Luftangriff im Oktober vollständig zerstört. Das Uranunternehmen wurde aus dem Heereswaffenamt herausgenommen, und es wurde beschlossen, die Arbeiten im bisherigen kleinen Rahmen allein im Hinblick auf eine mögliche Energieerzeugung fortzusetzen.

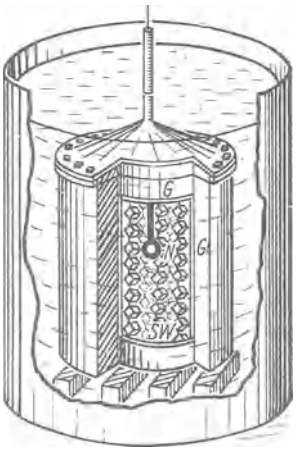


Bild 186. Schema des letzten deutschen Reaktors von 1945
N Neutronenquelle, W gewöhnliches Wasser, SW schweres Wasser, G Graphit

Die Berliner Versuche mußten schließlich unter Einwirkung der schweren Luftangriffe im Institutsbunker durchgeführt werden. Noch im Februar 1945 wurde ein großer Teil des Materials (1,5 t D_2O, 1,5 t Uran, 10 t Graphit, Kadmium usw.) in einen Felsenkeller im Dorf Haigerloch bei Hechingen gebracht. Hier wurde der letzte deutsche Reaktor vor dem Zusammenbruch gebaut (Bild 186). In seinem Inneren befand sich ein Magnesiumkessel, der mit einem dicken Graphitmantel umgeben war. Vom Deckel herab hingen, kettenförmig aufgereiht, 680 Uranwürfel von 5 cm Kantenlänge in den mit D_2O gefüllten Behälter. Kadmiumschieber waren vorgesehen, um eine etwa einsetzende Reaktion zu steuern. In den letzten Versuchstagen ergab die Messung der Neutronenflußdichte, daß der kritische Wert auch hier nicht erreicht war. Am 22. 4. 1945 wurde Haigerloch von den Amerikanern besetzt und der Reaktor beschlagnahmt. Später stellte sich heraus, daß eine Vergrößerung des Reaktors von 1,4 auf 1,6 m Durchmesser ausgereicht hätte, ihn erfolgreich in Gang zu bringen.

Bereits am 2. 12. 1942 aber war der erste, von FERMI konstruierte Reaktor in Chikago angelaufen, ein Studienobjekt, dem bald die Herstellung der ersten Kernspaltungsbombe folgte. Auch die in den USA nach dem Kriege unter großem materiellem Aufwand fortgesetzten Arbeiten dienten weiterhin in erster Linie der Herstellung von Atomwaffen. Seitdem hat sich auch in anderen Ländern, besonders aber in der UdSSR, eine stürmische Entwicklung vollzogen, die zu den kühnsten Erwartungen berechtigt, um so mehr, als dort im Juni 1954 das erste, ausschließlich der technischen Energiegewinnung dienende Atomkraftwerk seinen Betrieb aufnahm.

17.2. Wirkungsweise eines Reaktors

Viele der zur Zeit in Betrieb befindlichen Reaktoren arbeiten mit natürlichem Uran oder mit Uran, das mit U 235 künstlich angereichert ist, und Graphit oder Wasser als Moderator. Wir wissen noch, daß dieser dazu dient, die im Uran frei werdenden Neutronen auf

niedrige Geschwindigkeit abzubremsen, ehe sie von der Überzahl der U 238-Kerne eingefangen werden. Die überwiegende Zahl der heute in Betrieb befindlichen Reaktoren wird mit gewöhnlichem Wasser moderiert (Bild 187). Dieses erfüllt dann zugleich die Aufgabe, die bei der Kernspaltung entstehende Wärme abzuführen. Das Uran befindet sich zumeist in Form von UO_2 in langen stabförmigen Hülsen. Diese sind ihrerseits zu sogenannten **Brennelementen** gebündelt. Die aus dem Uran austretenden Neutronen gelangen so unter Ausnutzung ihrer freien Weglänge (vgl. 16.6.2.) schnell in den Moderator, ehe sie mit ihrer ursprünglichen Geschwindigkeit von anderen U-Kernen eingefangen werden.

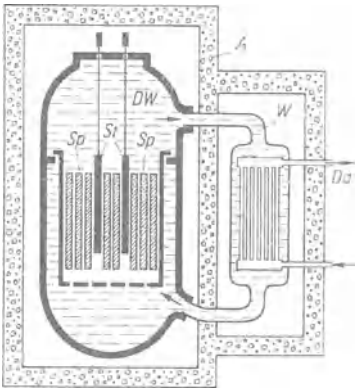


Bild 187. Schema eines Kernreaktors
Sp Stäbe mit Spaltstoff, St Steuerstäbe, DW unter Druck stehendes Wasser, W Wärmetauscher, Da Dampf zur Turbine, A Abschirmung

Hier werden sie auf thermische Geschwindigkeit abgebremst, um dann mit U 235-Kernen zu reagieren. Dieser Innenteil des Reaktors ist von einem dicken Graphitmantel umgeben, der als **Reflektor** wirkt. Er wirft einen Teil der durch die Oberfläche entweichenden Neutronen ins Innere zurück, wodurch die kritische Menge kleiner gehalten werden kann.
Eine Anzahl stark Neutronen absorbierender Stäbe aus Borstahl, Borkarbid oder Kadmium kann ins Innere eingesenkt werden. Ionisationskammern messen laufend die Dichte des Neutronenflusses und steuern zugleich einen Mechanismus, der die Absorberstäbe so bewegt, daß eine automatische Regelung erreicht wird. Im laufenden Betrieb ist sie allerdings kaum erforderlich, da sich der Reaktor aus den in 16.8. genannten Gründen selbst reguliert. Zusätzliche Sicherheitsstäbe fallen bei auftretenden Zwischenfällen von selbst ins Innere und löschen die Reaktion sofort.
Die Ingangsetzung ist sehr einfach. Die Kadmiumschieber werden so weit herausgezogen, bis der Vermehrungsfaktor k ganz knapp über 1 steigt. Sobald die gewünschte Arbeitstemperatur erreicht ist, wird k wieder gesenkt und von da ab genau auf dem Wert 1 gehalten, wonach die Wärmeabgabe konstant bleibt. Das Anlaufen geschieht ganz von selbst (s. Spontanspaltung S. 144). Besondere Neutronenquellen werden nur noch für Kontrollzwecke eingebaut.
Das Innere des Reaktors enthält noch weitere Kanäle, die zur Aufnahme der Meßsonden und zum Einschieben von Materialien dienen, die zu Forschungszwecken der starken Neutronenbestrahlung ausgesetzt werden sollen. Der Reaktor ist von einer mehrere Meter dicken Betonmauer umgeben, damit die dort arbeitenden Menschen vor den gefährlichen γ- und Neutronenstrahlen geschützt werden (Bild 188). Nach einiger Zeit muß das Uran ausge-

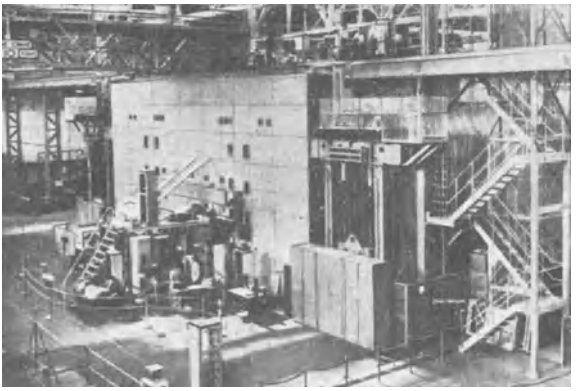


Bild 188
Äußere Ansicht eines Forschungsreaktors

wechselt werden, da die entstehenden Spaltprodukte heftig Neutronen absorbieren und die Reaktion zum Erliegen bringen würden.
Das Pu kann man für anderweitige Zwecke verwenden oder auch zur Herstellung neuer Brennelemente benutzen, weil es ebenso wie U 235 leicht spaltbar ist. Da es wegen seiner anderen Ordnungszahl sich chemisch vom Uran unterscheidet, läßt es sich im Gegensatz zum U 235 verhältnismäßig leicht abtrennen.

17.3. Besondere Reaktortypen

Heute steht eine ganze Reihe von Reaktortypen untereinander im Wettbewerb. Viele müssen noch als Studienobjekte angesehen werden, und erst die fernere Zukunft wird erweisen, welche Bauart die betriebssicherste und ökonomischste sein wird.

Tabelle 12: **Arten der Reaktoren**

Betriebsstoff	Aufbau		Art der Neutronen	Moderator	Wärmeabführung	Zweck
Natururan	Heterogen (Moderator und Spaltstoff getrennt)		Langsame Neutronen	Graphit	Gewöhnliches Wasser H_2O	Forschung, Materialprüfung
Mit U 235, Pu oder U 233 angereichertes Uran				Gewöhnliches Wasser H_2O	Schweres Wasser D_2O	Herstellung von Radionukliden
Reines U 235, Pu oder U 233	Homogen (beides vermischt)		Mittelschnelle Neutronen		Flüssiges Na, Na-K-Gemisch	Energiegewinnung
Uransalze, U- und Pu-Legierungen				Schweres Wasser D_2O	Quecksilber	
UO_2, PuO_2, UO_2-PuO_2	Spaltstoff in Lösung	Spaltstoff in Suspension	Schnelle Neutronen	Beryllium	Gase Flüssiges Wismut	Ausbrüten von Spaltstoffen

17.3.1. Forschungsreaktoren

Ein heute weitverbreiteter Typ, der sich besonders gut für Forschungszwecke eignet, ist der **Wasser-Wasser-Reaktor**. Im Grundprinzip ist dies ein heterogener Reaktor, bei dem ein gitterartig aufgebautes Paket aus Uranstäben in einem Behälter mit gewöhnlichem Wasser hängt. Das Wasser dient dabei gleichzeitig als Moderator, Kühlmittel und Strahlenschutz. In dieser Weise ist u. a. auch der am 16. 12. 1957 im Zentralinstitut für Kernforschung in Dresden-Rossendorf in Betrieb genommene Forschungsreaktor aufgebaut (Bild 189). Das

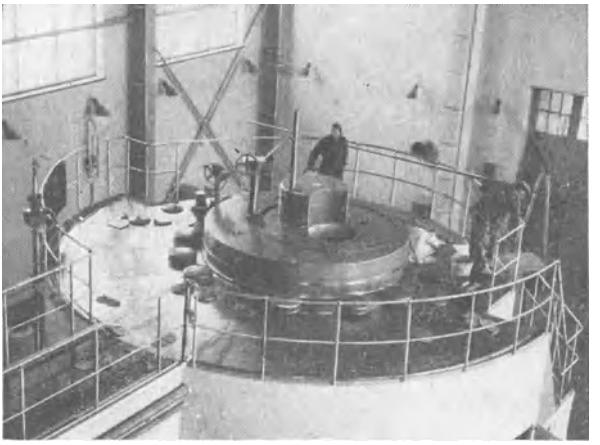


Bild 189
Der erste Kernreaktor der DDR, der in Rossendorf bei Dresden am 16. 12. 1957 in Betrieb genommen wurde

Herz der Anlage besteht aus 26 Körben, in denen sich je 16 Uranstäbe von 1 cm Durchmesser und 50 cm Länge befinden. Das Uran ist mit 10% U 235 angereichert. Wegen dieser starken Anreicherung sind auch die im U 238 auftretenden und zur Pu-Bildung führenden Neutronenverluste wesentlich kleiner als bei Verwendung natürlichen Urans; denn der Hauptzweck dieses Reaktors soll sein, einen möglichst großen Neutronenfluß nach außen hin abzugeben. Er beträgt im Mittel 10^{13} Neutronen/cm² s.
Die Körbe mit den Uranstäben hängen in einem mehrere Meter tiefen, mit Wasser gefüllten Schacht. Das durch Pumpen bewegte Wasser zirkuliert in einem geschlossenen Kreislauf und gibt seine Wärme über Wärmeaustauscher an einen zweiten Kühlkreislauf ab. Die Wärmeleistung beträgt 2000 kW. Sie wird durch eine Anzahl von automatisch gesteuerten Regel- und Sicherungsstäben konstant gehalten, die sich in Aussparungen zwischen den Uranstäben auf und ab bewegen lassen. Die nach außen dringende starke Strahlung wird durch eine Wasserschicht, Eisenringe und eine mehrere Meter dicke Wand aus Spezialbeton abgeschirmt. Eine Reihe von Kanälen führt durch die Schutzwände nach innen. Sie gestatten es, die verschiedensten Versuchsobjekte der Strahlung auszusetzen, radioaktive Nuklide herzustellen und Messungen an den austretenden Neutronenströmen vorzunehmen.

Der tägliche Verbrauch an U 235 errechnet sich folgendermaßen: Die je Tag frei werdende Energiemenge ist $2 \cdot 10^6$ W $\cdot$ 86400 s $= 1{,}728 \cdot 10^{11}$ Ws oder nach Tabelle 2, S. 32: $1{,}728 \cdot 10^{11} \cdot 6{,}24 \times \times 10^{12}$ MeV $= 1{,}078 \cdot 10^{24}$ MeV. Nach S. 148 liefert 1 g U 235 die Energie $5{,}1 \cdot 10^{23}$ MeV. Demnach werden je Tag $\frac{1{,}078 \cdot 10^{24}}{5{,}1 \cdot 10^{23}}$ g $= 2$ g U 235 verbraucht.

17.3.2. Leistungsreaktoren

Von allen Möglichkeiten einer friedlichen Nutzung der Kernspaltung steht die Energiegewinnung an beherrschender Stelle. Das ist schon deswegen verständlich, weil dem in allen Teilen der Welt von Jahr zu Jahr ansteigenden Energiebedarf eine immer bedrohlichere Abnahme der Energiereserven gegenübersteht. Dazu kommen aber weitere technische und ökonomische Vorteile gegenüber den konventionellen Energiequellen, so daß die Gewinnung von Kernspaltungsenergie eine immer größere Bedeutung erlangen wird.
Die thermische (Wärme-) Leistung eines Reaktors wird in erster Linie davon bestimmt, wieviel Spaltakte z im U 235 je Sekunde stattfinden. Das hängt zunächst vom Wirkungsquerschnitt σ_f und der Anzahl der Kerne ab, die sich im spaltbaren Material befinden. Hat dieses die Masse m, so enthält es nach Gleichung (2) $N_V = \frac{mN_A}{m_{mol}}$ Kerne, deren gesamter Wirkungsquerschnitt $\frac{\sigma_f m N_A}{m_{mol}}$ beträgt. Dieser ist dem **Neutronenfluß** Φ_n ausgesetzt, d.i. der auf die Flächen- und Zeiteinheit entfallende Strom von Neutronen. Damit finden in der Zeiteinheit

$$z_m = \frac{m\Phi_n\sigma_f N_A}{m_{mol}}$$

Spaltakte statt. Da jeder Spaltakt die Energie 190 MeV $= 304 \cdot 10^{-19}$ MWs liefert, ist die Leistung

$$P = \frac{m\,\Phi_m\sigma_f N_A \cdot 304 \cdot 10^{-19}\ \text{MWs}}{m_{mol}}.$$

Mit $\sigma_f = 590 \cdot 10^{-24}\ \text{cm}^2$ und $\frac{N_A}{m_{mol}} = \frac{6 \cdot 10^{26}}{235\ \text{kg}}$ erhält man schließlich:

(67) $$\boxed{P = m\,\Phi_n\,4{,}6 \cdot 10^{-14}}$$ **thermische Leistung eines Reaktors**

(P in MW, Φ_n in $^1/\text{cm}^2\,\text{s}$, m in kg U 235)

Beispiele: 1. Ein kleiner Kraftwerksreaktor weist im Betrieb einen mittleren Neutronenfluß von $\Phi_n = 5 \cdot 10^{13}\ ^1/\text{cm}^2\,\text{s}$ auf und enthält die kritische Menge von 264 kg Uranmetall, das mit 5% U 235 angereichert ist. Demnach ist $m = 13{,}2$ kg und

$$P = 5 \cdot 10^{13} \cdot 13{,}2 \cdot 4{,}6 \cdot 10^{-14}\ \text{MW} = \mathbf{30\ MW}.$$

2. Der Forschungsreaktor der DDR in Dresden-Rossendorf enthält die kritische Menge 3,5 kg U 235 und hat die Wärmeleistung 2 MW. Das ergibt nach (67) einen mittleren Neutronenfluß von

$$\Phi_n = \frac{2}{3{,}5 \cdot 4{,}6 \cdot 10^{-14}} \frac{1}{\text{cm}^2\,\text{s}} = \mathbf{1{,}2 \cdot 10^{13}\ ^1/\text{cm}^2\,\text{s}}$$

17.3.3. Kenndaten von Leistungsreaktoren

Zusammen mit den Kennzahlen des erzeugten Dampfes und dem Wirkungsgrad der Turbinen und Generatoren folgt aus der Wärmeleistung die abgegebene **elektrische Leistung** in MW_{el}. Bezieht man die thermische Leistung dagegen auf die Menge des eingesetzten Urans, so erhält man die **spezifische Leistung**, ausgedrückt in MW/t. Je größer diese ist, desto

schneller und intensiver wird das Uran ausgenutzt. Hieraus folgt wiederum die spezifische Oberflächenbelastung der Brennstoffelemente in J/m^2h.
Besonders wichtig ist es, wie weit der eingesetzte Kernbrennstoff ausgenutzt werden kann. Das wird durch die **Ausbrandtiefe** oder den **Abbrand** gekennzeichnet. Er wird angegeben durch die in kg ausgedrückte Masse des gespalteten Materials, bezogen auf 1 Tonne des eingesetzten Materials. Da die Masse des gespalteten Materials nahezu gleich derjenigen der Spaltprodukte (sog. Schlacke) ist, spricht man auch von soundso viel Kilogramm Schlacke je Tonne. Häufig wird der Abbrand auch in MWd/t angegeben. Das ist zahlenmäßig etwa das Tausendfache wie die Angabe in kg/t, wobei die Bezeichnung MWd die an einem Tag freigesetzte Wärmeenergie bedeutet.

Umrechnung: Nach S. 148 liefert 1 kg U 235 die Energie $5{,}1 \cdot 10^{26}$ MeV bzw. nach S. 32 die Energie $5{,}1 \cdot 10^{26} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ MWs $= 8{,}16 \cdot 10^{7}$ MWs. Da 1 d = 86400 s ist, entspricht dies $\frac{8{,}16 \cdot 10^{7}}{8{,}64 \cdot 10^{4}}$ MWd $\approx$ 1000 MWd.

Bild 190 zeigt, in welchem Maße bei einem mit natürlichem Uran beschickten Reaktor die anfänglich 7,1 kg/t betragende Konzentration an spaltbarem U 235 mit zu-

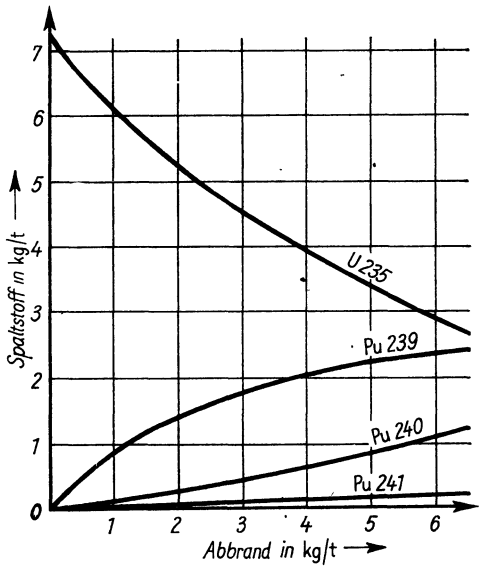


Bild 190
Die Konzentration der Spaltstoffe U 235 und Pu 239 in Abhängigkeit vom Abbrand in einem thermischen Reaktor mit Natururan

nehmendem Abbrand abnimmt. Gleichzeitig nimmt die Konzentration des neu gebildeten Pu 239 zu. Es beteiligt sich ebenfalls am Spaltprozeß. Wie weit der Abbrand getrieben werden kann, hängt von dem anfänglich vorhandenen Wert des Vermehrungsfaktors k (S. 154) ab. Sinkt dieser nach völliger Entfernung der Regelstäbe auf den Wert $k < 1$, so kommt der Reaktor zum Stillstand, und die Brennstoffelemente müssen gegen neue ausgetauscht werden.

17.4. Kernkraftwerke

Da die Kernspaltungsenergie praktisch vollständig in Form von Wärme frei wird, ist ihre Umwandlung in Elektroenergie verhältnismäßig einfach. Die Wärme läßt sich leicht zur Erzeugung von hochgespanntem Wasserdampf ausnutzen, der dann zum Antrieb von Turbinen und elektrischen Generatoren dient. Die hierzu benötigten Anlagen brauchen nicht neu entwickelt zu werden und entsprechen vollkommen denen eines konventionellen Dampfkraftwerkes.

Das Kernkraftwerk ist eine Dampfkraftanlage, die die erforderliche Wärme einem Kernreaktor entnimmt.

Seit der Inbetriebnahme des ersten sowjetischen Kernkraftwerkes in Obninsk am 27. 6. 1954 haben Kernkraftwerke der verschiedensten Typen ihre Bewährungsprobe schon lange hinter sich und beginnen bereits, eine immer größere Rolle in der Energiewirtschaft der modernen Industriestaaten zu spielen. Einige willkürlich herausgegriffene Beispiele sollen einen Begriff der für Kernkraftwerke mittlerer Größe typischen Abmessungen geben.
Das erste Kernkraftwerk der DDR, am 9. 5. 1966 in **Rheinsberg** in Betrieb genommen (Bild 191), hat die thermische Leistung 265 MW und liefert 70 MW_{el}. Sein zylindrischer

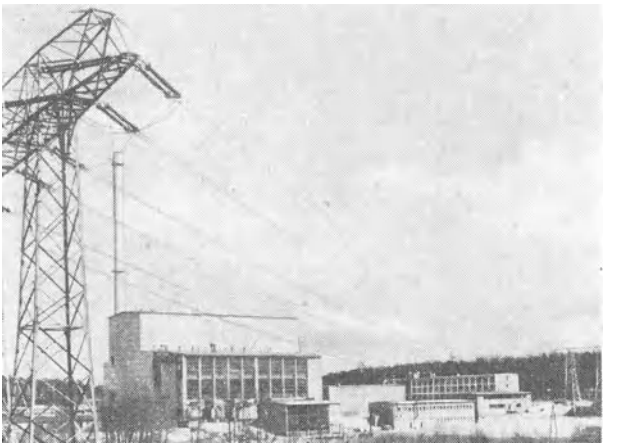


Bild 191. Kernkraftwerk Rheinsberg

Reaktor ist 18,7 m hoch und hat den Durchmesser 2,85 m (Bild 192). In der aktiven Zone befinden sich 18 t UO_2, das zu 1···2% mit U 235 angereichert ist. Moderierung und Wärmeabfuhr erfolgen mit gewöhnlichem Wasser, das den Reaktor mit der Temperatur 265 °C verläßt, ohne jedoch dabei zu sieden, da es unter einem Druck von 100 at steht (daher auch die Bezeichnung **Druckwasserreaktor**). Das Wasser übergibt seine Wärme erst in einem zweiten Kreislauf an die eigentliche Dampfkraftanlage, wo Druck und Temperatur nur noch 32 at bzw. 236 °C betragen. Der Kernbrennstoff befindet sich in 132 Kassetten, die je 90 Brennelemente enthalten, die von einer Zirkon-Legierung umhüllt sind. Der Abbrand der ersten Beschickung beträgt 10000 MWd/t, entsprechend einer Verschlackung (S. 168) von etwa 10 kg/t, also 1% des eingesetzten Materials. Aus dem mittleren Neutronenfluß von $3 \cdot 10^{13}$ $1/cm^2$ s und den übrigen hier genannten Daten läßt sich an Hand von Gl. (67) die thermische Leistung nochmals abschätzen.

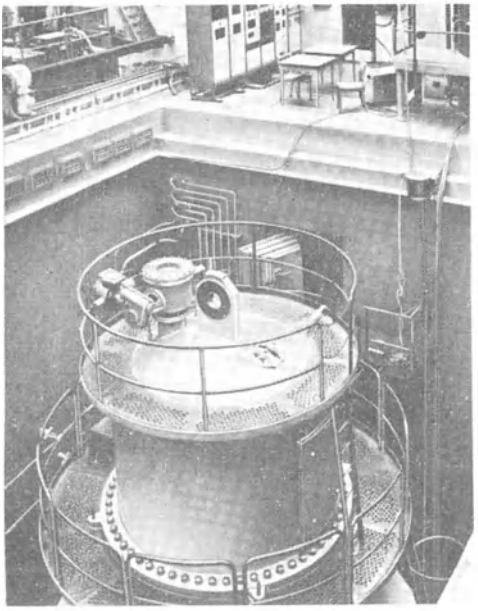


Bild 192
Blick auf den Reaktor im Kernkraftwerk Rheinsberg

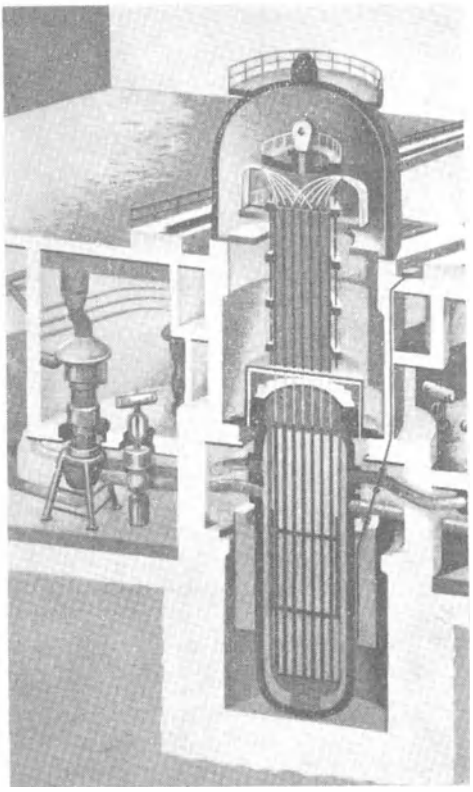


Bild 193
Modellquerschnitt durch den Reaktor des Kernkraftwerkes Nord (DDR)

Nach dem gleichen Prinzip des Druckwasserreaktors arbeitet seit dem 3. 12. 1973 das weit größere **Kernkraftwerk Nord** in Lubmin (DDR) mit der Leistung 440 MW_{el} (Bild 193). Der Ausbau auf 880 MW_{el} ist geplant. Weitere Großkraftwerke vom gleichen Typ sind auch bei **Nowo-Woronesh** (UdSSR) und in anderen sozialistischen Ländern in Betrieb.
In der BRD ist besonders der Typ des **Siedewasserreaktors** entwickelt worden. Hier findet die Dampfentwicklung unmittelbar im oberen Teil des Reaktorkessels statt. Der Dampf strömt dann im Direktkreislauf in die Turbine. Da er im Reaktor radioaktiv wird (Bildung von $^{16}_{7}N^{*}$ aus $^{16}_{8}O$), muß die Dampfleitung bis zum Niederdruckteil der Turbine gut abgeschirmt

sein. Ein Kraftwerk dieser Bauart ist das von **Würgassen a. d. Weser** mit einer Leistung von 670 MW_{el}. Es ist mit 86 t zu 2,6% angereichertem UO_2 beschickt, das sich auf 444 stabförmige Brennelemente verteilt. Dampftemperatur und -druck betragen 265 °C bzw. 71 at.
Ganz anders sind dagegen die graphitmoderierten Kraftwerke in Großbritannien konstruiert. Im Werk **Calder Hall** ist z. B. jeder der beiden Reaktoren aus 88000 Graphitziegeln, d. s. 1146 t, aufgebaut. Als Kernbrennstoff dienen 130 t natürlichen, nicht angereicherten Urans. Das zur Wärmeübertragung dienende CO_2-Gas strömt unter 7 at Druck und 336 °C oberer Temperatur in besonderen Kanälen und heizt die separat liegenden Dampferzeuger, die Dampf von 313 °C und 14,8 at liefern. Je 2 Reaktoren ergeben die Leistung 92 MW_{el}.
Da mit Natururan gearbeitet wird, liegt der erzielbare Abbrand bei nur etwa 3600 MWd/t. Auch die später gebauten Kernkraftwerke Englands sind nach dem gleichen Prinzip konstruiert.

17.5. Brutreaktoren

Wenn auch die technischen Fragen der Energiegewinnung durch Kernspaltung gelöst sind, darf dabei die wirtschaftliche Seite nicht übersehen werden. Man muß sich vor Augen halten, daß die Energie zunächst ausschließlich aus dem U 235 stammt. Mit den bisher beschriebenen Verfahren können also höchstens 0,7% des mühsam gewonnenen Urans verwertet

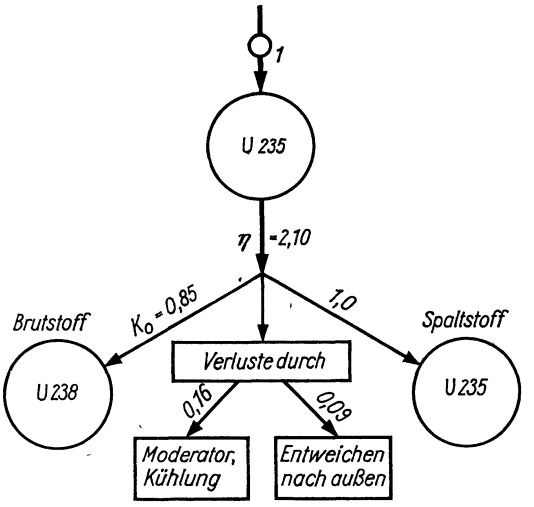


Bild 194. Neutronenbilanz bei der Spaltung von U 235 mit thermischen Neutronen in einem Natururan-Graphit-Reaktor

werden. Eine gewisse Verbesserung des Wirkungsgrades tritt bei Verwendung gewöhnlichen Urans dadurch ein, daß sich in diesem laufend etwas Plutonium bildet, das an der Reaktion mit teilnimmt. Die Ausbeute an Plutonium, d. i. die Anzahl der gebildeten Pu-Atome je verbrauchtes Atom U 235, wird als **Konversionsfaktor K_0** bezeichnet. Einen Überblick darüber gewährt die Neutronenbilanz eines thermischen Natururan-Graphit-Reaktors (Bild 194) mit der effektiven Spaltneutronenzahl $\eta = 2{,}1$ (S. 153). Hiervon wird 1 Neutron zur Fortsetzung der Kettenreaktion benötigt, während 0,85 vom U 238 eingefangen, d. h. in Pu verwandelt wird. Somit ist $K_0 = 0{,}85$. Zusammengefaßt ergibt sich daher:

$$K_0 = \eta - 1 - \text{Verluste}.$$

Für die Wirtschaftlichkeit der Energiegewinnung ist es daher entscheidend, inwieweit es gelingt, ebensoviel Pu zu erzeugen, wie im gleichen Zeitraum Spaltstoff verbraucht wird. Der in Zukunft steil ansteigende Energiebedarf fordert sogar, darüber hinaus noch so viel Spaltstoff zusätzlich zu gewinnen, wie zum Aufbau neuer Kraftwerke benötigt wird. Das bedeutet eine Erhöhung des Konversionsfaktors auf $K_0 > 1$, und man spricht dann vom **Brutfaktor** oder der **Brutrate**:

Ein Brutreaktor hat zum Ziel, mehr neuen Spaltstoff zu erzeugen, als zu seinem laufenden Betrieb verbraucht wird.

Im Zusammenhang damit versteht man unter der

$$\textbf{Brutrate (BR)} = \frac{\textbf{Anzahl der gewonnenen spaltbaren Kerne}}{\textbf{Anzahl der verbrauchten Kerne}}.$$

Den erzielten Überschuß an Spaltmaterial bezeichnet man als

$$\textbf{Brutgewinn} = \textbf{BR} - \textbf{1}.$$

Das Ziel des Brutreaktors (BR > 1) ist mit thermischen Neutronen nicht zu erreichen, wohl aber mit schnellen, d. h. ungebremsten Neutronen, da dann die Zahl der effektiven Spaltneutronen bei U 235 auf $\eta = 2{,}23$ bzw. bei Pu 239 auf $\eta = 2{,}70$ ansteigt. Um die nach außen entweichenden Neutronen auszunutzen, umgibt man die aktive Zone in Form eines dicken Mantels aus Brutstoff (U 238) (Bild 195). Das gebildete P 239 läßt sich verhältnis-

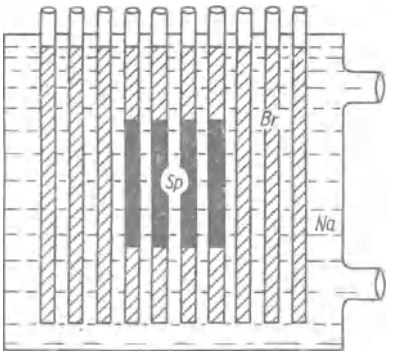


Bild 195. Schema eines Brutreaktors. Sp Spaltzone (hochangereichertes U oder Pu), Br Brutzone (Uran 238), Na flüssiges Natrium zur Kühlung

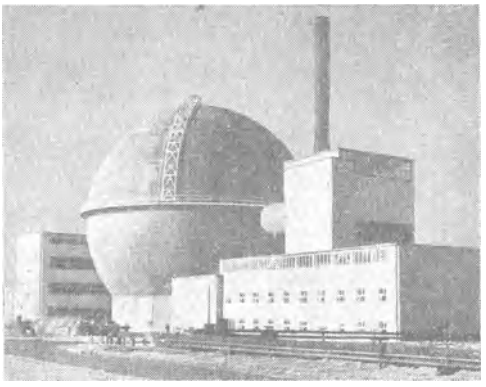


Bild 196. Brutreaktor von Dounreay

mäßig leicht chemisch abtrennen und zur Herstellung neuer Brennstoffelemente verwenden, ohne daß man dabei immer wieder auf das kostspielige U 235 zurückzugreifen braucht. Die erzielbaren Brutraten liegen bei 1,4···1,7, was Brutgewinne von 0,4···0,7 ermöglicht. Entsprechende Anlagen laufen mit Erfolg schon seit längeren Jahren, wie z. B. der Brutreaktor BN 350 in **Schewtschenkow** am Kaspischen Meer (UdSSR). Er ist mit 7 t hochangereichertem

(17 ··· 26%) Uran in Form von UO_2 beschickt, das sich in 211 langen Stahlhülsen befindet. Der Brutstoff besteht aus 40 t natürlichem Uran, gleichfalls als UO_2 in Stahlhülsen, die die Spaltzone von allen Seiten umgeben. Die entstehende Wärmeleistung von 1000 MW wird durch flüssiges Natrium von 500 °C maximaler Temperatur in einem ersten Kreislauf aufgefangen und an einen zweiten, nicht radioaktiven Natriumkreislauf abgegeben. Dieser heizt wiederum einen Dampferzeuger und liefert Dampf von 405 °C und 50 at. Der Brutfaktor beträgt 1,5. Die nutzbare Leistung dient zur Entsalzung von täglich 120000 m^3 Meerwasser und zur Gewinnung von 150 MW_{el} Elektroenergie.

Auch in anderen Ländern wird am Problem des Brutreaktors gearbeitet. Ein Studienobjekt für spätere Großkraftwerke ist der schnelle Brutreaktor in **Dounreay** (Nordschottland) (Bild 196). Er hat eine Wärmeleistung von 60 MW und gibt 10 MW Elektroenergie ans Netz ab. Seine Brennstoffelemente bestehen aus einer Legierung von Uranmetall mit 20% Molybdän. Die Brutrate beträgt 1,7.

Eine neuartige vielversprechende Konzeption stellt der **Kugelhaufenreaktor** (Jülich, BRD) dar. Anstelle stabförmiger Brennelemente sind hier etwa 100000 Graphitkugeln in der Größe von Tennisbällen mit Spalt- bzw. Brutstoff gefüllt. In der aktiven Zone glühen sie bei der Temperatur von etwa 1000 °C und werden durch zirkulierendes Heliumgas gekühlt, das einen Dampferzeuger beheizt. Die Kugeln wandern in einem langsamen Kreislauf durch den Reaktor, wobei die defekten und ausgebrannten Kugeln automatisch ausgesondert werden.

Mit Hilfe des Brutverfahrens läßt sich auch das Element $^{232}_{90}Th$ (Thorium) verwerten. Es ist ein silberglänzendes Schwermetall, dessen Verbindungen u. a. zur Herstellung von Gasglühstrümpfen dienen. Es kommt in großen Mengen im Monazitsand Brasiliens, Vorder-Indiens, Ceylons und Indonesiens vor. Seine Nutzbarmachung ist deswegen so wichtig, weil die Uranvorräte immerhin nicht unbegrenzt sind. Die Weltreserven des Thoriums werden auf 200000 t geschätzt, sie können die Weltsteinkohlenförderung für 500 Jahre ersetzen.

Das Thorium selbst ist nicht spaltbar und enthält auch kein spaltbares Isotop wie das Uran. Aber es hat die gleiche Eigenschaft wie U 238, Neutronen einzufangen und sich dadurch in ein spaltbares Isotop $^{233}_{92}U$ zu verwandeln (Bild 197). Der Prozeß verläuft nach der Gleichung

$$^{232}_{90}Th\,(n, \gamma)\,^{233}_{90}Th^{*} + {}_{-1}e \rightarrow {}^{233}_{91}Pa^{*} + {}_{-1}e \rightarrow {}^{233}_{92}U^{*}.$$

Aus Thorium läßt sich leicht spaltbares U 233 gewinnen.

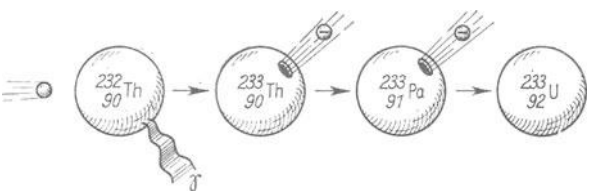


Bild 197. Umwandlung des Thoriums im Brutreaktor

Das Uran 233 hat die sehr lange Halbwertszeit von 162000 Jahren und kann genau wie U 235 und Pu 239 als Betriebsstoff für Kernreaktoren dienen.

17.6. Die Gesamtentwicklung

Je nach den erarbeiteten Erfahrungen und gegebenen Bedingungen haben sich im Laufe der Jahre in den einzelnen großen Industrienationen unterschiedliche Typen von Reaktoren bis zu einer gewissen Reife entwickelt. Denn die ökonomischen und technischen Voraussetzungen liegen in jedem Lande anders. Zudem sind die Reserven an Kohle, Erdöl und Wasserkraft vielerorts noch recht bedeutend, und es ist ausreichend Zeit vorhanden, die Wirtschaftlichkeit der Kernkraftwerke weiter zu verbessern. Überall aber liegen die Erzeugungskosten je Kilowattstunde bereits niedriger als bei konventionellen Kraftwerken.

In England, dem weitaus größten Kernenergieproduzenten der Welt, und Frankreich dominiert der gasgekühlte graphitmoderierte Reaktor. In der Sowjetunion und in den USA haben sich besonders der Druckwasser- und Siedewasser-Reaktor durchgesetzt und in Kanada der Schwerwasserreaktor.

Die schlechte Ausnutzung des Kernbrennstoffes und die nicht unerschöpflichen Uranvorräte zwingen jedoch dazu, allgemein den soeben besprochenen Typ des schnellen Brutreaktors zu entwickeln. Vor allem in der Sowjetunion liegen bereits genügend günstige Erfahrungen vor. Dann werden die vorhandenen Uranvorräte den Energiebedarf der gesamten Welt noch für Jahrhunderte sicherstellen.

Gesamtzahl aller Kernkraftwerke in der Welt

	Anzahl	Elektrische Leistung
Bis 1971 in Betrieb genommen	112	26 000 MW
Bis 1972 in Betrieb genommen	152	50 000 MW
Bis 1973 in Betrieb genommen	182	75 000 MW
Bis 1975 in Betrieb genommen	245	125 000 MW
Prognose für 1978	329	190 000 MW

Die Nutzbarmachung der Kernenergie geschieht auf dem Umweg über die bei der Kernspaltung entstehende Wärme. Der Wirkungsgrad ließe sich jedoch verbessern, wenn man diesen Umweg (Wärmeaustauscher, Dampferzeuger, Dampfturbine, Generator) vermeiden könnte. Es sind daher schon viele Gedanken entworfen worden, die Kernenergie auf direktem Wege in elektrische Energie umzuwandeln oder auf direktem Wege zum Antrieb von Verkehrsmitteln und Raketen zu verwenden. Bis auf stromliefernde Batterien von sehr geringer Leistung zur internen Energieversorgung von Raumfahrzeugen, unzugänglichen Wetterstationen, Bojen usw. haben sie aber noch keine praktische Allgemeinbedeutung erlangt.

18. Radioaktive Nuklide und ihre Anwendungen

18.1. Die Gewinnung von Radionukliden

Auf künstlichem Weg hergestellte Nuklide sind zwar schon seit der Entdeckung der künstlichen Radioaktivität im Jahre 1934 bekannt. Die natürlichen Strahlungsquellen, die damals zur Verfügung standen, waren aber so schwach, daß die erhaltenen Stoffe weder chemisch noch in wägbaren Mengen nachgewiesen werden konnten. Erst die im Kernreaktor und den

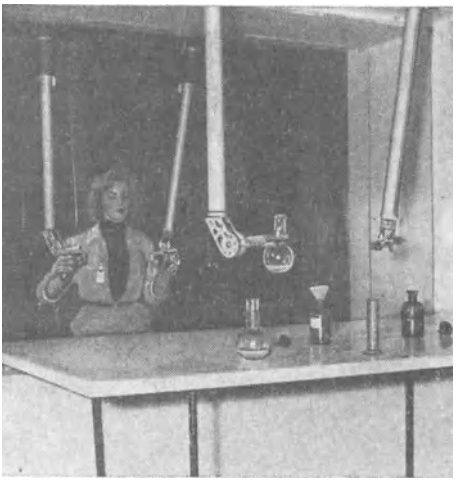


Bild 198. Mechanische Hände

großen Teilchenbeschleunigern erzielbaren gewaltigen Neutronen- und andere Teilchenströme erlauben es, radioaktive Nuklide in solchen Mengen zu gewinnen, daß sie der praktischen Verwendung dienen können.
Zur Gewinnung von Radionukliden sind verschiedene Wege gangbar. Zunächst kann man sie aus verbrauchten Brennstoffelementen zugleich mit der Aufbereitung des noch darin enthaltenen Urans chemisch abtrennen. Im Energiereaktor entstehen sie gleichsam als Abfallprodukte von beträchtlichem Wert, was die Rentabilität solcher Anlagen sehr erhöht. Man kann auch andere Stoffe ins Innere des Reaktors bringen und der Strahlung so lange aussetzen, bis sich eine genügend große Menge des gewünschten strahlenden Nuklids gebildet hat.
Alle damit zusammenhängenden Arbeiten müssen wegen der starken Strahlung mit größter Vorsicht durchgeführt werden. Unter anderem bedient man sich dabei sogenannter „mechanischer Hände", das sind mechanische Greiforgane, die jede Fingerbewegung der bedienenden Person genau nachahmen (Bild 198).

Radionuklide sind radioaktive Isotope natürlicher oder künstlicher Kernarten, die durch Bestrahlung mit Neutronen oder Abtrennung von Spaltprodukten des Kernreaktors gewonnen werden können.

Die Radionuklide sind größtenteils β^-- oder β^+-Strahler, d. h., sie zerfallen unter Aussendung von Elektronen oder Positronen. Man ist heute in der Lage, von jedem chemischen Element Radioisotope herzustellen, etwa 1200 sind bis jetzt bekannt. Aus ihnen lassen sich alle nur möglichen chemischen Verbindungen herstellen, die denen ihrer stabilen Schwesterelemente völlig entsprechen. Alle Radionuklide hier aufzuzählen ist nicht möglich. In der Tafel 5 sind nur einige Beispiele aufgeführt.

Die in der Tafel angegebenen Energiewerte beziehen sich jeweils auf die häufigste Komponente der Strahlung.

Tafel 5: **Einige radioaktive Nuklide**

Nuklid	Halbwertszeit	Strahlung	Energie in MeV		Herstellungsweg des Nuklides
			β	γ	
$^{3}_{1}H$	12,3 Jahre	β^-	0,018	—	^{6}Li (n, α)
$^{14}_{6}C$	5760 Jahre	β^-	0,156	—	^{14}N (n, p)
$^{24}_{11}Na$	15 Stunden	β^-, γ	1,4	2,75	^{23}Na (n, γ)
$^{32}_{15}P$	14,3 Tage	β^-	1,7	—	^{32}S (n, p)
$^{35}_{16}S$	87 Tage	β^-	0,168	—	^{35}Cl (n, p)
$^{42}_{19}K$	12,5 Stunden	β^-, γ	3,5	1,5	^{41}K (n, γ)
$^{45}_{20}Ca$	163,5 Tage	β^-	0,26	—	^{44}Ca (n, γ)
$^{51}_{24}Cr$	27,8 Tage	γ	—	0,32	^{50}Cr (n, γ)
$^{59}_{26}Fe$	45,1 Tage	β^-, γ	0,46	1,3	^{58}Fe (n, γ)
$^{60}_{27}Co$	5,24 Jahre	β^-, γ	0,31	1,25	^{59}Co (n, γ)
$^{65}_{30}Zn$	244,3 Tage	β^+, γ	0,325	1,1	^{64}Zn (n, γ)
$^{110}_{47}Ag$	270 Tage	β^-, γ	0,087	1,4	^{109}Ag (n, γ)
$^{131}_{53}J$	8,14 Tage	β^-, γ	0,6	0,7	Uranspaltung
$^{137}_{55}Cs$	26,6 Jahre	β^-, γ	0,52	0,662	Uranspaltung
$^{134}_{55}Cs$	2,13 Jahre	β^-, γ	0,66	0,2 ··· 2,0	^{133}Cs (n, γ)
$^{170}_{69}Tm$	127 Tage	β^-, γ	0,97	0,084	^{169}Tm (n, γ)
$^{182}_{73}Ta$	111,2 Tage	β^-, γ	0,5	1,4	^{181}Ta (n, γ)
$^{185}_{74}W$	73,2 Tage	β^-	0,43	—	^{184}W (n, γ)
$^{192}_{77}Ir$	74,4 Tage	β^-, γ	(0,67)	0,14 ··· 1,16	^{191}Ir (n, γ)
$^{198}_{79}Au$	2,7 Tage	β^-, γ	0,97	0,4	^{197}Au (n, γ)
$^{204}_{81}Tl$	4 Jahre	β^-	0,77	—	^{203}Tl (n, γ)

18.2. Das Kobalt 60

Unter den vielen Radionukliden erregt das Kobalt 60 besondere Aufmerksamkeit (Bild 199, Zerfallsschema S. 130). Wie wir der letzten Tafel entnehmen, hat es eine Halbwertszeit von 5,24 Jahren und sendet γ-Strahlen von etwa 1,3 MeV aus. In bezug auf Haltbarkeit und

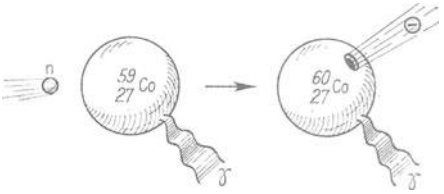


Bild 199. Entstehung des Kobalt 60

Strahlungsart ähnelt es sehr dem Radium, nur läßt es sich viel billiger und in beliebig großen Mengen aus gewöhnlichem Kobaltmetall herstellen. 1 Curie (S. 78) Co 60 kostet nur etwa 500 M gegenüber 100000 M für 1 Curie Ra. Es wird an dessen Stelle seit einiger Zeit mit großem Erfolg zur Krebsbekämpfung eingesetzt (Bild 200).

In der Landwirtschaft ergeben sich neue Ausblicke insofern, als man ganze Versuchsfelder mit Co 60, das hierzu kilogrammweise angewandt wird, bestrahlt.

Die γ-Strahlung ruft in den Chromosomen der Keimzellen dieser Pflanzen sprunghafte Änderungen der Erbanlagen, sogenannte **Mutationen**, hervor. Nach dieser Methode sind bereits viele neue Pflanzensorten mit wertvollen Eigenschaften gezüchtet worden. Auch die

Bestrahlung von Lebensmitteln hat interessante Wirkungen. Das Auskeimen von Kartoffeln und Zwiebeln läßt sich lange Zeit hinausschieben, und die meisten Lebensmittel werden so sterilisiert, daß sie sich bei Zimmertemperatur bedeutend länger als sonst aufbewahren lassen.

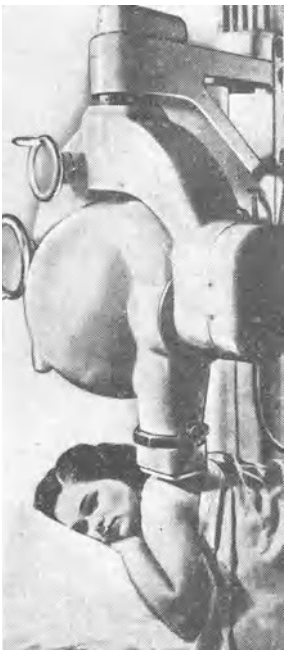


Bild 200. Sowjetische Kobaltkanone mit 400 Ci Co 60

18.3. Die Indikatormethode

Radionuklide verhalten sich chemisch und biologisch genauso wie die zugehörigen stabilen Elemente. Stellt man beispielsweise Kochsalz (NaCl) her, das eine kleine, unschädliche Spur von Radionatrium enthält, so unterscheidet sich dieses durch seine Strahlungsfähigkeit „markierte" Kochsalz in nichts von gewöhnlichem Salz. Das Radionatrium aber verrät sich überall durch seine γ-Strahlung und kann leicht mit dem Zählrohr nachgewiesen werden. Es wirkt als **Indikator** und zeigt genau an, wo sich das angewandte Salz gerade aufhält.

Radioaktive Indikatoren sind durch ihre Strahlen nachweisbare spurenweise Beimischungen von Radionukliden zu gewöhnlichen chemischen Verbindungen des gleichen Elementes.

Anwendungen in der Medizin. Injiziert man derartiges Kochsalz in die Armvene, so zeigt sich die Strahlung schon nach 75 Sekunden im Schweiß des anderen Armes und beweist die Geschwindigkeit der Stoffwechselvorgänge im Körper. Mit dem Zählrohr läßt sich genau verfolgen, an welchen Stellen des Körpers sich bestimmte, mit der Nahrung aufgenommene Stoffe zuerst ablagern. Man fand, daß Phosphor vorzugsweise in die Knochen wandert und der bereits dort vorhandene Phosphor laufend ausgeschieden wird. Auch an allen anderen Stellen des Körpers findet ein fortgesetzter Austausch der Atome statt, den man ohne derartige Indikatoren niemals hätte feststellen können.

Die bevorzugte Anreicherung mancher Radionuklide in besonderen Organen kann gleichzeitig zu einer an Ort und Stelle stattfindenden Strahlungsbehandlung dienen. Beispielsweise kann Schilddrüsenkrebs in gewissen Fällen mit γ-strahlendem Jod behandelt werden, das sich nach der Aufnahme des Medikamentes in der Schilddrüse ansammelt. Die Injektion von γ-strahlendem Hexafluoraluminat ermöglicht die sonst sehr schwierige Auffindung und Abgrenzung eines Gehirntumors. Dieses lagert sich bevorzugt im Tumor ab, dessen genaue Lage von außen mit dem Zählrohr festgestellt werden kann (Bild 201).

Anwendungen in der Biologie. Ein bisher ungelöstes Problem war die Photosynthese der Kohlehydrate in der Pflanze. Bekanntlich bilden sich aus CO_2, H_2O und Sonnenlicht durch Vermittlung des Chlorophylls pflanzliche Stärke und Sauerstoff. Mit Hilfe von Radioindikatoren konnte dieser verwickelte Vorgang weitgehend aufgeklärt werden, zugleich auch, daß der ausgeatmete Sauerstoff nicht vom CO_2, sondern vom Wasser herrührt. Andere Fragen tauchen im Zusammenhang mit der Bodenchemie und künstlichen Düngung auf. Bild 202 zeigt, wie der im Düngemittel enthaltene Schwefel sich in einer Bohnenpflanze verteilt hat. Zur Erkundung der Verbreitung von Pilzsporen gibt man der

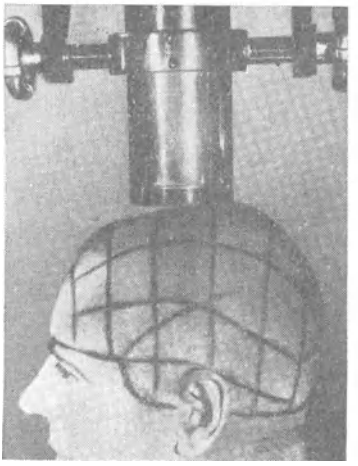


Bild 201. Aufsuchen eines Gehirntumors

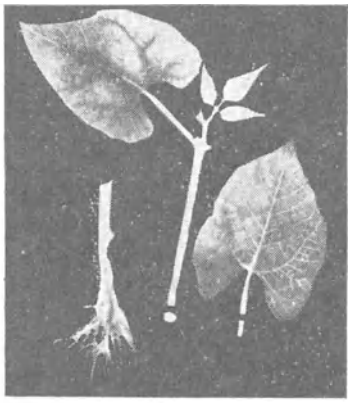


Bild 202. Autoradiogramm einer Bohnenpflanze

betreffenden Pilzkultur z. B. $MnCl_2$ bei und aktiviert das Mangan dann im Reaktor. Um dagegen die Verbreitung von Pollenkörnern zu erfassen, werden die Bäume direkt mit Radiophosphor 32 geimpft.

18.4. Anwendungen in der Technik

18.4.1. Die Gamma-Defektoskopie

Bisher bediente man sich zum **Durchleuchten** von Werkstücken, zum Aufsuchen von Materialfehlern wie Gußlunkern, zur Kontrolle von Schweißnähten u. dgl. überwiegend der Röntgenstrahlung oder des Ultraschalls. Kleine und handliche Röntgengeräte gestatten die Durchstrahlung von nur geringen Schichtdicken, z. B. bis 100 mm Stahl. Die in den letzten Jahren entwickelten Röntgenanlagen bis zu 500 kV, 1 und 2 MV sowie das Betatron sind zwar weit leistungsfähiger und werden in der Praxis bevorzugt, doch sind solche Apparate nicht überall vorhanden oder für schwer zugängliche Stellen nicht verwendbar.

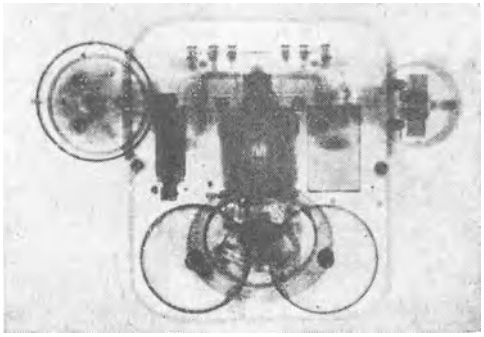


Bild 203. Radiographie eines Fernsprechapparates

In solchen Fällen bieten die Radionuklide eine willkommene Hilfe. Ihre außerordentlich kurzwellige und intensive γ-Strahlung wirkt im Prinzip ebenso wie härteste Röntgenstrahlung (Bild 203). Der Unterschied besteht nur darin, daß letztere ein kontinuierliches Spektrum darstellt, während γ-strahlende Präparate ganz bestimmte Wellenlängen, also ein Linienspektrum, aufweisen. Dafür fällt der ganze apparative Aufwand weg, die verwendeten Präparate sind klein und handlich. Die stärksten Präparate haben ein Volumen von 170 mm³, d. h. die Form eines Zylinders von 6 mm Höhe und 6 mm Durchmesser (Bild 204). Natürlich dürfen sie wegen ihrer gefährlichen Strahlung nur mit äußerster Vorsicht benutzt werden (Bild 205). Auf keinen Fall dürfen sie mit der Hand angefaßt werden.

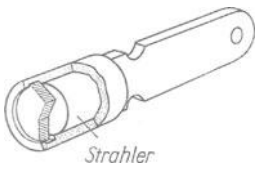


Bild 204. γ-Strahlungspräparat in Gebrauchsfassung

Im einfachsten Fall legt man die zu untersuchenden Werkstücke kreisförmig rings um das Präparat und dahinter die Kassetten mit Röntgenfilm (Bild 206). Nach dem „Belichten" sieht man die durchstrahlten Gegenstände wie im Röntgenbild. Es eignen sich für Metalldicken bis zu 6 mm Thulium 170, für solche von 6···50 mm Iridium 192 oder Cäsium 137 und für Eisendicken ab 50 mm Kobalt 60 (mit Film bis 150 mm und mit Zähler bis 500 mm.)

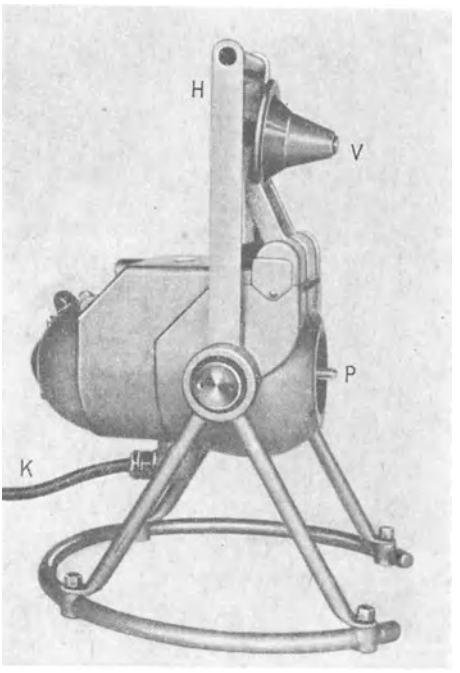


Bild 205. Mit Fernsteuerung bedientes Gerät zur Handhabung starker γ-Präparate
(P Strahlenquelle, V Verschlußkegel, H Haltegriff, K Kabel fur Fernsteuerung)

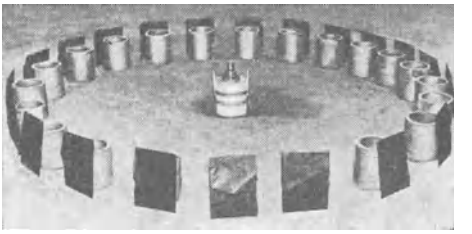


Bild 206. Serienuntersuchung von Stahlgußstücken

18.4.2. Die Autoradiographie

Enthält ein Gegenstand selbst radioaktive Stoffe, so kann man einen Film direkt anlegen und nach dessen Entwicklung sehen, von welchen Stellen die Strahlung ausging, und aus dem Schwärzungsgrad die Menge der strahlenden Substanz abschätzen.

So mischt man der Schmelze von Legierungen ein Radionuklid bei und erhält aus dem **Autoradiogramm** Anhaltspunkte für die Kristallstruktur der Legierung.
Anstatt der Probe einen Radioindikator beizugeben, kann man sie mit Neutronen bestrahlen, wodurch dann bestimmte Bestandteile der Probe aktiv werden und mittels Radiogramms erkannt werden können. Man bestrahlt z. B. eine Legierung aus Eisen und Bor mit Neutronen, worauf die Reaktion erfolgt

$$^{10}_{5}\mathrm{B} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{7}_{3}\mathrm{Li}^{*} + {}^{4}_{2}\alpha .$$

Jetzt drückt man an den Probeschliff einen Film an, belichtet und erhält auf diesem ein genaues Strukturbild. Vergleicht man dieses mit einer gewöhnlichen Mikroaufnahme von derselben Schliffstelle, so erkennt man, an welchen Stellen des Kristallgefüges sich das Bor abgelagert hat. Man findet, daß sich das Bor nicht in den Kristallen des Eisens auflöst. Auf dem Film selbst wirkt die Strahlung des Lithiums.

18.4.3. Die Aktivierungsanalyse

Das zuletzt geschilderte Verfahren bildet auch die Grundlage der Aktivierungsanalyse, deren Methoden es gestatten, geringste Beimengungen bestimmter Elemente anhand der nach ihrer Aktivierung ausgesandten Strahlungen zu identifizieren. Um auch die Menge des zu bestimmenden Nuklids zu ermitteln, wird zugleich mit der Originalprobe eine Standardprobe mit genau bekanntem Gehalt bestrahlt. Die beiden Aktivitäten werden verglichen und gestatten noch, ein Mengenverhältnis von $1:10^{8}$ festzustellen. Damit konnten z. B. Gallium und Palladium in Eisenmeteoriten aufgefunden werden.

18.4.4. Untersuchung von Verschleißvorgängen

Um den Verschleiß der Kolbenringe von Motoren zu messen, bestrahlt man diese vor dem Aufziehen mit Neutronen, wodurch sich ein wenig Radioeisen bildet, oder man setzt ihnen bei der Herstellung ein wenig Co 60 zu. Während des Betriebes gelangen die abgeriebenen Teilchen ins Schmieröl, dessen geringere oder stärkere Aktivität den Abnutzungsgrad anzeigt.
Ebenso läßt sich auch die Verschleißfestigkeit anderer Werkstoffe bestimmen, indem man die mit dem Indikator versehene Probe auf einem Gleitstück arbeiten läßt. Je nach der Abnutzung geht mehr oder weniger auf das Gleitstück über, dessen Aktivität gemessen werden kann. Sehr wichtig ist auch das Verfolgen von Zerspanungsvorgängen, z. B. die Abnützung von Schnittwerkzeugen in Abhängigkeit von der Schnittgeschwindigkeit. Hier kann man den ganzen Meißel aktivieren und die Strahlung der abfallenden Späne als Gradmesser des Verschleißes heranziehen.

18.4.5. Kontrolle von Gewässern

Ehe man verschmutzte Abwässer von Industriewerken und Städten in die Flüsse leitet, reinigt man sie in Filtern. Diese sättigen sich nach bestimmter Zeit, werden wirkungslos und müssen dann ersetzt werden. Um die Kontrolle durchführen zu können, fügt man dem Abwasser eine Spur Radionuklid zu. Hinter dem Filter befindet sich ein Meßgerät und zeigt an, wann das Filter ausgewechselt werden muß.
Will man dagegen den Lauf von Gewässern verfolgen, so darf der Indikator in Bodenschichten oder anderweitig nicht durch Absorption festgehalten werden. Für solche Fälle eignet sich besonders aktiviertes Dysprosium 164.

18.4.6. Kontaktfreie Dickenmessung

Radioaktive Strahlen werden von Materialschichten je nach deren Dicke verschieden stark absorbiert. Zur fortlaufenden Kontrolle der gleichmäßigen Dicke von Folien, Papier u. dgl. läßt man das Meßgut zwischen einem β-Strahler und einem Meßgerät hindurchwandern (Bild 207).
Das Verfahren ist bis zu einer Flächendichte von 1 g/cm² anwendbar. Gemessen werden die Abweichungen von der Solldicke. Die Meßgenauigkeit beträgt bis 1 μm Papierdicke.

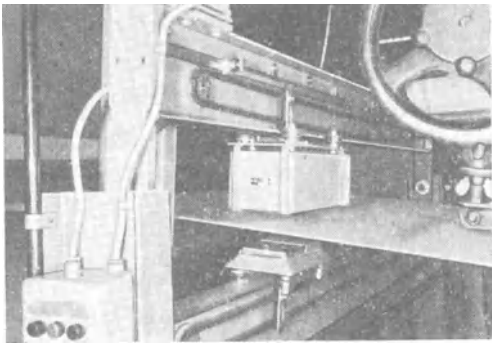


Bild 207. Kontaktfreie Dickenmessung an einer Papiermaschine mit Thallium 204. Das Präparat befindet sich unter und die Ionisationskammer über dem Meßgut

Auf diese Weise kann auch die Dicke beim Walzen von Stahlblech überwacht werden, ja man kann sogar den Zählrohrverstärker mit dem Walzwerk selbst koppeln, so daß sich je nach dem Grad der Abweichung vom Sollwert der Anpreßdruck der Walzen automatisch regelt.
Zur Messung an Stahlplatten und -rohren zwischen 5 und 100 mm Dicke verwendet man kräftige γ-Strahler. Die Meßgenauigkeit liegt zwischen 0,1 und 0,5 mm Stahldicke.
Wenn die zu messenden Gegenstände, z. B. Rohre, nur von einer Seite aus zugänglich sind, werden γ-Strahler und Meßgerät von der gleichen Seite her angesetzt. Man benutzt in diesem Fall denjenigen Strahlenanteil, der vom Meßgut zurückgestreut wird. Die vom Präparat ausgehende Direktstrahlung muß sorgfältig abgeschirmt oder mit einem Diskriminator weggefiltert werden. Der Meßbereich beträgt 18 mm bei einer Genauigkeit von ±4%. Die Rückstreumethode kann auch bei sehr dünnen Folien und Schichten angewandt werden, wenn sich diese noch auf der Walze befinden.

18.4.7. Füllstandmessung

Es kommt häufig vor, daß die Füllhöhe von geschlossenen Behältern und Kesseln nur von außen festgestellt werden kann. In solchen Fällen wird das γ-Präparat an der einen Außenseite und diametral gegenüber das Zählrohr angebracht (Bild 208). Sobald der Behälterinhalt unter das dadurch festgelegte Niveau absinkt, fällt die Absorption durch das Füllgut weg, was vom Zählrohr sofort angezeigt wird. Die Methode kann zwischen 50 und 6000 mm lichtem Behälterdurchmesser und bis 80 mm Wanddicke angewandt werden. Zur laufenden Kontrolle des Füllstandes können Strahler und Zählrohr auch parallel zueinander auf und ab bewegt werden.

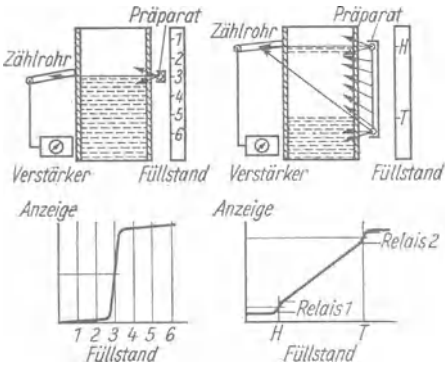


Bild 208. Füllstandmessung

18.4.8. Lagebestimmungen

Kleinste, von außen nicht bemerkbare axiale Verschiebungen von Turbinenläufern während des Betriebes können zu schweren Schäden führen. Derartige Lageänderungen können mit einem um die Welle gelegten Drahtring aus Co 60 festgestellt werden. Die scharf ausgeblendete Strahlung wirkt auf ein Zählrohr ein und gestattet, noch Verlagerungen von 0,2 mm festzustellen (Bild 209).

Verhältnismäßig leicht ist das Auffinden von sogenannten **Molchen**. Dies sind Körper, die man durch Rohrleitungen treibt, um Verunreinigungen und Ablagerungen abzuschaben. Wird der Molch mit einem γ-Strahler versehen, so läßt sich seine Lage von außen her leicht finden. Bei unterirdisch verlegten Rohren liegt die Meßgrenze bei 1,20 m Tiefe.

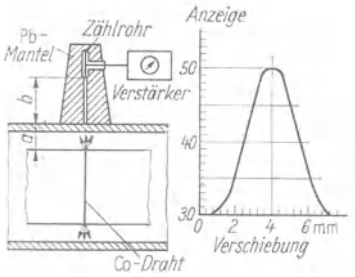


Bild 209. Messung der axialen Verschiebung von Wellen

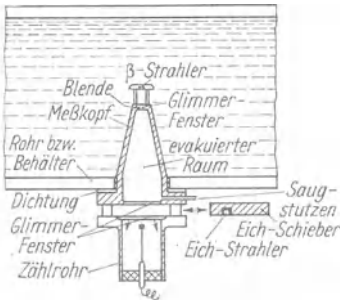


Bild 210. Meßkopf für Dichtemessungen in Flüssigkeiten

18.4.9. Dichtemessungen in Flüssigkeiten und Gasen

Die Absorption von β-Strahlen durch das durchstrahlte Medium hängt nicht von dessen chemischer Beschaffenheit, sondern nur von der Dichte ab. Bei einer mittleren Flüssigkeitsdichte von 1 g/cm³ sind Änderungen um $\pm 0{,}4\%$ noch sicher meßbar. Flüssigkeiten in Rohrleitungen kann man mit einem Meßkopf nach Bild 210 kontrollieren. Die Flüssigkeit strömt zwischen dem Präparat und dem Strahleneingangsfenster hindurch. Der Meßkopf selbst ist zur Vermeidung von Strahlenabsorption evakuiert, die Messung erfolgt durch ein Glockenzählrohr (vgl. 10.3.1.). Für Gase sind Thallium- und Krypton-Strahler geeignet.

18.4.10. Dichtemessung in Böden durch γ-Absorption

Obwohl die Schwächung der γ-Strahlung im allgemeinen ein komplizierter Vorgang ist (vgl. 9.4.2.), verläuft der lineare Schwächungskoeffizient μ bei γ-Energien von 0,3···1,6 MeV für die im Erdboden und in den Gesteinen vorkommenden Elemente ziemlich genau proportional zur Anzahl der in 1 m³ enthaltenen Elektronen und damit proportional zur Dichte ϱ.

Denn die in 1 m³ enthaltene Anzahl von Atomen ist nach (4) gleich $\frac{\varrho \cdot 6 \cdot 10^{26}}{A_r\,\mathrm{kg}}$ und die Anzahl der Elektronen gleich $\frac{\varrho \cdot 6 \cdot 10^{26} Z}{A_r\,\mathrm{kg}}$. Für die Elemente bis aufwärts zum Kupfer ist $\frac{Z}{A_r}$ durchgehend etwa gleich 2, womit der Faktor $\frac{6 \cdot 10^{26} Z}{A_r}$ im interessierenden Bereich eine Konstante ist.

Damit ist eine bequeme Möglichkeit gegeben, die Dichte von Böden, Baugründen und Aufschüttungen zu messen. Zur praktischen Durchführung kann man sich einer in den Boden eingeschlagenen Doppelsonde (Bild 211 a) oder einer Anordnung nach Bild 211 b bedienen.

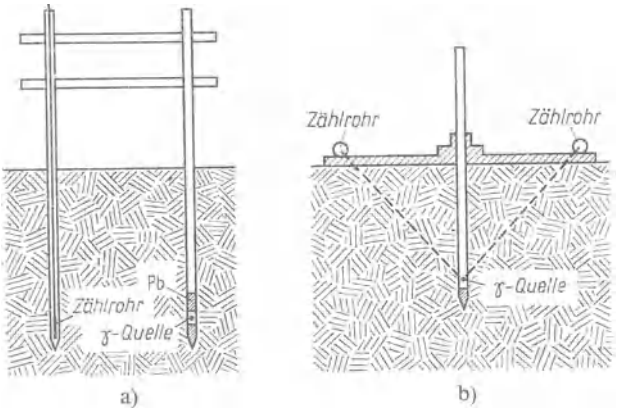


Bild 211. Zwei verschiedene Anordnungen fur Dichtemessungen im Erdboden

Als Strahlungsquellen werden etwa 20 mCi Co 60 oder 30 mCi Cs 137 verwendet. Die Zählrohre müssen ein gutes Ansprechvermögen für γ-Strahlen haben. Die erreichbare Genauigkeit liegt bei ±1%.

18.4.11. Dichtemessung mit γ-γ-Streustrahlen

Um die Dichte in größeren Tiefen, wie z. B. im Bohrlöchern, zu bestimmen, nutzt man die COMPTON-Streustrahlung (S. 85) aus. Eine in das Bohrloch versenkte Meßsonde enthält am unteren Ende die γ-Strahlungsquelle (z. B. 4 mCi Co 60) und am oberen Ende ein Zählrohr. Zur Abschirmung der Direktstrahlung befindet sich dazwischen ein Bleizylinder. So kann diese lediglich seitlich in das die Bohrung umgebende Material gelangen, wird hier einmal oder mehrmals gestreut und gelangt dann ins Zählrohr. Der Dichtewert ergibt sich aus einer zuvor herzustellenden Eichkurve und erreicht eine Genauigkeit von ±2%.

18.4.12. Bestimmung des Feuchtigkeitsgehaltes durch Neutronenstreuung

Wie schon in Abschnitt 16.7. erwähnt, werden schnelle Neutronen in Wasserstoff schon nach wenigen Zusammenstößen auf thermische Geschwindigkeit abgebremst, während die

erforderliche Stoßzahl bei Stoffen mit größerer Atommasse wesentlich größer ist. Infolgedessen ist die sogenannte Bremslänge in Wasserstoff oder Wasser erheblich kürzer als etwa in Kohlenstoff. Die sich in der Umgebung einer Neutronenquelle ausbreitende Neutronenwolke hat dann im ersten Fall einen bedeutend kleineren Durchmesser als im zweiten Fall. Das bedeutet wiederum, daß in wasserhaltigen Stoffen die Dichte der die Neutronenquelle umgebenden Neutronenwolke größer als in anderen Stoffen ist.
Um z. B. den Feuchtigkeitsgehalt von Kohle, Sand usw. zu bestimmen, bedient man sich einer Meßsonde, die in das betreffende Material versenkt wird. Diese ist ein Aluminiumrohr,

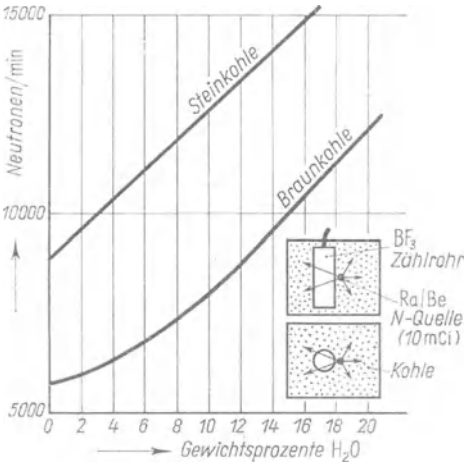


Bild 212. Feuchtigkeitsgehalt in Stein- und Braunkohle in Gewichtsprozenten

in dem sich ein Neutronenzählrohr befindet, während die Neutronenquelle außen am Rohr befestigt wird. Damit wird das Zählrohr von der Neutronenwolke vollständig eingehüllt, und die gemessene Impulsrate ist ein direktes Maß für den Wassergehalt. Bild 212 zeigt die Meßanordnung und den Anstieg der Impulsrate für Stein- und Braunkohle (Korngröße $\approx$ $\approx$ 1 cm), die zusätzlich mit Wasser befeuchtet wurde. Als Neutronenquelle dient ein Ra-Be-Präparat mit 10 mCi Ra. Auf gleiche Weise läßt sich z. B. auch der Feuchtigkeitsgehalt von Holz messen oder auch der Mengenanteil des (kristallwasserhaltigen) Carnallits in Kalirohsalzen.
Die Anwendungsmöglichkeiten von Radioisotopen in der Technik sind damit noch längst nicht erschöpft. Strahlende Präparate werden immer mehr als Hilfsmittel bei technologischen Prozessen nützliche Dienste leisten. Welche es im einzelnen sein werden, wird von der Erfindungsgabe der Ingenieure und den jeweiligen Aufgaben abhängen.

18.5. Der Kohlenstoff 14

Im Reaktor hergestellter Kohlenstoff C 14 ist besonders in seinen organischen Verbindungen vielseitig verwendbar. So fand man mit seiner Hilfe, um nur ein Beispiel zu nennen, daß der tierische Körper aus einfacher Essigsäure Gallensäure, Geschlechtshormone und Vitamin D aufbauen kann. C 14 hat eine Halbwertszeit von 5760 Jahren und zerfällt unter β-Strahlung.

Doch auch in der freien Natur findet sich dieses Nuklid. Die aus dem Weltenraum stammende „kosmische Strahlung" (S. 206) bildet durch Neutronenbeschuß C 14 aus dem Stickstoff der Luft (Bild 213). In Form von CO_2 (Kohlendioxid) ist C 14 dann in geringsten Spuren überall anwesend.

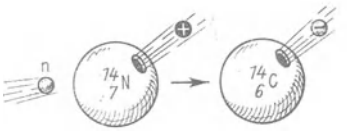


Bild 213. Entstehung des Kohlenstoffs C 14

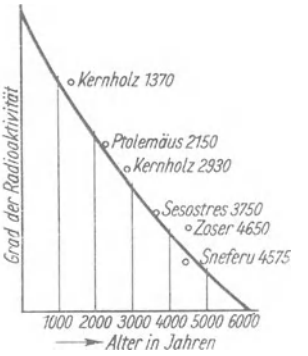


Bild 214. Vergleich zwischen tatsächlichem Alter und der Altersbestimmung mit der C 14-Methode

Genau wie das gewöhnliche CO_2 wird dieses von den Pflanzen assimiliert und zum Aufbau ihrer Substanz verwendet. Auch der Mensch nimmt mit seiner Nahrung den gleichen Prozentsatz C 14 auf. Unser Körper enthält etwa ein hundertmillionstel Gramm davon.
Stirbt die Pflanze, so hört sie auf zu assimilieren, und ihr Radiokohlenstoff beginnt mit der erwähnten Halbwertszeit zu zerfallen. Prüft man die β-Aktivität alter Holz- und Knochenreste und vergleicht sie mit der von frischem Material, so läßt sich dann deren Alter feststellen. Wegen der außerordentlich geringen Strahlungsintensität sind hier besondere Kunstschaltungen von Zählrohren notwendig. Wie genau diese Methode arbeitet, illustriert die Untersuchung einer ägyptischen Königsmumie. Die C 14-Methode ließ auf ein Alter von 2200 Jahren (Bild 214) schließen, während die Historiker 2280 Jahre angeben. Holzkohlenreste der Feuerstätten von Höhlenbewohnern in der französischen Dordogne bekunden ein Alter von 15500 Jahren. Proben, die älter als 20000 Jahre sind, müssen zwecks ausreichender Meßgenauigkeit zuvor angereichert werden. Hierzu kann das Trennrohrverfahren dienen (S. 107).

18.6. Die neuen Elemente

Noch wenige Jahre vor dem letzten Weltkrieg wies das Periodensystem der Elemente einige Lücken auf. Es waren die Elemente der Ordnungszahlen 43, 61, 85 und 87. Nach der MATTAUCHschen Isobarenregel (S. 138) war allerdings zu vermuten, daß sie allesamt radioaktiv und daher in der Natur nicht mehr aufzufinden sind. Erst mit Hilfe moderner kernphysikalischer Methoden konnten sie auf künstlichem Wege nachgeschaffen werden. So gelang es, 1937 das Element **Technetium (Tc)**, 1940 das **Astatin (At)** und 1946 das **Promethium (Pm)** herzustellen, während das Element **Franzium (Fr)** 1939 in der Aktiniumreihe aufgefunden wurde.

Alle künstlich gewonnenen neuen Elemente sind radioaktiv.

Noch mehr Aufsehen erregte es aber, als sich zeigte, daß sich das Periodensystem der natürlichen Elemente jenseits des Urans fortsetzen ließ.
Über die beiden Transurane **Neptunium** und **Plutonium** wurde schon (vgl. 16.6.3.) berichtet. Das zweite wurde 1941 von SEABORG und anderen entdeckt und als erstes aller künstlichen Elemente in wäg- und sichtbarer Menge gewonnen.
Ebenfalls von SEABORG zuerst hergestellt wurden die Elemente Nr. 95 **Americium (Am)** und Nr. 96 **Curium (Cm)**. Hierbei geht man vom U 238 aus, das durch α-Teilchen von 40 MeV im Zyklotron bestrahlt wird. Auffällig ist die geringe Dichte des Americiums (11,7 g/cm³). Noch leichter ist wahrscheinlich das Curium (7 g/cm³). Dieses zeigt infolge seiner starken Radioaktivität – es strahlt 3000mal mehr α-Teilchen als Radium ab – ein beständiges Leuchten. 0,02 g Curium bringen 1 mg Wasser in einer halben Stunde zum Sieden.
Das nach der Universität Berkeley in Kalifornien genannte und Ende 1949 gemeldete Element Nr. 97 **Berkelium (Bk)** wurde erstmalig durch Bestrahlen von Am 241 mit α-Teilchen im

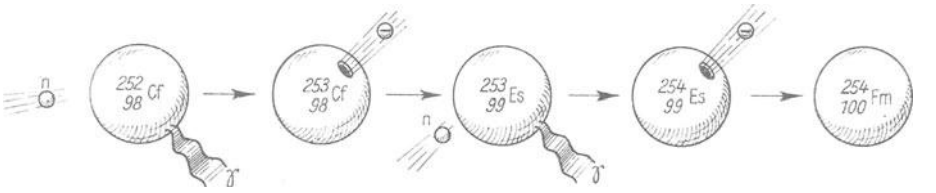


Bild 215. Entstehung der Transurane Einsteinium und Fermium

Zyklotron gewonnen. Das 3 Monate später bekannt gewordene **Californium (Cf)** strahlt noch stärker als die vorangehenden Elemente. Obwohl die hergestellte Menge nur etwa 5000 Atome betrug, weil das verwendete Cm nur wenige millionstel Gramm wog, zeigte sie ein starkes Leuchten. Schließlich ist auch noch der Nachweis von weiteren vier Transuranen, dem **Einsteinium (Es,** Nr. 99), **Fermium (Fm,** Nr. 100), **Mendelevium (Md,** Nr. 101) und dem **Nobelium (No,** Nr. 102), gelungen. Die beiden ersten gehen aus dem Cf hervor

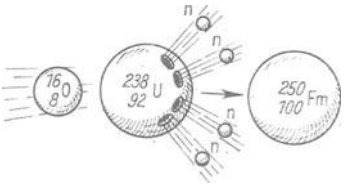


Bild 216. Anderer Entstehungsweg des Fermiums

(Bild 215), Fm konnte auch durch Beschießung von U 238 mit Sauerstoff-Ionen von 180 MeV erhalten werden (Bild 216). Das Md entstand durch Beschuß von $^{253}_{99}$Es mit α-Teilchen, das No aus $^{246}_{96}$Cm mit Hilfe von geladenen Kohlenstoff- ($^{12}_{6}$C-) Ionen.
Die genannten Transurane bilden im Periodensystem eine den „seltenen Erden" (Lanthaniden) entsprechende Reihe von **Aktiniden,** die mit dem **Lawrencium (Lr,** Nr. 103) abschließt. Von diesen neuen Nukliden sind auch schon zahlreiche Isotope bekannt. Die weiteren inzwischen hergestellten Kerne Kurtschatovium (Ku, Nr. 104) und **Bohrium (Bo,** Nr. 105) werden als **Transaktiniden** bezeichnet, da sie die mit dem Aktinium begonnene Besetzung der Unterschale 6 d fortsetzen. Ihre Einordnung ist aus dem Periodensystem (S. 18) zu ersehen.

19. Die Gefahren beim Umgang mit radioaktiven Substanzen

19.1. Dosiseinheiten

Die Aktivität (vgl. 8.7.) eines Präparates sagt noch nichts über die Wirkung der von ihm ausgehenden Strahlung aus, die korpuskularer oder elektromagnetischer Natur ist und je Teilchen bzw. Quant durchaus verschiedene Energie aufweisen kann. Die auffälligste Wirkung radioaktiver Strahlungen ist ihre Fähigkeit, beim Durchqueren von Luft deren Moleküle in Ionen aufzuspalten. Die Anzahl der von einer Strahlung gebildeten Ionen kann daher recht gut einen Maßstab ihrer Intensität abgeben. Hierfür gilt als **Einheit der Ionendosis** oder **Exposition** X:

1 Coulomb je Kilogramm (C/kg) ist diejenige Dosis von Röntgen- oder γ-Strahlen, die je Kilogramm Luft positive oder negative Ionen im Betrag von 1 Coulomb (= 1 Amperesekunde) erzeugt.

Bisher üblich gewesen ist die Einheit

$$1 \text{ Röntgen (R)} = 2{,}58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg}.$$

Sie soll künftighin nach Möglichkeit durch die Einheit C/kg ersetzt werden.
Da es bei biologischen Reaktionen jedoch weitgehend auf die im Gewebe absorbierte Energie ankommt, wurde für alle Arten ionisierender Strahlen die **Energiedosis** D eingeführt.

1 Gray (1 Gy) ist diejenige Dosis einer beliebigen ionisierenden Strahlung, durch die einem homogenen Körper von der Masse 1 kg die Energie 1 Joule zugeführt wird.

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$$

Bisher üblich gewesen ist die Einheit

$$1 \text{ Rad (rd)}^1 = 0{,}01 \text{ J/kg}.$$

Sie soll künftighin nach Möglichkeit durch die Einheit Gy ersetzt werden.
Obwohl die Einheit der Energiedosis mit Rücksicht auf die biologische Wirkung eingeführt wurde, zeigt sich dennoch, daß die verschiedenen Strahlenarten trotz gleicher Energiedosis im Einzelfall sehr unterschiedliche Effekte hervorrufen können. Diese Eigenschaft der Strahlen wird durch den **Qualitätsfaktor** QF[2] erfaßt:

$$QF = \frac{\text{Energiedosis zur Erzielung einer bestimmten Wirkung mit Hilfe harter } \gamma\text{-Strahlung}}{\text{Energiedosis zur Erzielung derselben Wirkung mit der vorliegenden Strahlung}}$$

Tabelle 13: **Qualitätsfaktoren**

Art der Strahlung	QF
Röntgen- und γ-Strahlung	1
Elektronen- und β-Strahlung	1
α-Strahlung	10
thermische Neutronen (0,025 eV)	3
Neutronen 0,02 MeV	5
Neutronen 0,1 MeV	8
schnelle Neutronen und Protonen	10
desgl. bei Bestrahlung der Augenlinsen	30

[1] Abkürzung für „radiation absorbed dose"
[2] Bisher als relative biologische Wirksamkeit (*RBW*) bezeichnet

Die in Tabelle 13 genannten Zahlen sind nur rohe Anhaltspunkte, da für jedes einzelne Organ der Qualitätsfaktor einen anderen Wert haben kann.
In diesem Zusammenhang wurde als besondere Größe die **Äquivalentdosis** $\ddot{A}$ eingeführt, die ebenfalls in **Gy = J/kg** gemessen wird:

$$\ddot{A} = QF \cdot D$$

Bisher üblich gewesen ist die Einheit 1 rem:

Dosis in rem $= QF \cdot$ **Dosis in rd**

Die Beziehung zwischen den Einheiten rd und rem ist auf Bild 217 symbolisch (Abtötung einer bestimmten Anzahl lebender Zellen) dargestellt.
Bei allen diesen Angaben spielt die Zeit, innerhalb deren die Strahlung einwirkt, keine Rolle. Die auf die Zeiteinheit bezogene Strahlenmenge bezeichnet man dagegen als **Dosisleistung**. Man erhält dann Angaben wie R/h (Röntgen je Stunde), mR/Woche (Milliröntgen je Woche) usw.

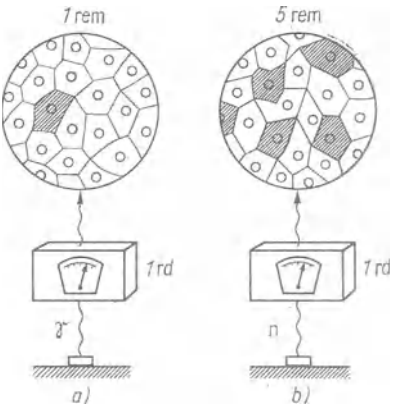


Bild 217. Der Qualitätsfaktor
a) Gammaquelle; Energiedosis 1 rd; $QF = 1$; biologische Dosis 1 rem
b) Neutronen-Quelle; Energiedosis 1 rd; $QF = 5$; 5fache biologische Wirkung; 5 rem

19.2. Dosiskonstanten

Ein allgemeingültiger Zusammenhang zwischen der z. B. in Curie angegebenen Aktivität eines Strahlers und der von ihm erzeugten, in R/h auszudrückenden Dosisleistung besteht nicht. Dennoch ist gerade diese Beziehung von praktischer Bedeutung, weil man erst dann die mehr oder minder große Gefährlichkeit eines strahlenden Stoffes abschätzen kann.
Wieviel R/h ein Ci bei einem Abstand von 1 m erzeugt, ist von Fall zu Fall aus Tabellen zu ersehen. Den entsprechenden Zahlenwert nennt man die **Dosisleistungskonstante** K_γ (oder auch **spezifische Strahlungskonstante**) des betreffenden strahlenden Stoffes.

Tabelle 14: **Dosisleistungskonstante K_γ einiger Gammastrahler**

^{22}Na	1,2	^{137}Cs	0,4
^{24}Na	1,9	^{131}J	0,23
^{59}Fe	0,63	^{198}Au	0,24
^{60}Co	1,32	^{226}Ra	0,84 (mit Filter 0,5 mm Pt)

[1] Abkürzung für „roentgen equivalent man"

Aus diesen Zahlen erkennt man leicht folgende grobe

Faustregel:
1 Ci erzeugt in 1 m Abstand innerhalb 1 Stunde die Dosis von rund 1 R.

19.3. Strahlenschäden

Radioaktive Strahler aller Art müssen mit größter Vorsicht gehandhabt werden, da sie auf den menschlichen Organismus wie überhaupt auf alle Lebewesen in überaus gefährlicher Weise einwirken. Daran ändert auch nichts, daß sie in besonderen Fällen für medizinische Zwecke Anwendung finden: zur Bestrahlung von Geschwülsten und unter besonderen Vorsichtsmaßnahmen zu Untersuchungen am lebenden Körper.

19.3.1. Schäden bei akuter Überbelastung

Die Schädigungen selbst sind je nach dem Grad und der Dauer der Einwirkung sehr verschiedenartig. Sie können in der folgenden Übersicht nur angedeutet werden.

Tabelle 15: **Wirkung kurzzeitiger Ganzkörperbestrahlung mit γ-Strahlen**

Dosis in R	
25	Gefährlichkeitsgrenze; noch keine Schäden äußerlich erkennbar
100	Übelkeit, Erbrechen, Müdigkeit, Lymphopenie (Mangel an Lymphozyten), Strahlenkrankheit, erste Todesfälle
150	Strahlenkrankheit bei 50% (Rötung und Schwellung der Haut, Blasenbildung, Fieber, Entzündung von Mund und Rachen, Nasenbluten)
200	5% Mortalität (tödlicher Verlauf)
400	50% Mortalität
600	100% Mortalität

19.3.2. Schäden bei chronischer Strahleneinwirkung

Bei *dauernder* Einwirkung *kleinerer* Strahlungsdosen können vielerlei Schäden entstehen von denen hier nur die wichtigsten genannt seien:
Leukopenie (Verminderung der weißen Blutkörperchen), Leukämie (Blutkrebs), Anämie (Blutlosigkeit), Hautschäden bis zum Krebs, Trübung der Augenlinse, Verminderung der Fruchtbarkeit, Knochenschäden, Lungenkrebs.

19.3.3. Spätschäden

Zwischen Strahleneinwirkung und Sichtbarwerden der Folgen kann eine gewisse Zeit **(Latenzzeit)** vergehen, die bis zu mehreren Jahren dauern kann.
Nicht weniger bedenklich sind die **genetischen Schäden**, das sind die nicht unmittelbar erkennbaren Einwirkungen auf die Keimzellen. In den darin enthaltenen Zellkernen befinden sich die Träger der Erbeigenschaften, die **Chromosomen**, die sich wieder aus einzelnen **Genen** zusammensetzen. Die Schädigung einzelner Gene überträgt sich als nachteilige Änderung der Erbanlagen auf alle späteren Generationen. Am einzelnen Individuum sind diese **Muta-**

tionen (sprunghafte Erbänderungen) nicht sofort erkennbar (rezessiv, verborgen), können aber in späteren Generationen sichtbar hervortreten und bedeuten dann in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle eine Beeinträchtigung der Lebensfähigkeit. Man schätzt, daß etwa 7 bis 80 R die Anzahl der spontanen (auf natürliche Weise von selbst eintretenden) Mutationen verdoppeln.
Eine untere Schwelle der genetisch schädigenden Strahlungsmenge existiert nicht. Auch die kleinsten Einwirkungen summieren sich im Laufe des Lebens.

19.3.4. Anreicherung in einzelnen Organen

Zu den Gefahren der äußeren Strahleneinwirkung treten noch jene, die mit der Inkorporation (Einverleibung) strahlender Substanzen verbunden sind. Derartige Stoffe können durch den Mund, die Lunge oder offene Wunden in das Körperinnere gelangen. Dabei zeigt es sich, daß sie sich in einzelnen Organen bevorzugt (kritisches Organ) ablagern und dort mehr oder weniger lange Zeit verbleiben, bis sie durch den natürlichen Stoffwechsel wieder ausgeschieden werden. Hierfür gilt die

biologische Halbwertszeit $T_{1/2\,\mathrm{biol}}$ = diejenige Zeit, in der sich die Anfangskonzentration in dem speichernden Organ auf die Hälfte vermindert.

Zusammen mit der physikalischen Halbwertszeit $T_{1/2\,\mathrm{ph}}$ ergibt sich daraus die

effektive Halbwertszeit: $$T_{1/2\,\mathrm{eff}} = \frac{T_{1/2\,\mathrm{biol}} \cdot T_{1/2\,\mathrm{ph}}}{T_{1/2\,\mathrm{biol}} + T_{1/2\,\mathrm{ph}}}$$

Tabelle 16: **Einige biologische Halbwertszeiten**

Isotop	$T_{1/2\,\mathrm{ph}}$	$T_{1/2\,\mathrm{biol}}$	$T_{1/2\,\mathrm{eff}}$	Kritisches Organ
^{32}P	14,3 Tage	1200 Tage	14 Tage	Knochen
^{35}S	87 Tage	22 Tage	18 Tage	Haut
^{198}Au	2,7 Tage	50 Tage	2,6 Tage	Leber und Nieren
^{90}Sr	20 Jahre	4000 Tage	2700 Tage	Knochen
U natürl.	$4{,}5 \cdot 10^9$ Jahre	30 Tage	30 Tage	Nieren
^{239}Pu	$2{,}4 \cdot 10^4$ Jahre	4,3 Tage	4,3 Tage	Knochen

19.3.5. Maximal zulässige Dosen

Die Gefährlichkeit der Strahlen macht es unbedingt erforderlich, die für die Handhabung von radioaktiven Quellen gültigen gesetzlichen Vorschriften streng einzuhalten.[1] Je nach dem Personenkreis unterscheidet man zunächst:

Kategorie A:	Personen, die während ihrer beruflichen Tätigkeit in einem Kontrollbereich strahlenexponiert sind.
Kategorie B:	Personen, die in einem Überwachungsbereich tätig sind, d. h., die in unmittelbarer Nachbarschaft von Räumen arbeiten, in denen mit Quellen ionisierender Strahlen gearbeitet wird.
Kategorie C:	Einzelne Personen oder kleine Personengruppen aus der Bevölkerung.

[1] Die hier aufgeführten Richtlinien sind u. a. in der „Strahlenschutzverordnung vom 26. 11. 1969" enthalten (Gesetzblatt der DDR 1969/II/Nr. 99)

Ferner werden die der Strahlung ausgesetzten Organe und Körperpartien wie folgt eingeteilt:

I. Gruppe:	Gesamtkörper, Gonaden und blutbildendes System
II. Gruppe:	Augenlinsen, Magen-Darm-Kanal, Leber, Milz, Nieren, Lunge, Muskeln, Fettgewebe und andere Organe des Körpers mit Ausnahme der Organe, die zur Gruppe I und II gehören
III. Gruppe:	Knochen, Schilddrüse und Haut
IV. Gruppe:	Hände, Unterarme, Füße

Tabelle 17: **Maximal zulässige Jahresdosen in rem**

Kategorie	Organe bzw. Körperteile			
	Gruppe I	II	III	IV
A	5	15	30	75
B	0,5	1,5	3	7,5
C	0,5	1,5	3	–

Bezüglich weiterer Einzelheiten muß auf die einschlägigen gesetzlichen Bestimmungen verwiesen werden.

19.3.6. Die natürliche Strahlenbelastung

Auch in der natürlichen Umgebung, also bei Abwesenheit besonderer radioaktiver Substanzen, herrscht ein bestimmtes Aktivitätsniveau, das durch die kosmische Strahlung, die Ausstrahlungen radioaktiver Stoffe im Erdboden und Gestein sowie die radioaktiven Bestandteile der Luft hervorgerufen wird.
Man schätzt diese natürliche Belastung, der ein Mensch im Laufe seines Lebens unterliegt, bei voller Summierung auf 6···40 rd.
Die natürliche Radioaktivität der Luft, hervorgerufen durch ihren Gehalt an Emanation und deren Folgeprodukten, beträgt etwa 10^{-9} Ci/m³.
Das Radiumleuchtzifferblatt einer Armbanduhr liefert in 30 Jahren etwa 0,25 rd.

19.4. Strahlenschutz

Der Schutz vor den wenig durchdringenden α- und β-Strahlen ist relativ einfach, da es lediglich darauf ankommt, jeden direkten Kontakt derartiger Strahler mit der Körperoberfläche, Kleidung, Nahrungsmitteln u. dgl. peinlichst zu vermeiden. Hierzu dienen Schutzkleidung, mechanische Greifer und Staubmasken.
Bedeutend schwieriger ist es, den arbeitenden Menschen vor der alles durchdringenden γ-Strahlung zu schützen. Da nach (51) die Intensität der γ-Strahlung mit dem Quadrat der Entfernung abnimmt, gilt zunächst als wichtigste Arbeitsregel, den Abstand vom strahlenden Präparat mindestens so groß zu halten, daß die höchstzulässige Dosis nicht überschritten wird. Bedeuten A die Aktivität in Curie und r den Abstand in Metern, so ergibt sich aus der Definition der Dosiskonstanten K_γ (vgl. 19.2.) die Dosisleistung in R/h:

(68) $$\boxed{P_\gamma = \frac{AK_\gamma}{r^2}}$$ **Dosisleistung** (ohne Schutzwand)

Beispiele: 1. Ein ^{60}Co-Präparat von 2 mCi ergibt an einem Ort, der 3 m von der Strahlenquelle entfernt ist, die Dosisleistung

$$P_\gamma = \frac{2 \cdot 10^{-3} \cdot 1{,}32}{3^2} \text{ R/h} = 0{,}293 \cdot 10^{-3} \text{ R/h} = 0{,}293 \text{ mR/h}.$$

2. Welcher Abstand von einer 50 mCi starken ^{60}Co-Quelle muß mindestens eingehalten werden, damit die höchstzulässige Dosisleistung 0,1 R/Woche nicht überschritten wird, wenn mit einer Arbeitszeit von 40 Stunden je Woche gerechnet wird? –

Die zulässige Dosisleistung ist $\frac{0{,}1}{40}$ R/h = 0,0025 R/h. Aus (68) ergibt sich $r = \sqrt{\frac{A K_\gamma}{P_\gamma}} = \sqrt{\frac{0{,}05 \cdot 1{,}32}{0{,}0025}}$ m = 5,1 m.

Bei stärkeren Strahlenquellen werden die notwendigen Arbeitsabstände aber zu groß, so daß man die Strahlen durch dicke Schutzwände abschirmen muß. Zur Berechnung derartiger Strahlenschutzwände oder Schutzbehälter, die vielfach aus Blei oder Beton hergestellt werden, sind umfangreiche Tabellen erforderlich.[1] Im Prinzip liegt solchen Berechnungen das Absorptionsgesetz (53), 9.4., zugrunde. Doch bedarf dieses wegen der auftretenden Streustrahlung bestimmter Korrekturen, auf die hier nicht näher eingegangen werden kann.

20. Thermonukleare Reaktionen

20.1. Die Freisetzung von Energie durch Kernfusion

Die Gewinnung von Kernenergie auf dem Wege der Uranspaltung stellt aber nur einen der möglichen Wege dar. Physikalisch betrachtet läuft er darauf hinaus, daß ein Kern größerer Massenzahl in zwei Kerne von kleinerer Massenzahl zerlegt wird, deren absolute Masse um den Massendefekt kleiner ist als die des Ausgangskernes. Anders ausgedrückt heißt das: Die auf das einzelne Nukleon bezogene Bindungsenergie nimmt zu, wenn man Kerne von großer Masse mit Kernen kleinerer Masse vergleicht. Dies spiegelt der rechte Kurvenast von Bild 218 wider, wenn man ihn von rechts her ausgehend nach links hin verfolgt. Auf diesem Bild sieht man aber, daß man auch auf dem linken Kurvenast zu Kernen relativ größerer Bindungsenergie gelangen kann, wenn man ihn von links her kommend nach rechts hin durchläuft. Auch auf diesem Wege senkt sich die Kurve ebenfalls nach unten und besagt, daß mittlere Kerne eine relativ kleinere Masse haben als leichtere Kerne.

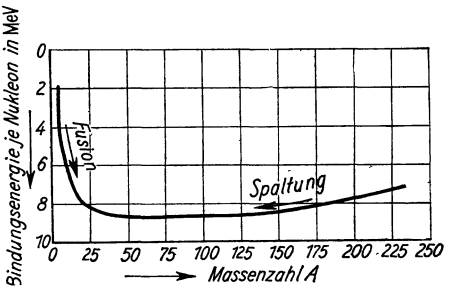


Bild 218
Bindungsenergie kann sowohl bei Kernspaltung als auch bei Kernfusion frei werden (vgl. auch Bild 112)

Damit eröffnet sich eine zweite Möglichkeit, Energie freizubekommen: Man muß zwei leichtere Kerne zu einem mittelschweren Kern verschmelzen. Dann wird ein der größeren

[1] Genaue Anleitungen zur Berechnung des Strahlenschutzes mit den dazugehörigen Tabellen finden sich bei GUSSEW, Leitfaden für Radioaktivität und Strahlenschutz, VEB Verlag Technik, Berlin, 1957

Bindungsenergie entsprechender Massendefekt auftreten, der in Form von Energie frei werden muß. Man nennt diesen Vorgang **Kernfusion**. Hier werden nicht Kerne gespalten, sondern synthetisch aufgebaut:

Kernenergie kann nicht nur auf dem Weg der Kernspaltung, sondern auch durch Fusion einzelner kleinerer Kerne gewonnen werden.

Im Prinzip hatten wir diesen Effekt S. 102 bereits untersucht, als wir berechneten, daß bei der Bildung eines Heliumkerns aus seinen nuklearen Bestandteilen ein Massendefekt von 0,03 u erscheint. Wenn man diesen Betrag auf 1 kg Helium umrechnet, so muß gemäß der Gleichung $W = mc^2$ eine Energiemenge von 185 Millionen kWh frei werden, die beispielsweise in 20000 t Steinkohle enthalten ist.

20.2. Prinzip der thermonuklearen Reaktion

Im Fall der Kernfusion sind es positiv geladene Kerne, die zusammengebracht werden müssen, damit sie untereinander zur Reaktion kommen. Um das zu erreichen, muß man den zu verschmelzenden Kernen eine so hohe Geschwindigkeit erteilen, daß sie unter Überwindung der starken gegenseitigen Abstoßungskräfte miteinander in Berührung geraten.
Nehmen wir an, daß es sich um Deuteronen handelt, die nach der Gleichung

$$^2_1\mathrm{D} + {}^2_1\mathrm{D} \rightarrow {}^3_1\mathrm{T} + {}^1_1\mathrm{p}$$

zu einem Tritiumkern zusammentreten sollen. In diesem Fall muß mit einer mittleren Teilchenenergie von wenigstens 10 keV gerechnet werden. Dies entspricht einer Teilchengeschwindigkeit von etwa 10^6 m/s. Das ließe sich zwar mit einfachen Beschleunigungseinrichtungen mühelos erzielen. Doch sind dabei die erreichbaren Teilchenströme viel zu gering, um etwas erreichen zu können; denn die Wirkungsquerschnitte einer solchen Reaktion sind extrem klein.
Nun gibt es einen physikalisch sehr einfachen Weg, hohe Teilchengeschwindigkeiten zu erhalten. Die Moleküle eines Gases haben nämlich eine ständige Eigenbewegung, die der jeweiligen Temperatur entspricht. Bei Zimmertemperatur, d. h. rund 300 K (absolute Temperatur), beträgt die mittlere Molekulargeschwindigkeit beim Wasserstoff etwa $2 \cdot 10^3$ m/s. Die Gesetze der kinetischen Gastheorie lehren ferner, daß sich die Quadrate der mittleren Geschwindigkeiten wie die dazugehörigen absoluten Temperaturen verhalten. Die zur Herbeiführung der erwähnten Reaktion benötigte Temperatur ergibt sich dann aus dem Ansatz

$$\frac{x}{300} = \frac{(10^6)^2}{(2 \cdot 10^3)^2}$$

zu x K = 75 Millionen K.
Wenn es also gelänge, schweren Wasserstoff auf diese Temperatur zu erhitzen, könnte die Reaktion zustande kommen (Bild 219). Wir sehen, daß der Fall hier genauso liegt wie bei vielen exothermen chemischen Reaktionen, die erst bei höherer Temperatur anlaufen. Um Wasserstoff auf gewöhnlichem Weg zu verbrennen, muß der Brennstoff auch erst „angezündet", d. h.

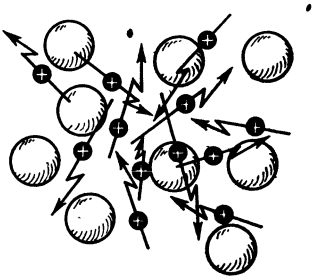


Bild 219
Bedingung einer thermonuklearen Reaktion: intensivste Wärmebewegung der reagierenden Teilchen

auf hohe Anfangstemperatur gebracht werden. Dementsprechend nennt man in diesem Sinne zustande kommende Kernreaktionen **thermonukleare Reaktionen.**

Thermonukleare Reaktionen beruhen darauf, daß den reagierenden Kernteilchen die zuzuführende kinetische Energie durch Temperaturerhöhung erteilt wird.

20.3. Der Ursprung der Sonnenenergie

Es gibt ein gewaltiges Laboratorium, wo aller Wahrscheinlichkeit nach solche Prozesse mit Leichtigkeit verlaufen. Das ist die Sonne, wo die Oberflächentemperatur zwar nur 5785 K beträgt, deren Temperatur im Mittelpunkt aber auf 20 Millionen K geschätzt wird. Die

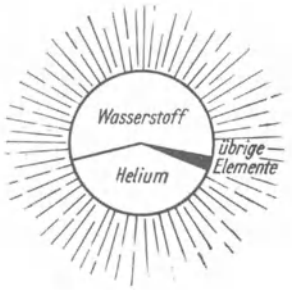


Bild 220. Zusammensetzung der Sonne

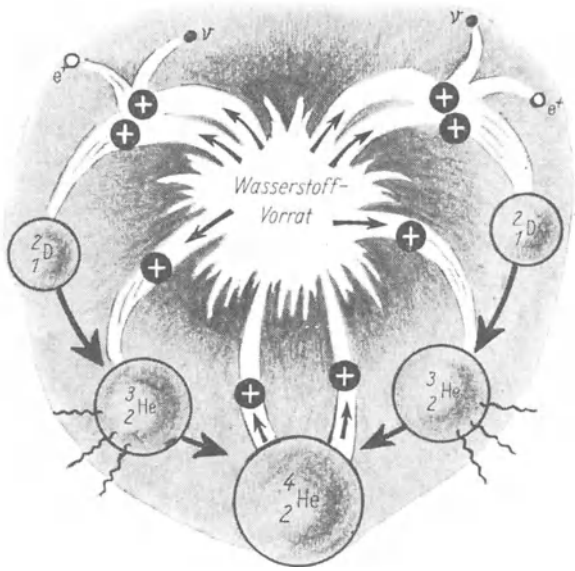


Bild 221. Proton-Proton-Prozeß

Atome sind hier weitgehend ionisiert; die leichten sind ihrer Elektronenhülle völlig beraubt, so daß sie nur noch nackte Kerne darstellen. Auffällig ist ferner das Überwiegen der leichten Elemente. Das Massenverhältnis Wasserstoff : Helium : übrige Elemente dürfte auf der Sonne wie bei den meisten Fixsternen etwa 57:40:3 betragen (Bild 220). Damit sind die Vorbedingungen für thermonukleare Reaktionen, reichliche Mengen von Protonen und die erforderliche Temperatur, gegeben.

Als Reaktionspartner kommen bei 10···15 Millionen K nur leichtere Kerne in Betracht, da bei schwereren die Protonenenergie nicht ausreicht, den Potentialwall zu durchdringen. Von den möglichen Reaktionen ist die schrittweise Verschmelzung von Protonen zu Heliumkernen am einfachsten (Bild 221). Stoßen zwei Protonen zusammen, so ist der bei ihrer Vereinigung entstehende Kern äußerst instabil und zerfällt sofort wieder. In seltenen Fällen wird jedoch beim Zusammenstoß ein Positron frei, womit ein stabiler Deuteriumkern verbleibt. Dieser nimmt leicht ein weiteres Proton auf und wird dadurch zu $^{3}_{2}$He. Zwei solcher

Kerne bilden beim Zusammentreffen einen $^4_2$He-Kern nach dem Schema:

$$^1_1\mathrm{H} + {}^1_1\mathrm{H} \rightarrow {}^2_1\mathrm{D} + \mathrm{e}^+ + \nu$$
$$^2_1\mathrm{D} + {}^1_1\mathrm{H} \rightarrow {}^3_2\mathrm{He} + \gamma$$
$$^3_2\mathrm{He} + {}^3_2\mathrm{He} \rightarrow {}^4_2\mathrm{He} + {}^1_1\mathrm{H} + {}^1_1\mathrm{H}$$

Einen zweiten, sich bei etwa $20 \cdot 10^6$ K und noch höheren Temperaturen abspielenden Prozeß hat der in Deutschland geborene Physiker BETHE berechnet. Hierbei wird ein Kreislauf beschrieben, bei dem Kohlenstoff $^{12}_6$C der Reaktionspartner der Protonen ist. Dieser

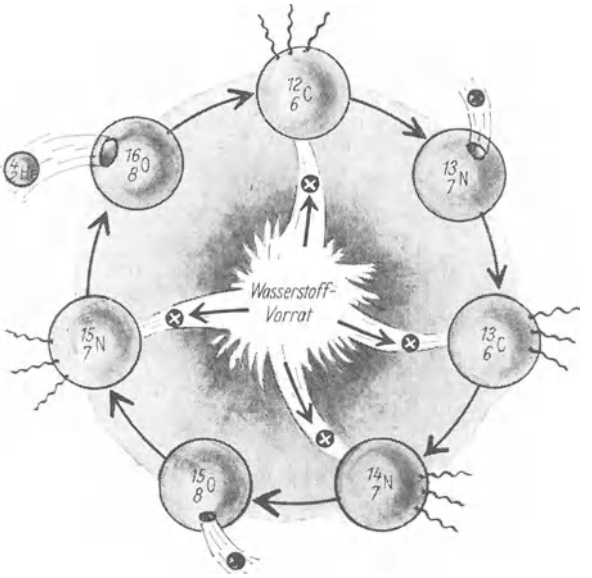


Bild 222. BETHE-Zyklus

Kohlenstoff wird nach mehrmaliger Umwandlung unverändert wieder ausgeschieden, und der Prozeß kann aufs neue von vorn beginnen. In jedem Zyklus (Kreislauf) werden lediglich 4 Protonen verbraucht, die sich zu einem Heliumkern zusammenschließen und dabei noch 2 Positronen und 2 Neutrinos frei machen. Der Kohlenstoff spielt dabei nur eine vermittelnde Rolle wie ein Katalysator bei manchen chemischen Vorgängen. Dieser **Bethe-Prozeß** sieht folgendermaßen aus (Bild 222):

$$^{12}_6\mathrm{C} + \mathrm{p} \rightarrow {}^{13}_7\mathrm{N} + \gamma \qquad | \qquad {}^{14}_7\mathrm{N} + \mathrm{p} \rightarrow {}^{15}_8\mathrm{O} + \gamma$$
$$^{13}_7\mathrm{N} \rightarrow {}^{13}_6\mathrm{C} + {}_{+1}\mathrm{e} + \nu \qquad | \qquad {}^{15}_8\mathrm{O} \rightarrow {}^{15}_7\mathrm{N} + {}_{+1}\mathrm{e} + \nu$$
$$^{13}_6\mathrm{C} + \mathrm{p} \rightarrow {}^{14}_7\mathrm{N} + \gamma \qquad | \qquad {}^{15}_7\mathrm{N} + \mathrm{p} \rightarrow {}^{12}_6\mathrm{C} + {}^4_2\mathrm{He}$$

Sieht man von den Zwischenreaktionen ab, so bleibt als Gesamtschema

$$4\,{}^1_1\mathrm{H} \rightarrow {}^4_2\mathrm{He} + 2_{+1}\mathrm{e} + 2\nu.$$

Die Dauer eines solchen Kreislaufes auf der Sonne soll etwa 50 Millionen Jahre betragen. Die ungeheure Anzahl der gleichzeitig stattfindenden Prozesse läßt dann die riesenhafte,

von der Sonne ausgestrahlte Energiemenge entstehen, die einer Leistung von $3{,}86 \cdot 10^{23}$ kW entspricht.
Man kann annehmen, daß dieser Vorgang mindestens seit 2 Milliarden Jahren läuft. Obwohl in jeder Sekunde 500 Millionen t Wasserstoff verbraucht werden, haben sich in dieser Zeit erst 3,5% des Wasserstoffvorrates in Helium verwandelt, was bedeuten würde, daß die Sonne noch weitere 10^{11} Jahre in unveränderter Stärke weiterstrahlen könnte.
Vielleicht spielen sich auf der Sonne beide Zyklen nebeneinander ab. Bei den noch höheren Temperaturen, die in anderen Sterntypen auftreten, sind auch andere energieliefernde Kernprozesse denkbar (s. Umschlagbild).

20.4. Technisch mögliche Reaktionen

20.4.1. Die Wasserstoffbombe

Auch diese neu erkannte Energiequelle wurde leider zuerst in den Dienst unmenschlicher Kriegspläne gestellt. Es handelt sich um die berüchtigte **Wasserstoffbombe**. Über deren genaue Zusammensetzung bestehen in der Öffentlichkeit nur Vermutungen. Sie enthält in ihrem Innern eine gewöhnliche Plutoniumbombe, damit die erforderliche hohe Zündtemperatur erreicht wird. Die weitere Füllung besteht wahrscheinlich aus festem Lithiumdeuterid LiD (Bild 223). Bei der Explosion kämen etwa folgende Reaktionen in Frage:

$$^{6}_{3}\mathrm{Li} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{3}_{1}\mathrm{T} + 4{,}6\,\mathrm{MeV}$$

$$^{3}_{1}\mathrm{T} + {}^{2}_{1}\mathrm{D} \rightarrow {}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} + 17{,}6\,\mathrm{MeV}$$

Die erste Reaktion liefert das für die zweite Reaktion benötigte Tritium. Tritium und Neutronen werden daher nicht laufend verbraucht, sondern sind nur Zwischenprodukte. Verbraucht werden lediglich Lithium und Deuterium.
Die Sprengkraft einer Wasserstoffbombe mittlerer Größe wird auf 10 bis 20 Mill. Tonnen TNT (Trinitrotoluol) geschätzt.

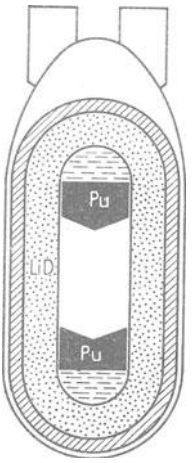


Bild 223. Schema der Wasserstoffbombe

20.4.2. Der Fusionsreaktor

Um so näher muß jedem vernünftigen Menschen der Gedanke liegen, ob sich nicht Mittel und Wege finden lassen, Kernfusionsvorgänge unter Kontrolle zu bringen und sie damit friedlichen Zwecken dienstbar zu machen.
Eine hierzu geeignete Anordnung muß so aufgebaut sein, daß sich ein darin eingeschlossenes Gas auf mindestens mehrere hundert Millionen Grad erhitzen läßt, ohne die Gefäßwände zu berühren. Das hochionisierte Gas ist dann ein vorzüglicher elektrischer Leiter und wird **Plasma** genannt. Bei den bisher unternommenen Versuchen leitet man durch das vorionisierte Gas eine kurzzeitige elektrische Entladung. Der starke Strom heizt das Plasma auf und erzeugt gleichzeitig ein magnetisches Feld. Die Energie des Magnetfeldes bewirkt einen konzentrischen, von außen nach innen gerichteten Druck, der das Plasma zu einem dünnen, frei im Raum schwebenden Faden zusammenpreßt. Infolge dieses **Pinch-Effektes** erreichen

Druck und Temperatur sehr rasch außerordentlich hohe Werte. Leider ist es bisher noch nicht gelungen, den schnell wieder zerreißenden Pinch längere Zeit stabil zu halten. Wenn eine Kernfusion stattfinden soll, muß mindestens die **Lawson-Beziehung** erfüllt sein, d. h., im Fall eines Gemisches von 50% Deuterium und 50% Tritium muß das Produkt aus der Teilchendichte n und der Einschließungszeit τ

(69) $$n\tau > 10^{14}\ \mathrm{cm^{-3}\ s}$$

sein, wobei die Temperatur nicht weniger als $40 \cdot 10^6$ Kelvin betragen darf.

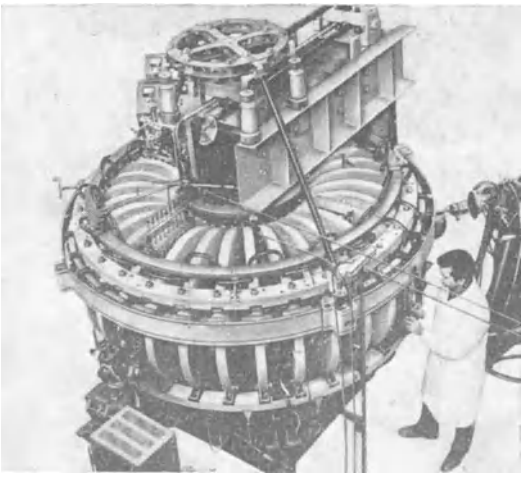


Bild 224. Sowjetischer Fusionsreaktor Tokamak 6

Die bisher erfolgreichste Apparatur dieser Art ist die Anlage **Tokamak 3** im Moskauer Kurtschatow-Institut für Atomenergie. Das Plasma wird in einem ringförmigen Kreisrohr von 2 m Außendurchmesser (Bild 224) durch ein elektromagnetisches Feld aufgeheizt, das einerseits von stromdurchflossenen Spulen erzeugt wird, die das Rohr außen umschließen. Eine zweite Komponente rührt von den im Plasma selbst induzierten Strömen her. Auf diese Weise entsteht ein schraubenförmiges, das Plasma zusammenpressendes Magnetfeld. Es konnten bereits Temperaturen von 10^7 K für die Dauer von 20 ms bei einer Plasmadichte von $10 \cdots 30 \cdot 10^{12}$ Teilchen/cm³ erzielt werden. Gegebenenfalls kämen folgende Reaktionen in Frage:

$$^2_1\mathrm{D} + {}^2_1\mathrm{D} \rightarrow ({}^3_1\mathrm{T} + 1{,}0\ \mathrm{MeV}) + ({}^1_1\mathrm{p} + 3{,}0\ \mathrm{MeV})$$

$$^2_1\mathrm{D} + {}^2_1\mathrm{D} \rightarrow ({}^3_2\mathrm{He} + 0{,}8\ \mathrm{MeV}) + ({}^1_0\mathrm{n} + 2{,}45\ \mathrm{MeV}),$$

$$^2_1\mathrm{D} + {}^3_1\mathrm{T} \rightarrow ({}^4_2\mathrm{He} + 3{,}6\ \mathrm{MeV}) + ({}^1_0\mathrm{n} + 14{,}1\ \mathrm{MeV}),$$

die sich zugleich abspielen und sich zusammengefaßt

$$5\ {}^2_1\mathrm{D} \rightarrow {}^3_2\mathrm{He} + {}^4_2\mathrm{He} + {}^1_1\mathrm{p} + 2\ {}^1_0\mathrm{n}$$

schreiben lassen.

Im Plasma des Tokamak-Reaktors konnten bereits zahlreiche Neutronen nachgewiesen werden, was auf einen erfolgreichen Verlauf der Experimente schließen läßt. Man schätzt, daß eine Vergrößerung der Leistung um den Faktor 200 ausreichen würde, um mehr Energie freizusetzen, als zum Betrieb der Anlage erforderlich ist.

Mag es dieser Weg oder ein anderer sein, der zum Ziele führen wird, heute zweifelt fast niemand daran, daß die Ausnutzung der Wasserstoffenergie in absehbarer Zeit möglich sein wird und der Menschheit eines Tages unerschöpfliche Energiemengen zur Verfügung stehen werden.

21. Die magnetischen Eigenschaften der Atome

21.1. Das Bohrsche Magneton

Schon AMPÈRE hatte 1822 die Hypothese aufgestellt, die Ursache des Magnetismus beruhe auf winzigen elektrischen Kreisströmen in den kleinsten Teilchen des Eisens. Dieser Anschauung von den **Molekularströmen** stand allerdings lange Zeit im Wege, daß man sich nicht erklären konnte, wie diese Ströme zustande kommen sollten. Wo war die Stromquelle zu suchen?

Inzwischen haben sich unsere Kenntnisse erweitert. Im einfachsten Fall laufen die Elektronen auf Kreisbahnen um den Kern. Es fließt hier eine kleine Elektrizitätsmenge im Kreise herum, ein winziger elektrischer Strom. Nun wird dem Leser bekannt sein, daß eine stromdurchflossene Spule, die sich in einem Magnetfeld befindet, ein Drehmoment erfährt. Am Ende stellt sie sich so ein, daß ihr eigenes Magnetfeld mit dem äußeren Feld zusammenfällt. Dies ist der Grundvorgang im Elektromotor, der natürlich so eingerichtet ist, daß die Drehung dann kontinuierlich weitergeht.

Eine einfache Formel gibt die dabei auf ein Drahtstück von der Länge l wirkende Kraft an: $F = IlB$, wobei I die Stromstärke im Draht und B die Induktion des Magnetfeldes ist.

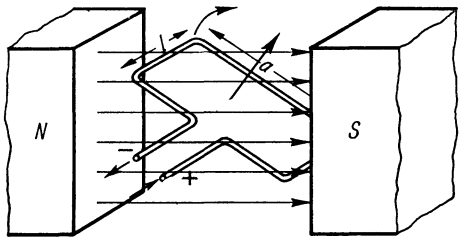


Bild 225. Rechteckige Stromschleife im Magnetfeld

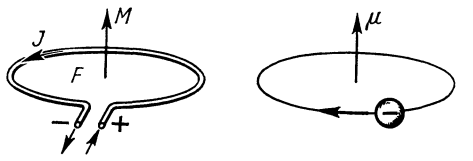


Bild 226. Magnetisches Moment eines Kreisstromes und des umlaufenden Elektrons

Nimmt man statt des Drahtstückes eine rechteckige Stromschleife, so erzeugt sie ein Drehmoment von $D = IalB$ (Bild 225); denn das Drehmoment ist das Produkt aus der Kraft $2IlB$ und dem Hebelarm $a/2$. Wenn man die Fläche der Stromschleife mit $A = al$ bezeichnet, ist $D = IAB$.

Man nennt nun das hier vorkommende Produkt

(70) $\boxed{M = IA}$ **magnetisches Moment des Kreisstromes**

Im Atom wird der Strom I durch die Ladung e des Elektrons repräsentiert, das mit der Frequenz f auf einer Kreisbahn vom Radius r umläuft (Bild 226). Das gibt $A = \pi r^2$ und

$f = \frac{\omega}{2\pi}$. Damit wird das magnetische Moment $\mu = efA = \frac{e\omega\pi r^2}{2\pi}$ oder

(71) $\boxed{\mu = \frac{1}{2} er^2\omega}$ **magnetisches Moment des umlaufenden Elektrons**

Nach (28) ist aber der Bahndrehimpuls des Elektrons $m_e r^2\omega = \frac{h}{2\pi}$ und demzufolge $r^2\omega = \frac{h}{2\pi m_e}$. Setzt man dies in (71) ein, so erhält man:

(72) $\boxed{\mu_B = \frac{eh}{4\pi m_e}}$ **Bohrsches Magneton**

Mit den uns bekannten Zahlenwerten ergibt dies

$$\mu_B = 0{,}09273 \cdot 10^{-22}\ \mathrm{A\,m^2}.$$

Man könnte zunächst auf den Gedanken kommen, daß diese durch den Bahnumlauf der Elektronen entstehenden BOHRschen Magnetonen die von AMPÈRE vermuteten Elementarmagnete seien, die die auffälligen Erscheinungen des Ferromagnetismus (Magnetismus des Eisens, Nickels und Kobalts) hervorrufen. Es hat sich aber herausgestellt, daß hierfür nicht der Bahnumlauf verantwortlich ist, sondern der Elektronenspin. Die meisten Elektronen sind jedoch so in die Atomhülle eingeordnet (PAULI-Prinzip, 6.2.), daß ihre Spinrichtungen paarweise entgegengesetzt sind. Damit stellen also lediglich die Spinmomente der nicht abgeschlossenen inneren Schalen der Atomhülle die gesuchten Elementarmagnete dar.

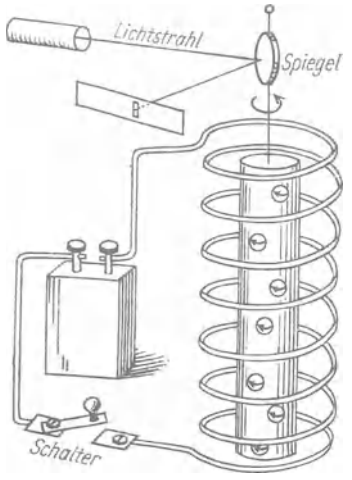


Bild 227. Der gyromagnetische Effekt

Der Zusammenhang zwischen magnetischem Moment und Spin läßt sich durch einen von EINSTEIN und DE HAAS durchgeführten Versuch genau überprüfen. Ein Eisenstab wird nach Bild 227 leicht drehbar in einer Spule aufgehängt. Wenn ein Stromstoß durch die Spule fährt, erhält der Stab einen plötzlichen Drehimpuls um seine Längsachse. Er dreht sich um einen bestimmten Winkel aus seiner Anfangslage heraus. Man kann sich dies so erklären, daß die ursprünglich in verschiedenem Richtungssinn umlaufenden Elektronen zum Teil einheitlich ausgerichtet werden. Dabei überträgt sich der durch den Spin hervorgerufene Eigendrehimpuls $p_s = \frac{m_e r^2\omega}{2}$ (die Hälfte des Bahndrehimpulses, S. 52) der beteiligten Elektronen auf die Gesamtmasse des Stabes und ruft eine Gegendrehung hervor (Satz von der Erhaltung des Drehimpulses, vgl. 2.1.2.). Der zurückbleibende Magnetismus des Stabes läßt sich messen, ebenso der Drehimpuls des Stabes. So hat dieser Versuch auch den experimentellen Beweis dafür geliefert, daß der Eigendrehimpuls des Elektrons den Betrag $\frac{1}{2}\,\frac{h}{2\pi}$ hat.

21.2. Das Kernmagneton

Wie schon gesagt wurde (S. 138), haben auch die einzelnen Nukleonen innerhalb des Kernes einen Drehimpuls. Auch dieser ergibt ein magnetisches Moment. Seine Größe ergibt sich, wenn man in dem Ausdruck (72) die Elektronenmasse m_e durch die des Protons ersetzt:

(73) $$\boxed{\mu_k = \frac{eh}{4\pi m_p}}$$ **Kernmagneton**

Entsprechend der viel größeren Masse m_p ist es 1836mal kleiner als das BOHRsche Magneton. Im Gegensatz zu den Verhältnissen beim Elektron hat sich aber herausgestellt, daß das magnetische Moment der Nukleonen einen hiervon stark abweichenden Wert hat, und zwar für das Proton $+2{,}7928\mu_k$. Für das Neutron, das ja elektrisch neutral ist, findet man sogar einen Wert $-1{,}9131\ \mu_k$, was einer negativen rotierenden Ladung entsprechen müßte. Auch die Erwartung, daß das magnetische Moment der Kerne gleich der Summe der magnetischen Momente der Nukleonen sein sollte, wird nicht erfüllt. Für das Deuteron erhält man z. B. anstatt $(+2{,}7928 - 1{,}9131)\ \mu_k = +0{,}8797\ \mu_k$ nur den Wert $+0{,}8574\ \mu_k$. Vollständig ausgerechnet ergibt sich für das Proton $\mu_p = \frac{2{,}7928 \cdot 0{,}09273 \cdot 10^{-22}}{1836}\,\mathrm{As\,m^2} = 1{,}41 \cdot 10^{-26}\,\mathrm{As\,m^2}$.

21.3. Die Methode der Kerninduktion

Obwohl die physikalischen Größen des Kernmagnetismus von äußerster Kleinheit sind, gelingt es heute, diese mit großer Genauigkeit zu messen. Aus diesen Meßverfahren haben sich wiederum Methoden entwickelt, die für ganz andere Gebiete große Bedeutung erlangt haben. Eines dieser Verfahren ist die **Kerninduktionsmethode** (BLOCH, 1946).
Hierzu bringt man einige Kubikzentimeter der zu untersuchenden Probe in ein kräftiges homogenes Magnetfeld B. Wie auf S. 54 (Bilder 43 und 44) dargestellt wurde, verhalten sich dann die rotierenden Protonen wie kleine Kreisel, die infolge ihres magnetischen Momentes eine Präzessionsbewegung um die Feldrichtung ausführen.
Die Frequenz dieser Präzession hat den Wert:

(74) $$\boxed{f_p = \frac{\mu B}{hI}}$$ **Larmorfrequenz**

Herleitung: Gemäß der NEWTONschen Definition ist die Kraft gleich der sekundlichen Änderung des Impulses: $F = \frac{\mathrm{d}(mv)}{\mathrm{d}t}$. Für eine Drehbewegung gilt analog: Das Drehmoment ist gleich der zeitlichen Änderung des Drehimpulses $\left(D = \frac{\mathrm{d}J}{\mathrm{d}t}\right)$. Im Falle des Kreisels bleibt nun der Betrag von J konstant, aber seine *Richtung* ändert sich fortgesetzt. Addiert man zum ursprünglichen Vektor J (Bild 228) den kleinen Zusatzvektor $\mathrm{d}J$, so resultiert der um den Winkel $\mathrm{d}\varphi$ gedrehte Vektor J', wobei $\mathrm{d}J = J \cdot \mathrm{d}\varphi$. Damit wird $D = J\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t}$. Hierbei bedeutet $\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t}$ die Winkelgeschwindigkeit ω_p der auf einem Kegelmantel präzedierenden Impulsachse. Aus $D = J \cdot \omega_p$ folgt die Larmorfrequenz $\omega_p = \frac{D}{J}$. Das einwirkende Drehmoment D ist nach 21.1. das Produkt aus dem magnetischen Moment μ und der Induktion B des einwirkenden Feldes und der Drehimpuls J das Produkt aus dem Spin I und $\frac{h}{2\pi}$ (vgl. 5.3.). Damit wird $\omega_p = 2\pi f_p = \frac{2\pi\mu B}{Ih}$. Mit dem im vorigen Abschnitt für das Proton

berechneten Wert von $\mu = 1{,}41 \cdot 10^{-26}$ As m^2, einer Feldinduktion von z. B. 1 Vs/m^2 (= 10000 Gauß), dem Spin des Protons $I = \frac{1}{2}$ und $h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Ws^2 erhält man $f_p = 42{,}6$ MHz.

Die präzedierenden Protonen können aber nach außen hin keine elektrischen Wirkungen zeigen, da sie zwar alle mit gleicher Frequenz, jedoch in den verschiedensten Phasenlagen schwingen. Um diese gleichzurichten, läßt man quer zum Feld B ein hochfrequentes Wechselfeld mittels einer „Generatorspule" auf die Stoffprobe einwirken, dessen Frequenz in bestimmter Weise moduliert wird, d. h. periodisch schwankt (Bild 229). In einer zweiten,

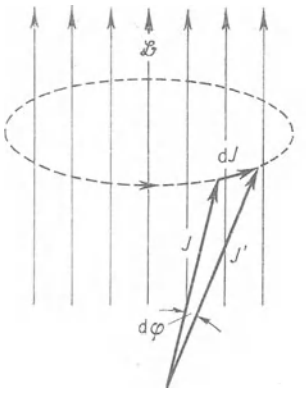


Bild 228. Präzessionsbewegung der Impulsachse im Magnetfeld

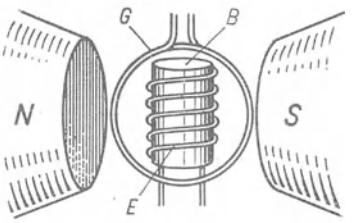


Bild 229. Anordnung zur Methode der Kerninduktion nach BLOCH (schematisch). N-S Magnetpole, E Empfängerspule, G Generatorspule, B Behalter für Probe

rechtwinklig hierzu angeordneten „Empfängerspule" induzieren die nunmehr gleichphasig rotierenden Protonen eine schwache Wechselspannung. Diese wird verstärkt und einem Oszillographen zugeführt. Aus der Lage der Spannungsspitze kann man ablesen, bei welcher Frequenz zwischen Generator und den präzedierenden Protonen bzw. Kernen Resonanz vorhanden ist.

Wie Formel (74) zeigt, läßt sich so bei bekanntem B das magnetische Moment μ bestimmen. Da dieses beim Proton sowie bei vielen Kernen schon mit großer Genauigkeit bekannt ist, kann man aus der gemessenen Resonanzfrequenz auch die Stärke von Magnetfeldern messen oder, wenn die geometrischen Verhältnisse der Magnetfeldspulen genau definiert sind, auch Stromstärkebestimmungen durchführen. Ein ganz breites Anwendungsgebiet aber nimmt die Aufklärung von Molekülstrukturen ein. Da sich die Resonanzfrequenz bei Vorliegen chemischer Bindungen in bestimmter Weise ändert, gewinnt die Kerninduktionsmethode für die chemische Analyse, die Untersuchung technischer Öle usw. immer mehr an Bedeutung.

22. Maser und Laser

Eng verbunden mit dem in den Abschn. 4. bis 6. besprochenen Mechanismus der Emission und Absorption des Lichtes ist ein neuartiges Verfahren zur Erzeugung und Verstärkung kurzwelliger Strahlungen. Handelt es sich um Wellenlängen in der Größenordnung von

Zentimetern bis Dezimetern, so heißen derartige Vorrichtungen **Maser**[1], liegen sie im Bereich des sichtbaren Lichtes, so bezeichnet man sie als optische Maser oder **Laser**[2]. Die hierbei gewonnenen Strahlungen zeichnen sich durch einige besonders interessante und wertvolle Eigenschaften aus, die zweifellos zu bedeutenden technischen Anwendungen führen werden.
Wie bereits geschildert, geht die Ausstrahlung von Lichtquanten so vor sich, daß ein Elektron der Atomhülle sprunghaft von einem Zustand höherer Energie (angeregter Zustand des Atoms) in einen solchen von niederer Energie (z. B. Grundzustand des Atoms) überwechselt. Dabei kann die Anregung durch Absorption eines von außen her einfallenden Strahlungsquantes erfolgen. Die mittlere Lebensdauer des angeregten Zustandes (Verweilzeit des Elektrons auf einer höheren Bahn) ist mit etwa 10^{-8} s nur äußerst kurz. Die Rückkehr in den energetisch tieferen Zustand erfolgt ohne Beeinflussung von außen her und wird daher *Spontanemission* genannt.
In vielen Stoffen existieren aber auch **metastabile Energiezustände**, deren Lebensdauer beträchtlich größer, bis zu 10^{-2} s, sein kann. Ehe das Elektron ein solches metastabiles Niveau unter Spontanemission wieder verläßt, vergeht somit eine relativ lange Zeit. Indessen ist aber noch ein anderer Vorgang möglich, und zwar die erzwungene oder **induzierte Emission.** Sie tritt ein, wenn ein von außen kommendes Strahlungsquant auf das im metastabilen Zustand befindliche Elektron trifft und die Energie bzw. Frequenz dieses Quantes mit der Anregungsenergie übereinstimmt. Dieser Vorgang ist ähnlich dem, wenn eine Schallwelle eine gespannte Saite zum Mitschwingen bringt. Auch hier geschieht das nur, wenn die Frequenz der Welle genau oder fast genau gleich der Eigenfrequenz der Saite ist. Ferner ist noch besonders wichtig:

Die bei induzierter Emission abgegebenen Quanten haben genau die gleiche Phasenlage und die gleiche Ausbreitungs- und Polarisationsrichtung wie die auslösende Primärstrahlung.

Da das einfallende Quant dabei nicht absorbiert wird, sind nach diesem Vorgang somit zwei Strahlungsquanten vorhanden. Trifft ein jedes abermals auf ein angeregtes Atom, so

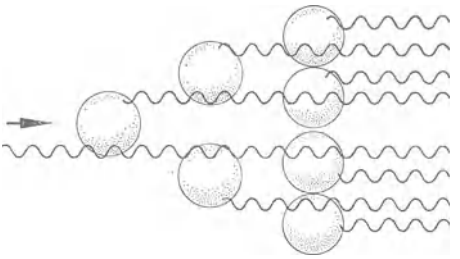


Bild 230. Vervielfältigung eines Lichtquants durch induzierte Emission angeregter Atome. Alle Lichtquanten schwingen in gleicher Phase

wiederholt sich der Vorgang, und es liegen dann 4 Quanten vor. Wenn genügend Atome im angeregten Zustand da sind, kann eine Art Kettenreaktion entstehen, die sich in dem betreffenden Medium mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet und zu lawinenartiger Verstärkung der primären Strahlung führt (Bild 230).

[1] Abkürzung für "microwave amplifier by stimulated emission of radiation", d. h. „Mikrowellenverstärker durch induzierte Strahlenemission" oder Molekulargenerator oder Molekularverstärker
[2] Abkürzung für "light amplifier by stimulated emission of radiation", d. h. „Lichtverstärker durch induzierte Strahlenemission" oder optischer Quantengenerator

Um das technisch zu realisieren, sind allerdings einige Voraussetzungen notwendig. Die wichtigste ist ein geeignetes Medium, in dem sich der Vorgang abspielen kann. Für Wellen im Zentimeter- und Dezimeterbereich verwendet man z. B. ein Gasgemisch aus Helium und Neon (Gasmaser). Für Lichtwellen im sichtbaren Bereich eignen sich außer Gasen besonders Kristalle, wie z. B. synthetischer Rubin Al_2O_3 mit einem Zusatz von 0,05% Chrom in Form dreiwertiger Ionen. Das Termschema der in den Kristall eingebauten Chromionen (Bild 231) zeigt den Grundzustand 1, ein metastabiles Niveau 2 (mittlere Lebensdauer $5 \cdot 10^{-3}$ s) und das zu einem „Energieband"[1] verbreiterte Niveau 3.
Um den Laser in Gang zu bringen, werden die auf dem Niveau 1 befindlichen Elektronen durch Einstrahlen von Licht passender Frequenz auf das Niveau 3 angehoben. Das kann mit einer Xenon-Blitzlampe geschehen, die den Kristall schraubenförmig umgibt (Bild 232).

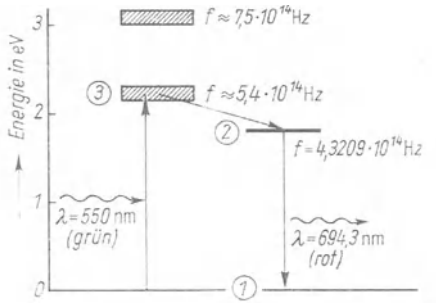


Bild 231. Termschema der Chromionen im Rubinkristall

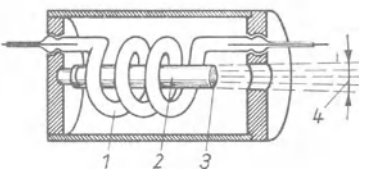


Bild 232. Schema des Rubinlasers
1 Xenon-Blitzlampe, 2 Rubinkristall, 3 halbversilberte Endfläche, 4 Durchmesser des Lichtbündels

Durch strahlungslosen Übergang fallen die Elektronen anschließend auf das metastabile Niveau 2. Die bei diesem Übergang frei werdende Energie wird als Wärmeenergie vom Kristallgitter aufgenommen. Von Lichtquanten entsprechender Frequenz, die irgendwo im Kristall zufällig durch Spontanemission frei geworden sind, wird dann die induzierte Emission eingeleitet.
Diese kann aber nur stattfinden, wenn die Besetzungsdichte N_2 des Niveaus 2 größer als diejenige des Niveaus 1 ist; denn die Wahrscheinlichkeiten für Absorption und Emission sind gleich groß. Wenn $N_1 > N_2$ ist, werden je Zeiteinheit mehr Quanten absorbiert als emittiert, und die induzierte Emission kann nicht in Gang kommen. Es muß also $N_2 > N_1$ sein. Um das zu erreichen, müssen je Zeiteinheit mehr Elektronen in den Zustand 2 gepumpt werden, als in der gleichen Zeiteinheit Spontanübergänge vom Zustand 2 in den Grundzustand 1 stattfinden. Das erfordert ein gewisses Minimum an Pumpleistung, die bei Rubinkristallen in der Größenordnung von 500 W liegt. Andernfalls reißt die erwähnte Kettenreaktion sofort ab, wenn die Besetzungsdichte N_2 des oberen Niveaus kleiner als N_1 geworden ist. Aus diesem Grunde erfolgt die Ausstrahlung der Festkörperlaser im allgemeinen nicht kontinuierlich, sondern in einzelnen Impulsen.

[1] Innerhalb eines Kristalls verbreitern sich infolge der gegenseitigen Wechselwirkung der breiten bausteine die bei den Einzelatomen scharf definierten Energieniveaus zu mehr oder weniger Gitter-Energiebändern

Damit recht viele Atome von der induzierten Emission erfaßt werden, muß die zu verstärkende Lichtwelle möglichst lange im Kristall verbleiben. Daher sind die beiden Endflächen des Kristalls genau planparallel geschliffen und versilbert. Auf diese Weise wird das Licht oftmals hin und her reflektiert und nur in der Längsrichtung des Kristalls verstärkt. Beim Gaslaser (Bild 233), der anstelle des Kristalls eine geeignete Gassäule enthält, sind zu beiden Seiten der Röhre zwei Spiegel angebracht. Der Abstand der beiden Spiegelflächen beträgt ein ganzzahliges Vielfaches einer halben Wellenlänge des zu verstärkenden Lichtes, wodurch sich ein System stehender Wellen ausbildet. So wirkt der Kristall wie ein Hohlraumresonator.

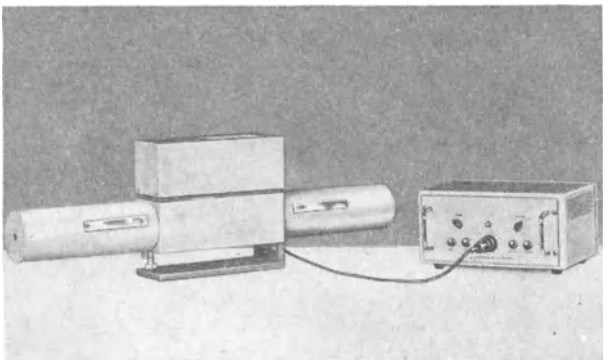


Bild 233
Gaslaser vom VEB Carl Zeiss Jena

Wegen der Kleinheit der zu verstärkenden Wellenlänge im Verhältnis zur Länge des Kristalls und da sehr viele eng benachbarte Wellenlängen in die Bandbreite der Strahlung fallen, braucht die Resonanzlänge des Kristalls nicht besonders abgestimmt zu werden. Von den vielen möglichen Eigenfrequenzen des Lasers wird diejenige maximal verstärkt, die der Mitte des metastabilen Niveaus entspricht. Unter diesem Gesichtspunkt kann man sagen:

Der Laser ist ein makroskopischer Resonator für optische Frequenzen, der durch induzierte Emissionsprozesse selektiv entdämpft wird.

Damit die Strahlung austreten kann, ist eine der beiden Endflächen nicht vollständig verspiegelt. Da die Verstärkung genau phasengleich erfolgt, stellt das austretende Lichtbündel einen fortlaufenden, in sich geschlossenen Wellenzug dar; es ist **kohärentes Licht.** Gewöhnliches Licht dagegen besteht aus einzelnen kurzen Wellengruppen, von denen jede einem einzelnen Emissionsakt entstammt. Diese Wellengruppen haben keinerlei Beziehung zueinander und haben völlig unterschiedliche Phasenlagen, d. h., sie sind **inkohärent.**
Wegen der Parallelität der Endflächen und der strengen Einheitlichkeit der Emissionsrichtung ist das austretende Bündel fast exakt parallel. Sein Öffnungswinkel wird allein vom unvermeidlichen Beugungseffekt bestimmt. Infolge der Resonanzeigenschaft des Lasers ist die Strahlung extrem monochromatisch.
Die weitere Entwicklung dieser neuen Strahlungsquelle ist noch nicht abzusehen. Praktische Erfolge wurden besonders auf folgenden Gebieten erzielt:
Werkstoffbearbeitung im Brennpunkt der Strahlung, wo selbst Hochtemperaturoxide mit Leichtigkeit verdampfen; Übertragung von Nachrichten mittels modulierter Laserstrahlung; Konstruktion rauscharmer Verstärker im Mikrowellenbereich; Ausdehnung des für die Elektronik nutzbaren Frequenzbereiches auf das Gebiet von $10^8 \cdots 10^{15}$ Hz; exakteste Längenmessung über große Entfernungen.

Ausstrahlungseigenschaften typischer Laser

	Festkörperlaser	Gaslaser	
Aktives Medium	Rubin	He (1 Torr) + Ne (0,1 Torr)	CO_2
Wellenlänge	694,3 nm	632,8 nm	10200 nm ··· 10800 nm
Betriebsart	Impulsbetrieb	kontinuierlich	kontin. u. Impulsbetr.
Pumpverfahren	Xenon-Blitzlampe	Gasentladung	
mittlere Leistung	1 W	0,1 W	bis 18 kW
Spektralbreite	10 MHz	20 Hz ··· 10 kHz	
Kohärenzlänge	30 m	bis 30000 km	
Öffnungswinkel	0,3°	0,5′	
Fleckgröße nach 10 km	50 m	1,5 m	
Wirkungsgrad	10^{-3} ··· 10^{-2}	desgl.	0,33

Erstaunlich ist die große Lichtintensität, die sich mit Lasern erzielen läßt. Das erklärt sich daraus, daß während des Pumpens eine beträchtliche Energie aufgestaut wird, die sich dann blitzartig entlädt. In einem Impuls von 10^{-12} s Dauer kann dabei die Leistung 10^{13} W konzentriert werden, was beispielsweise der Leistung sämtlicher Kraftwerke der USA zusammen entspricht.
Während es sich hier nur um sehr kurze Impulse handelt, sind aber auch schon Laser von beträchtlicher Dauerleistung entwickelt worden. So wurde von einem gasdynamischen Laser mit 60 kW Dauerleistung berichtet, dessen Stickstoff-Kohlenoxid-Gemisch von der Düse eines Raketenmotors angeregt wird. In dieser Richtung zeichnen sich auch militärische Anwendungsmöglichkeiten ab.

23. Der Mößbauer-Effekt

Das Atom hatten wir als ein schwingungsfähiges System erkannt, das in der Lage ist, Quanten von ganz bestimmter Frequenz abzustrahlen, wenn es zuvor durch Aufnahme von Energiequanten genau gleicher Frequenz dazu angeregt wurde (s. Resonanzabsorption S. 47). Es ist an sich naheliegend, auch Atomkerne mit γ-Quanten passender Wellenlänge zu bestrahlen und zur Emission von Eigenstrahlung zu veranlassen. Eine derartige **Kernresonanz-Fluoreszenz** ist aber unter gewöhnlichen Umständen nur sehr schwer zu beobachten, da infolge der großen Energie der γ-Quanten an den beteiligten Kernen ein starker Rückstoß auftritt. Bei der Emission bewirkt er einen Energieverlust des γ-Quants, dessen Frequenz entsprechend abnimmt. Bei der Absorption muß das γ-Quant zusätzlich Energie zur Bewegung des angestoßenen Kerns aufbringen. Somit muß die Frequenz des zu absorbierenden Quants größer als bei unbeweglich ruhendem Kern sein. Ausgesprochene Resonanzerscheinungen sind wegen dieser großen Energiedifferenzen demnach gar nicht möglich.
Bei der Untersuchung der γ-Strahlung des Nuklides $^{191}_{77}Ir$ im Bereich tiefer Temperaturen entdeckte nun RUDOLF MÖSSBAUER im Jahre 1958, daß die Absorption unterhalb von 180 K überraschend stark ansteigt und bei noch tieferen Temperaturen von 20 K zu außerordentlich schmalen und scharfen Resonanzkurven (Bild 234) führt. Dieser **Mößbauer-Effekt** ist damit zu erklären, daß die Kerne bei tiefer Temperatur keinen individuellen Impuls mehr aufnehmen können. Der entstehende Rückstoß wird dann vielmehr vom gesamten Kristallgitter aufgefangen, wodurch die Energieänderungen der γ-Quanten vernachlässigbar klein werden.

Bei derartigen Versuchen kann die gekühlte Strahlenquelle durch Aufsetzen auf einen Drehtisch mit verstellbarer Geschwindigkeit relativ zum Absorber bewegt werden (Bild 235). Infolge des damit verbundenen DOPPLER-Effektes ändert sich die Frequenz der emittierten Strahlung ein wenig.

Bewegt sich die Quelle in der auf Bild 242 angegebenen Stellung mit der Geschwindigkeit v auf den Absorber zu, so bewirkt dies eine Erhöhung der Frequenz um den Betrag $\Delta f = f\frac{v}{c}$.

Durch allmähliche Veränderung der Drehzahl kann die Frequenz der emittierten γ-Quanten innerhalb des interessierenden Bereiches verschoben werden. Auf diese Weise wird die Frequenz des „Senders" auf die des Empfängers abgestimmt, wie es bei einem Rundfunkempfänger mittels des Drehkondensators geschieht und wo im Resonanzfall ebenfalls die gewünschte Wellenlänge in maximaler Stärke absorbiert wird. Die im Absorber angeregte Resonanzstrahlung wird schließlich von einem Zählgerät erfaßt.

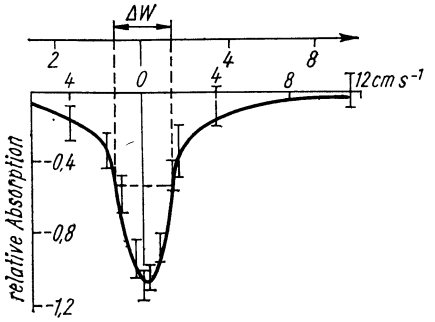


Bild 234. Relative Resonanzabsorption des $^{191}_{77}$Ir in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit der Strahlenquelle

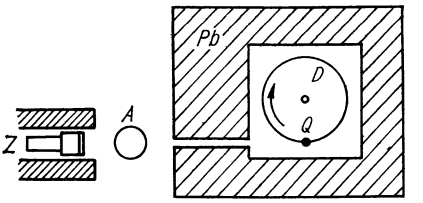


Bild 235. Anordnung zur Resonanzabsorption mit bewegter Strahlenquelle (D Drehtisch, Q Strahlenquelle, Pb Bleiabschirmung, A Absorber, Z Zähler fur γ-Quanten)

Die Schärfe der beobachteten Resonanzen ermöglicht es sogar, die natürliche Linienbreite ΔW von γ-Linien zu messen, die mit der mittleren Lebensdauer τ der Kernniveaus gemäß der HEISENBERGschen Unschärfebeziehung $\Delta W \cdot \tau = h$ (S. 41) zusammenhängt. Auf diese Weise konnte z. B. die Frequenz der 14,4-keV-γ-Linie des Eisens $^{57}_{26}$Fe mit einer Genauigkeit von $\frac{\Delta f}{f} \approx 10^{-15}$ und deren natürliche Breite zu $4{,}6 \cdot 10^{-9}$ eV bestimmt werden. Dies ist zugleich die heute am genauesten definierte Energie einer elektromagnetischen Strahlung. Die erstaunliche Präzision, mit der der MÖSSBAUER-Effekt die relative Änderung physikalischer Größen zu messen erlaubt, hat bereits zu zahlreichen praktischen Anwendungen auf den verschiedensten Gebieten der Physik, Astrophysik, Chemie und physikalischen Chemie geführt.

Die Physik der Elementarteilchen

24. Die kosmische Strahlung

24.1. Die Entdeckung der kosmischen Strahlung

Schon mehrfach haben wir auf die „kosmische Strahlung" hingewiesen. Worum es sich dabei handelt, sagt schon die Bezeichnung. Es ist eine aus dem Weltenraum auf die Erde fallende Strahlung von außerordentlicher Durchdringungskraft, die häufig auch **Höhen-** oder **Ultrastrahlung** genannt wird.

Die Strahlung wurde im Jahre 1911 von dem Österreicher V. Hess entdeckt. Er stellte fest, daß die von radioaktiven Beimengungen herrührende Ionisierung der Luft mit zunehmender Höhe wohl erwartungsgemäß abnahm, von 800 m an jedoch merkwürdigerweise wieder intensiver wurde. Den mit Raketen gemessenen Intensitätsverlauf bis zu 140 km Höhe zeigt Bild 236. Während man anfangs glaubte, ausschließlich eine elektromagnetische Wellenstrahlung ähnlich der γ-Strahlung vor sich zu haben, stellte sich nach und nach heraus, daß in der Strahlung vor allem Elementarteilchen der verschiedensten Art vorkommen.

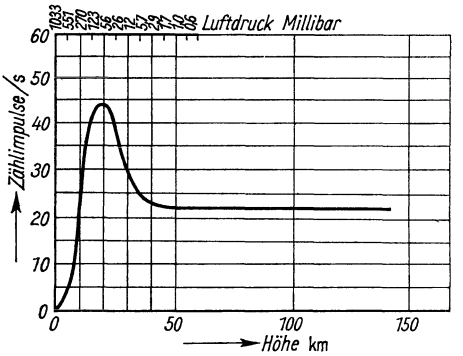


Bild 236. Höhenabhängigkeit der kosmischen Strahlung, aufgenommen mit V-2-Raketen bis 140 km Höhe. Die Strahlung ist oberhalb 50 km konstant

Sie stammen nur zum Teil unmittelbar aus dem Weltenraum. Die meisten entstehen erst in der Lufthülle, indem die primär aus dem Kosmos stammenden Teilchen mit den Atomen der Luft zusammenprallen und hier die verschiedensten Kernprozesse auslösen.

Die kosmische Strahlung ist ein kompliziertes Gemisch von primär aus dem Weltenraum einfallenden Teilchen, verschiedenen Korpuskeln und γ-Quanten, die durch Wechselwirkung der Primärteilchen mit den Atomen der Erdatmosphäre entstehen.

Das erkennt man in Bild 236 daran, daß die Strahlungsstärke bis hinab zu 50 km konstant bleibt. Das jähe Ansteigen mit zunehmender Eindringtiefe deutet auf ein starkes Überhand-

nehmen von Sekundärprozessen hin. Der Abfall von 20 km an abwärts ist die Folge der Absorption der sekundären Strahlung durch die tieferen Luftschichten.

24.2. Die primäre Strahlung

Die primären Teilchen der kosmischen Strahlung haben Energien, die alle bisher bekannten weit übersteigen. Während die bei irdischen Kernvorgängen auftretenden Energien in der Größenordnung von 1···10 MeV liegen, haben die aus dem Weltenraum stammenden Teilchen Energien bis zu 10^{14} MeV. Soweit es sich bis jetzt übersehen läßt, handelt es sich ausnahmslos um positive Atomkerne, in der Hauptsache um Protonen und α-Teilchen (Verhältnis 10:1), seltener um schwerere Kerne bis hinauf zum Eisen. Elektronen fehlen ganz.

Die primären Teilchen der kosmischen Strahlung sind Atomkerne, vorwiegend Protonen, mit Energien bis zu 10^{14} MeV.

Über den Ursprung der Strahlung läßt sich heute noch nichts Sicheres sagen. Die Verteilung der Kerne in der primären Strahlung entspricht im großen und ganzen der kosmischen Häufigkeit der Elemente, die sich auch in der Zusammensetzung vieler Fixsterne widerspiegelt. Vermutlich entstammen die Teilchen gewaltigen Gasausbrüchen auf gewissen Fixsternen, die man ab und zu als sogenannte „Novae" und „Supernovae" vorübergehend aufflammen sieht. Vielleicht wird sie auch in magnetischen Wirbelfeldern kosmischen Ausmaßes ähnlich wie im Betatron nachträglich beschleunigt.
Außer der mit zeitlich konstanter Intensität einfallenden kosmischen Strahlung existiert aber auch noch eine von der Sonne kommende **solare Strahlung**, die vorwiegend aus Protonen und Elektronen besteht. Sie hängt mit dem Auftreten von Sonnenflecken zusammen und äußert sich in mitunter sehr heftigen „Protonenstürmen", d. s. bis zur Erde vordringende Plasmawolken. Deren Teilchendichte kann zwar die der eigentlichen kosmischen Strahlung weit übersteigen, die Energie der Protonen geht aber nur selten über $15 \cdot 10^3$ MeV hinaus.
Hinzu kommt noch ein beständiger starker Strom von *Neutrinos*. Sein weitaus größter Anteil rührt von Kernprozessen auf der Sonne her. Die Teilchendichte beträgt $6 \cdot 10^{10}$ Neutrinos/cm^2 s, ihre Energie ist (größtenteils $<$0,42 MeV) relativ gering. Wegen des extrem kleinen Wirkungsquerschnittes von etwa 10^{-38} cm^2 können die Neutrinos riesige Materialanhäufungen nahezu ungehindert durchdringen. Von einer Million Neutrinos, die quer durch die gesamte Erdkugel fliegen, wird nur eins absorbiert.

24.3. Die sekundäre Strahlung

24.3.1. Die harte Komponente

Die primären Teilchen der kosmischen Strahlung treten bereits in sehr großen Höhen mit den Atomkernen der Luft in Wechselwirkung. In Bodennähe sind lediglich deren Folgeprodukte zu beobachten. Hierbei handelt es sich um **Mesonen**, deren Masse zwischen der von Elektronen und Nukleonen liegt. Sie entstehen beim Zusammenprall der Primärteilchen mit den Atomkernen der Luft, wobei diese im wahrsten Sinn des Wortes zertrümmert werden und in viele Bruchstücke zerplatzen (sogenannte **Spallationen**). Die Bahnspuren der Kerntrümmer kann man auf besonders dickschichtigen Photoplatten festhalten und unter dem Mikroskop untersuchen (Bild 237). Auf Grund der Schwärzung bzw. der erkennbaren

reduzierten Bromsilberkörnchen läßt sich die relative Masse der Teilchen bestimmen. Die Spuren zeigen ein typisches, sternförmiges Bild, sogenannte **Zertrümmerungssterne.** Ab und zu befinden sich darunter bereits einige Mesonen.

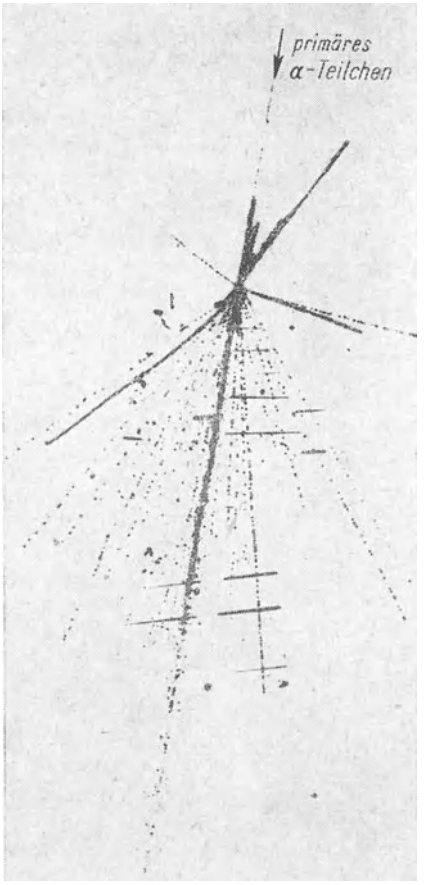


Bild 237. Mikrophotographie der Explosion eines Ag- oder Br-Kernes einer photographischen Emulsion in großer Hohe der Atmosphäre, bewirkt durch ein primäres Höhenstrahl-α-Teilchen von rund 10^{13} eV Energie. Mindestens 18 schwere und 53 leichte Teilchen (Mesonen und Elektronen) sind in der nächsten Umgebung des Kernes nachweisbar

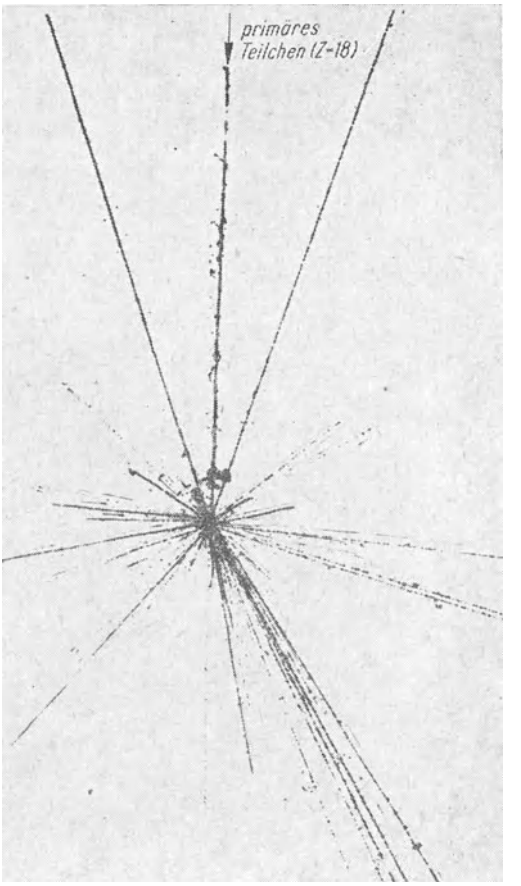


Bild 238. Kernexplosion, hervorgerufen durch ein außerst energiereiches primares Höhenstrahlteilchen der Ordnungszahl 18

Bei derartigen Kernexplosionen tritt nun gelegentlich ein weiteres Phänomen auf, das sich nur durch die ungeheure Energie der Primärteilchen erklären läßt. Ihre Stoßenergie verwandelt sich offenbar gemäß der EINSTEINschen Gleichung $W = mc^2$ in ganze Garben von Elektronen und Mesonen beiderlei Vorzeichens (Bild 238). Für eine solche **Vielfach-**

erzeugung reicht wahrscheinlich schon der Zusammenstoß zweier Nukleonen aus. Die beiden Bilder 244 und 245 stellen somit zwei grundsätzlich verschiedene Vorgänge dar. Das erste zeigt nur Trümmer, die als Teile eines schweren Kernes schon vorher existiert haben. Im zweiten entsteht ein Bündel von Elementarteilchen, die soeben erst aus kinetischer Energie „geboren" worden sind.

Der zur Bildung eines Mesons erforderliche Energieaufwand läßt sich aus seiner Ruhmasse gemäß der Masse-Energie-Beziehung $W = mc^2$ leicht errechnen und beläuft sich auf rund 150 MeV.

Die Mesonen wurden 1936 von ANDERSON und NEDDERMEYER entdeckt, und man glaubte zuerst, sie seien mit den YUKAWA-Teilchen identisch, die für die gegenseitige Bindung der Nukleonen im Kern verantwortlich sind (S. 132). Es stellte sich jedoch bald heraus, daß es mehrere Mesonenarten von verschiedener Masse und elektrischer Ladung gibt. Erst die 1947 von dem Engländer POWELL nachgewiesenen **π-Mesonen** hatten die Eigenschaften der von YUKAWA vorausgesagten Teilchen.

24.3.2. Die weiche Komponente

Die weiche Komponente der kosmischen Strahlung besteht aus γ-Quanten, Elektronen und Positronen. Das Positron verriet sich auf folgende Weise: Die Bahnen elektrisch geladener

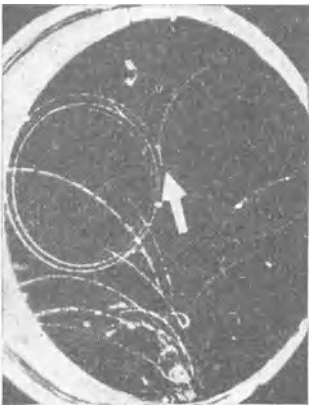


Bild 239. Nebelkammeraufnahme der Paarbildung aus energiereicher γ-Strahlung

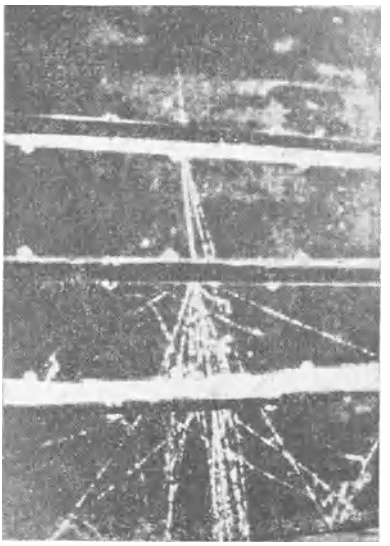


Bild 240. Künstlich erzeugter Kaskadenschauer in übereinandergesetzten Bleiplatten

Teilchen, die in ein starkes Magnetfeld fliegen, erfahren je nach ihrer Geschwindigkeit eine mehr oder weniger starke kreisförmige Krümmung (s. Zyklotron, 12.1.3.). Als ANDERSON im Jahre 1932 die kosmische Strahlung mit Nebelkammer und Magnetfeld untersuchte, fand er neben vielen solcher Bahnen, die von Elektronen herrührten, auch eigentümliche Verzweigungen, von denen zwei nach entgegengesetzter Richtung gekrümmte Kreisbahnen ausgingen (Bild 239). Es waren die Spuren von **Elektronenzwillingen**, Elektron-Positron-

Paaren. Die zur Bildung eines solchen Paares notwendige Mindestenergie von 1 MeV wurde auf S. 128 schon berechnet.

Ihre Entstehung verdankt die weiche Komponente wahrscheinlich den erwähnten π^0-Mesonen (S. 207). Wenn die beiden bei dem Zerfall des π^0-Mesons frei werdenden γ-Quanten in den Bereich eines Kernes geraten, verwandeln sie sich in je einen Elektronenzwilling. Fällt das Elektron oder Positron seinerseits auf einen Kern, so erzeugt es sofort ein seiner Energie entsprechendes Bremsstrahlungsquant. Dieses erzeugt in einem weiteren Kern abermals ein Teilchenpaar. So geht es weiter, bis die anfänglich vorhandene Energie in vielen aufeinanderfolgenden Paarbildungs- und Bremsstrahlungsakten in zahlreiche Einzelbeträge aufgespalten ist (Bild 240). Der verbleibende Rest wird zur Ionenbildung verbraucht. Das ist die Erklärung für die **Kaskadenschauer**.

Kaskadenschauer sind gleichzeitig auftretende Scharen von Elektronen und Positronen, die durch kaskadenförmig aufeinanderfolgende Stoßprozesse entstehen.

In der freien Atmosphäre erstreckt sich ein solcher Vorgang naturgemäß über weite Gebiete, zuweilen über Hunderte von Quadratmetern. Die Schauer verraten sich dann in zusammengeschalteten Zählrohren, die, über größere Flächen verteilt, nur dann ansprechen,

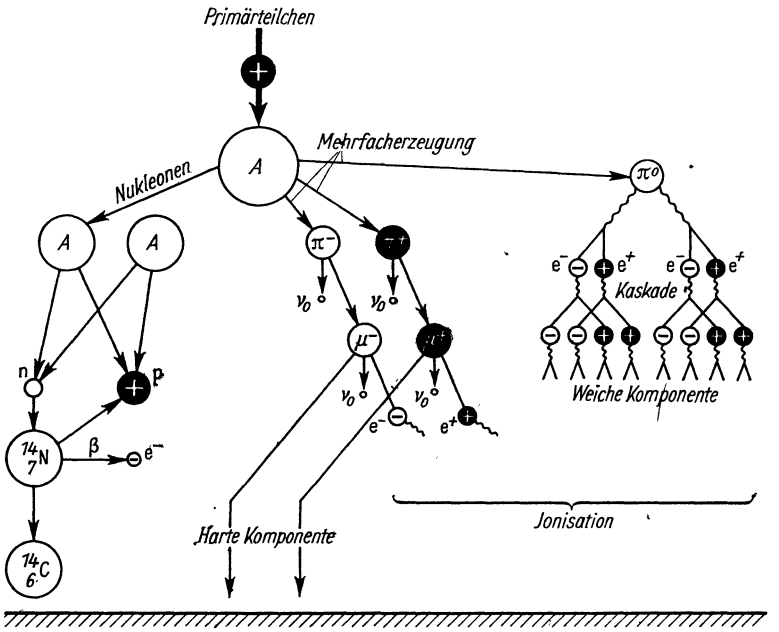


Bild 241. Vereinfachtes Schema der kosmischen Strahlung

wenn sie von gleichzeitig ankommenden Teilchen getroffen werden. Man kann den Vorgang der Kaskadenbildung aber auch künstlich nachahmen, indem man in die Nebelkammer mehrere dicke Bleiplatten einbaut und sie der kosmischen Strahlung aussetzt (Bild 240). Ein vereinfachtes Gesamtschema der kosmischen Strahlung zeigt Bild 241.

25. Eigenschaften der Elementarteilchen

25.1. Arten der Elementarteilchen

25.1.1. Leptonen, Mesonen und Baryonen

Mit der Untersuchung der kosmischen Strahlung entstand ein völlig neues Gebiet der physikalischen Forschung, die **Physik der Elementarteilchen** selbst. Erinnern wir uns daran, daß die Atomphysik sich bisher in zwei Hauptgebiete, die Physik der Hülle und die des Atomkernes, gliederte. Nunmehr kommt als drittes die Frage nach der Natur und der gegenseitigen Umwandlung der Elementarteilchen dazu. Um aber die Fülle der hier neu auftauchenden Probleme eingehend und systematisch zu studieren, reicht das aus der kosmischen Strahlung gewonnene Beobachtungsmaterial nicht aus. Die freie Natur liefert nur mehr oder weniger zufällige Ereignisse, die man beim Durchmustern der in der Atmosphäre exponierten Kernspurplatten mühselig suchen muß. Daher hat man auch auf diesem Gebiet den Weg des direkten Experimentes beschritten. Die hierzu erforderlichen Teilchenenergien liegen wiederum um Größenordnungen höher als die der radioaktiven Strahlungen, was den Einsatz immer leistungsfähigerer Beschleunigeranlagen notwendig machte.

Tafel 6: **Übersicht über die Elementarteilchen**

Bezeichnung	Teilchen	Antiteilchen	Ruhmasse (Vielfaches der Elektronenmasse)	Spin	mittlere Lebensdauer (Sekunden)	häufigste Zerfallsweise
Photon	γ	γ	0	1	stabil	
Leptonen						
Elektron, Positron	e^-	e^+	1	$\frac{1}{2}$	stabil	
e-Neutrino	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	$\frac{1}{2}$	stabil	
μ-Meson oder Myon	μ^-	μ^+	206,8	$\frac{1}{2}$	$2{,}2 \cdot 10^{-6}$	$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$
μ-Neutrino	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	$\frac{1}{2}$	stabil	
Mesonen						
π-Meson	π^-	π^+	273,2	0	$2{,}56 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
oder Pion	π^0	π^0	263,9	0	$2 \cdot 10^{-16}$	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$
K-Meson	K^0	$\bar{K}^0$	974,1	0	10^{-10}	$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$
	K^+	K^-	966,4	0	$1{,}2 \cdot 10^{-8}$	$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
η-Meson	η^0	$\bar{\eta}^0$	1072,4	0	10^{-22}	$\eta \rightarrow \pi + \pi + \pi$
ρ-Meson	ρ^0	$\bar{\rho}^0$	1467,8	1	10^{-23}	$\rho \rightarrow \pi + \pi$
	ρ^+	ρ^-	1467,8	1	10^{-23}	
ω-Meson	ω^0	$\bar{\omega}^0$	1530,4	1	10^{-22}	$\omega \rightarrow \pi + \pi + \pi$
Baryonen						
Nukleonen: Proton	p^+	p^-	1836,10	$\frac{1}{2}$	stabil	
Neutron	n	$\bar{n}$	1838,62	$\frac{1}{2}$	1013	$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$
Hyperonen	Λ	$\bar{\Lambda}$	2183	$\frac{1}{2}$	$2{,}7 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^0$
	Σ^+	$\bar{\Sigma}^-$	2328	$\frac{1}{2}$	$0{,}8 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$
	Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	2334	$\frac{1}{2}$	10^{-14}	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$
	Σ^-	$\bar{\Sigma}^+$	2343	$\frac{1}{2}$	$1{,}6 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$
	Ξ^-	$\bar{\Xi}^+$	2586	$\frac{1}{2}$	$1{,}7 \cdot 10^{-10}$	$\Xi \rightarrow \Lambda^0 + \pi$
	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	2573	$\frac{1}{2}$	$3 \cdot 10^{-10}$	
	Ω^-	Ω^+	3273	$\frac{3}{2}$	10^{-10}	

Das Ergebnis dieser noch längst nicht abgeschlossenen Arbeiten ist zunächst, daß es mehr als 42 verschiedene Elementarteilchen gibt. Sie sind auf Tafel 6 verzeichnet.
Hier ist es allgemein üblich, nicht mit der Halbwertszeit $T_{1/2}$, sondern mit der mittleren Lebensdauer zu rechnen:

(75) $$\boxed{\tau = \frac{1}{\lambda}}$$ **mittlere Lebensdauer**

Sie ist gleich dem reziproken Wert der Zerfallskonstanten λ. Beim Vergleich mit (41) findet man, daß die mittlere Lebensdauer das $\frac{1}{0{,}693} = 1{,}443$fache der Halbwertszeit beträgt.
Außer den *Photonen*, d. h. den Quanten der Licht-, Röntgen- und γ-Strahlung, unterscheidet man 3 Hauptgruppen:

1. Die Leptonen (leichte Teilchen). Hierzu gehören das Neutrino, das Elektron, Positron und die μ-Mesonen. Die letzteren gehören wegen ihrer großen Ähnlichkeit mit den Elektronen trotz ihrer größeren Masse noch nicht zur nächsten Gruppe. Sie werden auch **Myonen** genannt.

2. Die Mesonen (mittelschwere Teilchen), deren Masse mehrere hundert Elektronenmassen beträgt. Zu ihnen gehören besonders die π-Mesonen, auch **Pionen** genannt, und **K-Mesonen.** Während die π^+-Mesonen wegen ihrer positiven Ladung kaum mit Kernen reagieren, können die π^--Mesonen infolge ihrer negativen Ladung leicht in andere Kerne eindringen und weitere Zerfallsprozesse auslösen. Die typischen Bilder in der Photoplatte nennt man **σ-Sterne** (Bild 242).

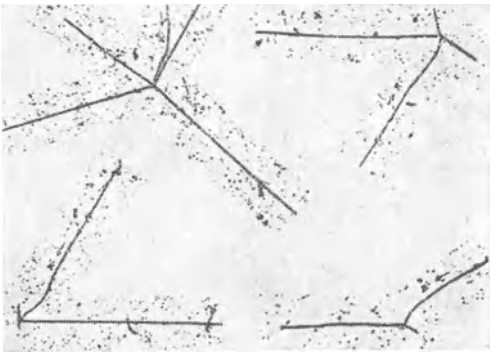


Bild 242. σ-Sterne

Neutrale π^0-Mesonen entstehen beim Eindringen der schon erwähnten Primärteilchen der kosmischen Strahlung in die Lufthülle der Erde. Sie zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer von 10^{-16} s, d. h. sofort nach ihrer Entstehung, in zwei γ-Quanten:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$$

Die π^+- und π^--Mesonen sind ebenfalls unbeständig und zerfallen nach 10^{-8} s in die etwas leichteren μ-Mesonen und Neutrinos bzw. Antineutrinos:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu; \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$$

Diese wiederum lösen sich nach 10^{-6} s in Elektronen und Neutrinos bzw. Antineutrinos auf:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}; \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}.$$

Kernumwandlungen führen sie nicht herbei. Wegen ihrer verhältnismäßig langen Lebensdauer dringen sie dann bis zur Erdoberfläche vor, ebenso wie die π-Mesonen, die auf ihrem Weg anderen Kernen nicht begegnet sind. Alle diese Vorgänge zu entwirren bedurfte mühseliger Kleinarbeit. Sie wurde schließlich damit gekrönt, daß es 1948 gelang, π-Mesonen durch Beschuß leichter Kerne mit α-Teilchen von 380 MeV im Zyklotron künstlich zu erzeugen.

3. Die Baryonen (schwere Teilchen). Zu ihnen gehören die uns vertrauten *Nukleonen* (Proton und Neutron) und eine Gruppe von überschweren Teilchen, die auch **Hyperonen**

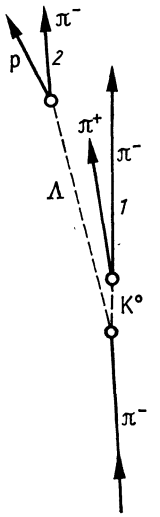


Bild 243. Entstehung eines K^0-Λ-Paares durch Stoß eines π-Mesons gegen ein Proton. Gabel 1 rührt vom K^0-Meson, Gabel 2 vom Λ^0-Meson her (schematisierte Blasenkammeraufnahme)

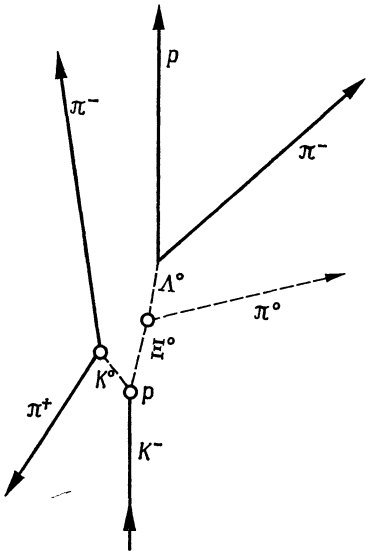


Bild 244. Entstehung eines Ξ^0-K^0-Paares durch Stoß eines K^--Mesons gegen ein Proton (schematisierte Blasenkammeraufnahme)

genannt werden. Auch hier neigt man heute der Ansicht zu, daß es sich nicht um selbständige Teilchen handelt, sondern vielmehr um hoch angeregte Zustände der Nukleonen, wobei das Proton den Grundzustand und das Neutron bereits einen angeregten Zustand darstellt. Wie ein Hyperon entstehen kann, zeigt Bild 243. Mit Hilfe des Protonensynchrotrons (vgl. 12.1.7.) wurden künstlich hergestellte π^--Mesonen mit einer Energie von 1,37 GeV (Gigaelektronenvolt = 10^9 eV) in eine mit flüssigem Wasserstoff gefüllte Blasenkammer geschossen. Beim Zusammentreffen mit einem Proton entstand ein Teilchenpaar aus K^0-Meson und Λ-Hyperon, deren Spuren nicht sichtbar und daher auf Bild 243 punktiert angegeben sind. Erst im Augenblick ihres Zerfalls erscheinen zwei „Gabeln", die sichtbaren Bahnspuren ihrer Zerfallsprodukte:

$$K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-; \quad \Lambda \rightarrow p + \pi^-.$$

In ähnlicher Weise zeigt das ebenfalls nach einer Blasenkammeraufnahme gezeichnete Bild 244 die Erzeugung eines Ξ^0- (Xi-) Hyperons. Von unten dringt ein K^--Meson in die Kammer ein, trifft auf ein Proton und erzeugt ein K^0-Meson sowie das Ξ^0-Teilchen. Als elektrisch neutrale Teilchen ergeben sie keine Bahnspuren. Sie können nur indirekt an den Spuren der geladenen Teilchen erkannt werden, in die sie anschließend zerfallen. Hierbei gelten die Gleichungen:

$$K^0 \to \pi^+ + \pi^-; \quad \Xi^0 \to \Lambda + \pi^0; \quad \Lambda \to p + \pi^-$$

4. Resonanzen. Bei Streuvorgängen an Elementarteilchen tritt in einzelnen Energiebereichen eine sprunghafte Vergrößerung des Wirkungsquerschnittes auf, die man auf das vorübergehende Vorhandensein äußerst kurzlebiger Teilchen zurückführt. Sie werden als **Resonanzen** bezeichnet und können auch als angeregte Zustände entsprechender Baryonen und Mesonen betrachtet werden. Ihre Lebensdauer τ liegt in der Größenordnung von 10^{-23} s. Sie läßt sich meßtechnisch nicht ermitteln, sondern wird mittels der HEISENBERGschen Unschärfebeziehung $\Delta W \cdot \tau = h$ (S. 41) aus der mittleren Breite ΔW des Energiebereiches, mit der das Maximum des Wirkungsquerschnittes auftritt, berechnet. Von den vielen bisher bekannt gewordenen Resonanzen sind in der Tafel 6 nur das η-, ρ- und ω-Meson aufgeführt.

25.1.2. Teilchen und Antiteilchen

Erinnern wir uns an das Phänomen der Paarbildung und Zerstrahlung (vgl. 14.2.1. u. 14.2.2.), d. h. einerseits der Entstehung eines Elektron-Positron-Paares aus einem energiereichen γ-Quant im Kernfeld und andererseits dem gleichzeitigen Verschwinden dieser Teilchen unter Aussendung zweier Photonen. In diesem Zusammenhang vermutete man schon lange, daß es wohl möglich sein müßte, auch Zwillinge aus positiven und negativen Protonen zu erhalten. Allerdings ist der erforderliche Energieaufwand bedeutend höher, da nach (61) allein die Ruhenergie der beiden Teilchen etwa 1,86 GeV beträgt. Zu ihrer Befreiung ergaben die Berechnungen eine Schwellenenergie von wenigstens 4,4 GeV. Das Experiment gelang 1955 mit dem Bevatron in Berkeley, indem Protonen höchster Energie gegen ein Kupferplättchen geschossen wurden. In den beobachteten Kerntrümmern fanden sich unter je 10^5 π-Mesonen 2 **Antiprotonen.** Sie entstehen nach der Gleichung

$$p^+ + \text{Kern} \to p^+ + \overbrace{p^+ + p^-}^{\text{Proton und Antiproton}} + \text{Kern},$$

indem die kinetische Energie des aufgeschossenen Protons sowohl Ruhenergie als auch kinetische Energie des Protonenpaares zu decken hat.
Diese planmäßige Erschaffung eines neuen Elementarteilchens durch den Menschen war ein glänzender Erfolg modernster Experimentierkunst, der unter Einsatz geradezu raffinierter elektronischer und kernphysikalischer Großanlagen erzielt wurde. Er fand seine Abrundung noch darin, daß auch die Zerstrahlung von Proton-Antiproton-Paaren festgestellt werden konnte.

Somit war es nunmehr möglich, folgende wichtige Sätze zu postulieren:

1. Zu jedem Teilchen gibt es ein Antiteilchen.
2. Teilchen und Antiteilchen haben genau gleiche Masse und entgegengesetzte elektrische und magnetische Momente.

3. Teilchen und Antiteilchen entstehen auf dem Wege der Paarbildung im Kernfeld und zerstrahlen unter Freiwerden einer ihrer Masse entsprechenden Energiemenge.
4. Jede bei einem System von Teilchen mögliche Reaktion läuft mit gleicher Wahrscheinlichkeit auch bei dem System der entsprechenden Antiteilchen ab.
5. Eine für Elementarteilchen gültige Reaktionsgleichung ergibt eine neue gültige Gleichung, wenn ein Teilchen als Antiteilchen auf die andere Gleichungsseite übergeführt wird (vorausgesetzt, daß dieser Prozeß auch energetisch möglich ist).
6. Die algebraische Summe von Teilchen und Antiteilchen muß auf beiden Seiten der Reaktionsgleichung gleich sein, wobei die Antiteilchen bei der Addition negative Vorzeichen erhalten.

Wenn die eben aufgestellten Sätze allgemeingültig sein sollen, muß auch ein **Antineutron** existieren. Der Nachweis gelang 1956 auf folgendem, hier nur grob skizziertem Weg.
Ein Strahl von Antiprotonen (5···10 je Minute) wurde in einen würfelförmigen Szintillationszähler von 24 cm Kantenlänge (gefüllt mit einer Toluol-Terphenyl-Lösung) geleitet. Hier sollten sich die Antiprotonen durch Ladungsaustausch in Antineutronen verwandeln (entsprechend dem Austausch Proton-Neutron, vgl. 15.1.). Statt dessen aber konnten die Antiprotonen im Zähler auch zerstrahlen, was je Akt einen Impuls von >100 MeV liefern mußte. Im Fall der Umladung aber liegt der entstehende Impuls unter 100 MeV.
Die dadurch entstandenen Antineutronen flogen dann weiter in einen TSCHERENKOW-Zähler (vgl. 10.5.). Er bestand aus einem großen Bleiglaswürfel, der von 16 Multipliern eingesehen wurde. Hier erfolgte die von relativ starken Impulsen begleitete Zerstrahlung der Antineutronen. Die ganze Anordnung war elektronisch so geschaltet, daß nur die starken Impulse im zweiten Zähler erfaßt wurden, die zugleich von einem schwachen Impuls im ersten Zähler begleitet waren. Eine dazwischengeschaltete dritte Zählanordnung sorgte dafür, daß nur neutrale Teilchen zur Registrierung kamen. Damit stand fest, daß die vom TSCHERENKOW-Zähler festgestellten Impulse von Antineutronen verursacht waren.
Die Existenz der Antiteilchen eröffnet neue und unerwartete Aspekte. Nach der ersten Synthese des **Anti-Wasserstoffatoms**, dessen Kern ein Antiproton ist und von einem Positron umkreist wird, gelang es einer sowjetischen Gruppe von Kernphysikern bereits im Jahre 1971, **Anti-^{3}Heliumatome** künstlich zu erzeugen und eindeutig zu identifizieren. Die dazu erforderliche Energie liegt bei 28 GeV. Noch wesentlich größer wird der Aufwand bei der zu erwartenden Synthese noch schwererer Antielemente.
Daß es also Stoffe oder sogar größere Stoffansammlungen, die nur aus Antiteilchen bestehen, irgendwo im Weltall gibt, ist demnach nicht ohne weiteres von der Hand zu weisen. Man hat dafür die Bezeichnung „Antimaterie" geprägt. Aber auch in diesem Fall darf man nicht etwa auf den Gedanken kommen, daß es neben der materiellen Welt noch eine zweite, nichtmaterielle geben könnte. Die sogenannte Antimaterie ist – wenn sich ihre Existenz bestätigen sollte – wiederum nur eine besondere, uns bisher unbekannt gewesene Daseinsform der Materie. Auch sie hat die allgemeinste Eigenschaft aller Materie, als objektive Realität unabhängig von unserem Bewußtsein zu existieren.

25.1.3. Vier Arten von Neutrinos

Ein besonders wichtiges Beispiel für die Richtigkeit des in Abschnitt 25.1.2. angeführten Satzes 5 war der 1956 geglückte endgültige Nachweis des Neutrinos. Das Neutrino experimentell zu fassen, konnte erst mit dem Kernreaktor gelingen; denn beim massenhaften

β^--Zerfall der Spaltprodukte entsteht zwangsläufig auch ein starker Strom von Neutrinos. Wir gehen zunächst von der schon bekannten Gl. (47) des β^--Zerfalls aus:

(76) $$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}.$$

Auf Grund von Satz 6 (Abschn. 25.1.2.) ergibt sich jetzt sofort, daß auf der rechten Seite ein **Antineutrino** stehen muß, denn erst dann kann die vorzeichengerechte Summierung stimmen:

$$(+1) \rightarrow (+1) + (+1) + (-1).$$

Aus diesem Grund erscheint hier auch das Symbol des Antineutrinos $\bar{\nu}$.
Das Elektron e^- läßt sich nach Satz 5 als Positron e^+ auf die Gegenseite bringen. Wird die Gleichung dann von rechts nach links gelesen, so entsteht

(77) $$\bar{\nu} + p^+ \rightarrow n + e^+$$

In Worten heißt das: Trifft ein Antineutrino auf ein Proton, so entstehen ein Neutron und ein Positron. Das gleichzeitige Entstehen dieser beiden Teilchen ist experimentell folgendermaßen nachweisbar (Bild 245):
Der Neutrinostrom wird in einen mit wäßriger Lösung einer Kadmiumverbindung gefüllten Reaktionstank geleitet, der gleichzeitig als Szintillationszähler ausgebildet ist. Jedes reagierende Neutrino liefert 2 Blitze. Der erste rührt von der Zerstrahlung des Positrons her, der zweite vom Einfang des Neutrons durch das Kadmium. Der Zeitabstand beider Ereignisse entspricht der mittleren Laufzeit von etwa 5,5 μs des Neutrons, das erst nach einer gewissen Bremsung mit dem Kadmiumkern reagiert.
Welch enormen technischen Aufwand derartige Experimente erfordern, geht daraus hervor, daß für diesen Versuch 220 parallelgeschaltete, großflächige Multiplier eingesetzt werden mußten, damit man die im Reaktionstank auftretenden Szintillationen beobachten konnte.

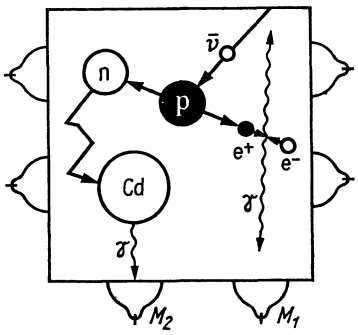


Bild 245. Nachweis des Antineutrinos

Der eigentliche Unterschied zwischen Neutrino und Antineutrino besteht darin, daß das erstere Linksspin hat, während sich das Antineutrino „rechtsherum durch die Welt schraubt". Das Neutrino ist daher das *Spiegelbild* des Antineutrinos und kann bei dem erwähnten Zerfall des Neutrons $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ gar nicht auftreten. Dagegen müßte es erscheinen, wenn ein Antineutron zerfällt:

$$\bar{n} \rightarrow p^- + e^+ + \nu.$$

Trotz der großen Schwierigkeiten, die beim Nachweis von Neutrinos zu überwinden sind, ergab sich in jüngster Zeit eine weitere Entdeckung. Außer den im Zusammenhang mit den Elektronen auftretenden Neutrinos gibt es noch ein zweites Paar, das ausschließlich bei Experimenten mit *Myonen* (μ-Mesonen) in Erscheinung tritt und sich zweifelsfrei von den anderen unterscheidet. Antineutrinos können nämlich sowohl nach der für den β-Zerfall gültigen Gl. (76)

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}$$

als auch bei dem S. 210 erwähnten Zerfall des π-Mesons nach der Gleichung

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$$

entstehen. Diese Antineutrinos könnten nun, wie soeben geschildert, nach Gleichung (77) auf Protonen einwirken, wobei ein Neutron und ein Positron entstehen müßten. Das daraufhin angestellte Experiment ergab jedoch anstelle des erwarteten Positrons ein positives Myon nach Gleichung

(78) $$\bar{\nu} + p^+ \rightarrow n + \mu^+.$$

Das Ergebnis war also „myonisch", d. h., zusammen mit Myonen entstehende Neutrinos erzeugen nach Gl. (78) immer nur Myonen und keine Positronen. Letztere erhält man nur dann, wenn es sich um „elektronische", d. h. vom β-Zerfall her stammende Neutrinos handelt. Somit existieren 4 Arten von Neutrinos: ν_e, $\bar{\nu}_e$, ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$.

25.2. Arten der Wechselwirkungen

Angesichts der beträchtlichen Anzahl der bereits bekannten und weiterhin noch zu erwartenden Elementarteilchen sind schon seit langer Zeit Bemühungen im Gange, Entstehung, Verhalten und Umwandlungen der Elementarteilchen auf allgemeingültige Regeln und Prinzipien zurückzuführen. Je nach der Art der Kräfte, die sie aufeinander ausüben, unterscheidet man hierbei 4 Arten von Wechselwirkungen:

1. Starke Wechselwirkungen. Sie bestehen zwischen den Nukleonen und rufen die starken Kräfte hervor, die den Zusammenhalt der Teilchen in den Atomkernen vermitteln (S. 134). Sie nehmen mit zunehmendem Abstand vom Kern exponentiell sehr rasch ab. Alle Teilchen, die durch starke Wechselwirkung in Verbindung stehen (d. s. alle Baryonen und Mesonen), werden **Hadronen** genannt.

2. Elektromagnetische Wechselwirkungen. Sie bestehen zwischen elektrisch geladenen Teilchen, wie z. B. zwischen Atomkern und den Elektronen der Hülle. Sie sind von sehr großer Reichweite und nehmen gemäß dem COULOMBschen Gesetz mit dem Quadrat der Entfernung ab.

3. Schwache Wechselwirkungen. Sie bestimmen den radioaktiven Zerfall und größtenteils auch den Zerfall der instabilen Elementarteilchen.

4. Die Gravitation. Diese als Schwerkraft in Erscheinung tretende Wechselwirkung ist um viele Größenordnungen schwächer als die vorhin genannten und ist in der Mikrophysik ohne praktische Bedeutung.

Um diese Kräfte zu erklären, betrachtete man in der klassischen Physik die Teilchen als Ausgangspunkte von *Feldern*. Im Fall elektrisch geladener Teilchen werden diese z. B. durch Feldlinien veranschaulicht, aus deren Dichte und Verlauf die vom Feld übertragenen Kräfte abgelesen werden können. Nach der moderneren **Quantenfeldtheorie**, die wir bereits zur Deutung der Kernkräfte herangezogen haben (S. 132), werden jedoch ständig virtuelle, d. h. nur äußerst kurze Zeit existierende Teilchen zwischen den Partnern ausgetauscht. Ihre Masse entspricht dem Äquivalent der nach der Unschärfebeziehung möglichen Energieschwankung. In dem S. 132 betrachteten Fall starker Wechselwirkung sind es π- oder K-Mesonen. Beim elektrischen Feld sind es dagegen virtuelle Photonen, die ausgetauscht

werden, während man bei den schwachen Wechselwirkungen noch unbekannte Mesonen von sehr kurzer Lebensdauer annimmt. Ebenso schreibt man das Wirken der Schwerkraft den „Gravitonen" zu, deren Existenz ebenfalls noch nicht experimentell nachgewiesen werden konnte. Mit dem Vorbehalt der in einigen Fällen noch offenstehenden experimentellen Bestätigung kann also gesagt werden:

Die zwischen den Elementarteilchen wirkenden Kräfte werden durch Felder vermittelt, denen virtuell existierende Teilchen zugeordnet werden können.

Die Baryonen und Leptonen treten somit als selbständige Träger (Quellen) von Feldern auf. Mesonen und Photonen dagegen stellen die Quanten dieser Felder dar, wenngleich sie auch als freie Teilchen beobachtet werden können.

25.3. Erhaltungssätze

Alle bisherigen Experimente haben erwiesen, daß es anscheinend nicht möglich ist, Elementarteilchen in noch kleinere Teile zu zerlegen. Beim Zusammenprall mit den größtmöglichen verfügbaren Energien entstehen niemals Bruchstücke, sondern nur Scharen von bereits bekannten Teilchen, wie wir es z. B. bei der Vielfacherzeugung (S. 208) gesehen haben. Bemerkenswert ist es jedoch, daß außer den klassischen Gesetzen von der Erhaltung von Masse und Energie bzw. Impuls und Drehimpuls noch weitere Erhaltungssätze gelten. Diese beziehen sich besonders auf eine Reihe von **Quantenzahlen,** die, analog zu denjenigen der Atomhülle, bestimmte charakteristische Eigenschaften der Elementarteilchen beschreiben.

Erhaltung der elektrischen Ladung Q. Dieses Gesetz bedarf wohl kaum einer näheren Erläuterung. Schon die Schulphysik lehrt, daß positive und negative Ladungsmengen sich höchstens dann ändern können, wenn gleich große entgegengesetzte Ladungen einander kompensieren. Für einzelne Teilchen kann die Quantenzahl Q entsprechend dem Ladungssinn nur die Zahlenwerte $+1$, 0 und -1 annehmen.

Erhaltung der Baryonenladung B. Allen Teilchen, deren Masse gleich der eines Nukleons oder größer ist, gibt man ohne Rücksicht auf ihren genaueren Massenwert die *Baryonenladung* $B = +1$, den entsprechenden Antiteilchen die *Baryonenladung* $B = -1$ und allen Teilchen, deren Masse kleiner ist als die eines Nukleons, die Baryonenladung $B = 0$. Dann stellt man fest, daß bei allen Umwandlungen die Summe dieser Ladungen stets konstant bleibt. Der Ausdruck „Ladung" ist nur symbolisch und wegen der engen Analogie zur elektrischen Elementarladung gewählt worden, die ja auch unabhängig von der Masse der mit ihr verbundenen Teilchen ist. Betrachten wir z. B. noch einmal den Zerfall des Neutrons:

$$\begin{aligned} & n \rightarrow p^+ + e^- + \nu \\ B: \; & +1 = +1 + 0 \; + 0 \end{aligned}$$

Die hier daruntergeschriebenen Baryonenladungen zeigen, daß die Gleichung aufgeht, wie es das Gesetz verlangt.

Erhaltung der Leptonenladung. Ebenso bleibt bei allen Umwandlungen von Elementarteilchen die Anzahl der Leptonenladungen konstant, wobei man wiederum den Antiteilchen die Leptonenladung -1 zuordnet. Das Gesetz gilt für Elektronen, Neutrinos und μ-Mesonen, nicht aber für die π-Mesonen, die nach Tafel 6 in eine andere Gruppe gehören.

An die Stelle der soeben betrachteten Gleichung des Neutronenzerfalls tritt als Gleichung der Leptonenladungen

$$0 = 0 + 1 - 1.$$

Der Zerfall des μ^--Mesons geht dagegen nach der Gleichung vor sich:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$$
$$+1 = +1 + 1 - 1.$$

Die daruntergeschriebenen Leptonenladungen zeigen, daß die Gleichung wiederum aufgeht.

Die Hyperladung *Y*. Elementarteilchen mit jeweils gleich großer oder fast gleicher Masse, aber unterschiedlicher elektrischer Ladung bilden zusammen ein **Ladungsmultiplett.** Proton und Neutron stellen z. B. ein Dublett dar, die drei π-Mesonen ein Triplett. Als **Ladungsschwerpunkt** wird dann das arithmetische Mittel der Ladungen bezeichnet. Es berechnet sich für das Dublett Proton-Neutron zu $\frac{0+1}{2}$, für das Triplett der Pionen zu 0. Den doppelten Betrag hiervon nennt man die **Hyperladung** *Y*. So ergibt sich für das Proton und Neutron $Y = 1$, für die Pionen dagegen $Y = 0$.

Der Isospin *I*. Die auf den Ladungsschwerpunkt $\frac{Y}{2}$ bezogene Größe

$$I_3 = Q - \frac{Y}{2}$$

wird als **3. Komponente des Isospins** *I* bezeichnet, wobei der größte I_3-Wert innerhalb eines Ladungsmultipletts den Isospin *I* selbst darstellt. Die Isospinkomponente I_3 eines Teilchens ist hiernach leicht zu berechnen und beträgt z. B. für das Proton $I_3 = 1 - \frac{1}{2} = +\frac{1}{2}$ und für das Neutron $I_3 = 0 - \frac{1}{2} = -\frac{1}{2}$. Die Bedeutung der Größen *Y* und I_3 besteht wieder darin, daß sie für alle Teilchen mit starker Wechselwirkung, d. h. die Baryonen und Mesonen (nicht aber Leptonen!) bei allen Reaktionen und Umwandlungen erhalten bleiben. Als Beispiel für die Erhaltung der Isospinkomponente I_3 sei hier die Reaktion beim Stoß eines hochenergetischen Protons gegen ein ruhendes Proton genannt:

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+$$
$$I_3: \quad +\tfrac{1}{2} + \tfrac{1}{2} = +\tfrac{1}{2} - \tfrac{1}{2} + 1.$$

Außer den bisher genannten hat man noch eine Reihe weiterer Eigenschaften entdeckt, wie z. B. die Parität *P* und die Strangeness *S*, für die es ebenfalls Erhaltungssätze gibt. Diese gelten jedoch nicht in allen Fällen und unter allen Umständen. Man spricht dann von „Fasterhaltungssätzen", wobei der Grad ihrer Gültigkeit mit der Stärke der Wechselwirkung zusammenhängt. Alle diese bei weitem noch nicht vollständig geklärten Zusammenhänge können aus Raumgründen hier nicht näher beschrieben werden. Selbst der Satz von der Erhaltung der Leptonenladung ist nicht vollständig experimentell gesichert. Lediglich die Baryonenladungen bleiben unter allen Umständen bestehen. Hier liegt der eigentliche Grund für die stabile Existenz unserer stofflichen Welt.

25.4. Systematik der Elementarteilchen

Trotz aller Bemühungen und Teilerfolge ist es noch nicht gelungen, eine einheitliche, in sich geschlossene Theorie der Elementarteilchen zu entwickeln. Einen bemerkenswerten Fortschritt in dieser Richtung erbrachten in den letzten Jahren die Arbeiten des Amerikaners MURRAY GELL-MANN und des Israeli YUVAL NE'EMAN. Unabhängig voneinander fanden sie im Jahre 1961 ein Ordnungsschema, auf Grund dessen sich die Teilchen mit starker Wechselwirkung (Hadronen) in Form von **Oktetts** (Gruppen zu je 8) und **Dekupletts** (Gruppen zu je 10) zusammenfassen lassen. Hierbei wird von 2 Koordinaten ausgegangen, die nach Einheiten von I_3 und Y eingeteilt sind. Die Baryonen, als die zugehörigen Punkte in der Ebene eingetragen, bilden dann ein regelmäßiges Sechseck, dessen Mittelpunkt durch zwei weitere Teilchen besetzt ist (Bilder 246 und 247). Ein genau gleiches Oktett bauen die entsprechenden Antiteilchen auf. Mit Hilfe dieser Schemata konnten bereits drei neue Teilchen (das η-Meson, das Ω^-- und das Ω^+-Hyperon) richtig vorausgesagt und dann auch experimentell entdeckt werden.

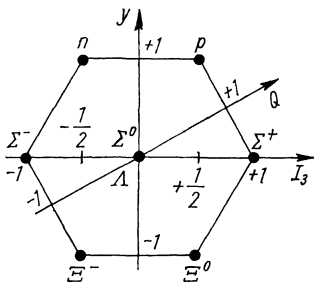


Bild 246. Oktett der Baryonen

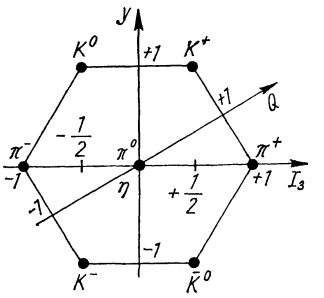


Bild 247. Oktett der Mesonen

25.5. Die Struktur der Elementarteilchen

Bisher fehlte auch nur der geringste Hinweis darauf, ob auch die Elementarteilchen, ähnlich wie die Atomkerne, eine innere Struktur besitzen. Hinsichtlich der Leptonen hat sich die Lage auch heute noch nicht geändert. Vor allem fehlt noch jedes Verständnis für Ladung, Masse und Radius des Elektrons. Ebenso ist es noch völlig ungeklärt, wieso es noch das μ-Meson gibt, das sich vom Elektron offenbar nur durch seine 207-fache Masse unterscheidet. Verwendet man Elektronen als Geschosse, um damit andere Teilchen zu bombardieren, so erweisen sie sich jedenfalls als praktisch punktförmig. Dieses Verhalten zeigte sich bei den aufsehenerregenden Versuchen des Amerikaners HOFSTADTER (1960), wobei es gelang, in das Innere der Nukleonen einzudringen.

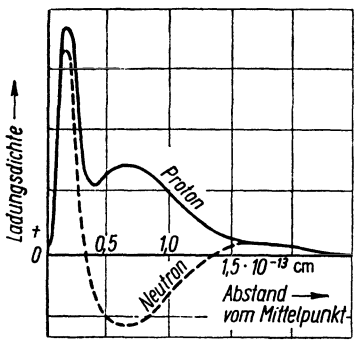


Bild 248. Ladungsverteilung von Proton und Neutron

Zu diesem Zweck werden diese mit Elektronen höchster Energie (900 MeV) beschossen. Sie werden bei Annäherung an die Nukleonen aus ihrer geraden Richtung abgelenkt. Aus den beobachteten Streu-

winkeln und deren Abhängigkeit von der Einfallsenergie lassen sich dann wichtige Rückschlüsse auf das streuende Objekt ziehen. Nach langjährigen Bemühungen gelangte man zu folgenden Ergebnissen: Sowohl das Proton als auch das Neutron sind nicht punktförmige oder homogen aufgebaute Teilchen, sondern haben einen deutlich erkennbaren Kern von etwa $0{,}2 \cdot 10^{-13}$ cm Radius, der etwa 35% der (positiven) Gesamtladung enthält. Dieser Kern ist beim Proton von zwei positiven Wolken umhüllt. Beim Neutron enthält die innere der beiden Wolken dagegen negative Ladung, so daß es nach außen hin elektrisch neutral erscheint (Bild 248). Mit dieser Ladung ist ein magnetisches Moment verknüpft, das sich in ähnlicher Weise wie die Ladung räumlich verteilt. Damit hat das bisher unverständlich gewesene magnetische Moment des Neutrons seine Aufklärung gefunden. Die Ursache der eigentümlichen Ladungsverteilung scheint darin zu liegen, daß beide Nukleonen in schnellster Folge geladene π-Mesonen emittieren und wieder einfangen, ähnlich wie dies beim Zustandekommen der Kernkräfte (vgl. 15.1.) geschieht.

Hinweise auf die innere Struktur versprechen auch die Energieschemata ihrer angeregten Zustände. Wir wiesen schon darauf hin, daß Proton und Neutron unter der Einwirkung hochenergetischer Strahlungen sich in Hyperonen und „Resonanzen" umwandeln. Diese können ohne weiteres als angeregte Zustände der Nukleonen betrachtet werden, wobei das Neutron wieder ein angeregter Zustand des Protons ist. Diese angeregten Zustände kehren unter Emission von Teilchen und Quanten wieder in den Grundzustand zurück, wie wir das in ganz ähnlicher Weise bei der Elektronenhülle der Atome und den radioaktiven Kernen gesehen haben. Dort bildeten diese Spektren den Schlüssel zum Verständnis des Atom- und Kernaufbaus. Wenngleich die Spektren der Baryonen und Mesonen viel schwieriger zu deuten sind, so kann sich eines Tages auch von dieser Seite her ein Zugang zum inneren Aufbau der Elementarteilchen ergeben.

Eine weitere, erst im Jahre 1974 entdeckte Gruppe von Teilchen, u. a. das ψ-**Meson** mit 6048 Elektronenmassen, läßt sich in das bisherige System wiederum nur dann einordnen, wenn eine neue, vorläufig als **Charm** bezeichnete Quantenzahl eingeführt wird.

In eine ganz andere Richtung weist hingegen ein Vorschlag, der im Jahre 1964 von den Amerikanern M. GELL-MANN und G. ZWEIG gemacht wurde. Hiernach sollten alle Teilchen aus zwei Urbausteinen, dem **Quark** und dem **Antiquark**, zusammengesetzt sein. Die Eigenschaften dieser vorläufig noch völlig hypothetischen Teilchen q_1, q_2 und q_3 sowie deren Antiteilchen $\bar{q}_1$, $\bar{q}_2$ und $\bar{q}_3$ gehen aus den entsprechenden Fundamentaldreiecken (Bilder 249 und 250) hervor. Wir lesen daraus ab, daß ihre elektrische Ladung ein bzw. zwei Drittel der

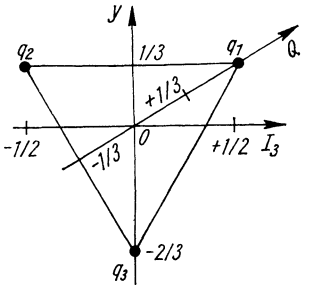


Bild 249. Triplett der Quarks

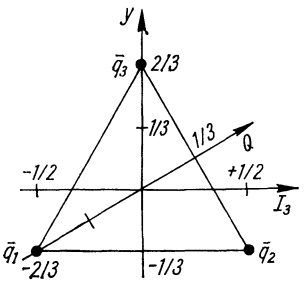


Bild 250. Triplett der Antiquarks

Elementarladung betragen müßte. Für das Quark q_1 ergibt sich beispielsweise aus der Gleichung $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$ der Betrag

$$Q_1 = \frac{1}{2} + \frac{1}{3 \cdot 2} = \frac{2}{3}$$

bzw. $-\frac{1}{3}$ und $-\frac{1}{3}$ für diejenige der Teilchen q_2 und q_3.
Je 3 Quarks zusammen bilden dann ein Baryon, z. B.

$$p = q_1 + q_1 + q_2 \quad \text{bzw.} \quad n = q_1 + q_2 + q_2,$$

während die Mesonen aus Quarks und Antiquarks zusammengesetzt sind. Trotz aller Anstrengungen konnten einzelne Quarks bis jetzt noch nicht aufgefunden werden, was darauf hindeuten könnte, daß diese Teilchen im freien Zustand gar nicht existenzfähig wären.
So stehen denn gerade auf dem Gebiet der Physik der Elementarteilchen heute noch viele Fragen offen. Viele davon reichen bis an die Wurzeln der materiellen Existenz dieser Welt. Doch beweist uns jeder Fortschritt in unserer sich ständig erweiternden Erkenntnis, daß die Welt erkennbar ist, und mögen ihre feinsten Strukturen noch so verwickelt sein.
Wie schön war es doch noch zu RUTHERFORDS Zeiten, als alles so überaus einfach erschien! In den Elektronen und Protonen erblickte man die wahrhaft letzten und unvergänglichen Bausteine des Weltalls. Das alles ist nun ins Fließen gekommen. Wir haben uns längst daran gewöhnt, daß die Elementarteilchen wie die Strahlungsquanten in einem fortgesetzten Wechsel von Masse und Energie entstehen und vergehen können. Man mag versucht sein, sich zu fragen, ob wir wenigstens heute „an der Schwelle der letzten Dinge" stehen. Keineswegs! Denn gerade die „Zerstörbarkeit des Atoms, seine Unerschöpflichkeit, die Veränderlichkeit aller Formen der Materie und ihrer Bewegungen" (Lenin) bestätigt immer wieder aufs neue den unergründlichen Reichtum der Natur und ihrer unaufhörlichen Wandlungen.
Möge es den Völkern aller Erdteile gelingen, die Fülle der bisher gefundenen und künftigen Erkenntnisse einem dauernden Frieden dienstbar zu machen!

Sachwortverzeichnis

Abbrand 165
Abschirmungszahl 63
Absorptionsgesetz 83, 84
Aktinuran 143
Aktivierungsanalyse 177
Aktivität, Maßeinheit 78
Alpha-Strahlung 70, 79
Americium 183
Antineutrino 214
Antineutron 213
Antiproton 212
Antiteilchen 212
Atom-bombe 157
--durchmesser 20
--hülle 43
--kern s. Kern
--kraftwerk 166
--masse, absolute 20, 101
– –, relative 15, 101
--modell nach BOHR 45
– – –RUTHERFORD 23
– –, wellenmechanisches 67
Aufbauprinzip 57
Ausschließungsprinzip 57
Austauschkraft 131
Autoradiographie 176
AVOGADROsche Konstante 19

Bahn-drehimpuls 27
--radius 45
BALMER-Serie 48
barn 121
Baryonen 211
--ladung 216
BECQUEREL 78
BECQUEREL-Strahlung 68
Beta-Strahlung 70, 80
Betatron 111
BETHE-Zyklus 192
Bevatron 113
Bindungsenergie 102
Blasenkammer 93
BOHR 43
BOHRsches Magneton 195
BRACKETT-Serie 48
Brems-strahlung 61
--substanz 154
Brennstoffelemente 161
Brutrate, Brutgewinn 169
Brutreaktor 168

Carnotit 143
CHADWICK 25
charakteristische Strahlung 62
COMPTON-Effekt 35, 83
COULOMBsches Gesetz 44
CURIE, MARIE 69
Curie, Einheit 78
Curium 183

Dauergleichgewicht 77
DE BROGLIE 39
Deuterium 100
Dichtemessung 179
Dickenmessung 178
Diffusionsmethode 106
Dosis 184
--konstante 185
--leistung 185, 188
–, zulässige 187
Drehimpuls 27, 52
– des Kerns 136
Dualismus Welle–Korpuskel 38
Dublett 50

Eigendrehimpuls des Elektrons 52
Einfangquerschnitt 124
EINSTEIN, A. 31, 196
Einsteinium 183
Elektronen 21
--spin 52
Elektronen-synchrotron 112
--volt 29
--wolken 67
--zwilling 128, 207
Elementar-ladung 22
--teilchen 209
– –, Tabelle 209
Ellipsenbahnen 51
Eman, Maßeinheit 78
Energie, mechanische 28
--bilanz b. Kernreaktionen 120
--dosis 184
--Reichweite-Beziehung 80
Erhaltungssätze 216
eV 29

FARADAYsche Konstante 22
FEATHER 81
Fermium 183
Feuchtigkeitsmessung 180
Füllstandsmessung 178
Funkenzähler 94
Fusion 190
Fusionsreaktor 193

Gamma-Defektoskopie 175
--Strahlung 70, 81
GEIGER-MÜLLER-Zählrohr 88
Genschäden 186
Geometriefaktor 92
Gleichgewicht, radioaktives 76
Gleichgewichtsmenge 77
Glockenzählrohr 88
GRAY 184
Grenzfrequenz 62
Grund-term 47
--zustand 45
gyromagnetischer Effekt 196

Hadronen 215
HAHN, OTTO 141

Halbwerts-dicke 84
--zeit 71
- -, biologische 187
HALLWACHS-Effekt 34
Hauptquantenzahl 50
HEISENBERG 40
Helium-Synthese 192
heterogener Reaktor 162
Hiroshima 158
Höhenstrahlung 204
Hyperladung 217
Hyperonen 211

Impuls 26
--masse 31
Indikatormethode 174
induzierte Emission 199
innerer Übergang 129
Ionen 21
--dosis 184
--quellen 105
Ionisationskammer 86
Ionisierungsenergie 49, 55
isobare und isotone Kerne 100
isomere Kerne 129
Isospin 217
Isotope 95
- des Urans 143
- des Wasserstoffs 99
-, Trennung 104

Jahresdosis 188
JOLIOT-CURIE 126

K-Einfang 128
K-, L-, M- usw. Schale 56
K-Serie der Röntgenstrahlung 63
Kanalstrahlen 104
Kaskaden-generator 108
--schauer 208
Katodenstrahlen 22
Kern, Anregungsstufen 82
-, Bindungsenergie 102
--energie 147, 158
--fusion 189
--induktion 197
--kräfte 131
--ladung 24
--magneton 197
--photoeffekt 118
--radius 24
--reaktionen 116
--reaktoren 159ff.
--resonanzfluoreszenz 202
--spaltung 141ff.
Kern-spaltungsbombe 157
--spurplatten 94
--systematik 137
--umwandlungen, künstliche 107, 116
Kettenreaktion 149, 156
Kobalt 130, 173
Kohlenstoff 181
Konversions-elektronen 129
--faktor 168
kosmische Häufigkeit 138
- Strahlung 204
kritische Menge 152

Lagebestimmung 179
LARMOR-Frequenz 197
Laser 198
Laufterm 47
Lawinenbedingung 151
LAWRENCE 109
Lawrencium 183
LAWSON-Beziehung 194
Lebensdauer, mittlere 210
Leistungsreaktor 164
LENARD, PH. 22
Leptonen 210
--ladung 216
Leucht-elektronen 43
--stoffzähler 86
Licht, Dualismus 38
--druck 36
--geschwindigkeit 30
--quanten 36
Linearbeschleuniger 108
LOSCHMIDT 17
LYMAN-Serie 47

Mache-Einheit 78
magische Zahlen 138
magnetische Quantenzahl 54
magnetisches Moment 195
Magneton 195
Maser 198
Masse und Energie 37
Massen-defekt 101
--einheit, atomare 101
--schwächungskoeffizient 84
--spektrograph 104
--zahl 25
--zunahme, relativistische 31
Materiewellen 39
MATTAUCHsche Isobarenregel 138
Mehrfachbeschleuniger 109
MENDELEJEW, D. 17
Mendelevium 183
Mesonen 132, 205, 210
metastabile Zustände 199
MeV 29
MEYER, L. 17
Moderator 154
MÖSSBAUER-Effekt 202
Multiplier 86
Mutationen 173, 187
Myon 210, 217

Nebelkammer 92
Nebenquantenzahl 51
Neptunium 152
--reihe 75
Neutrino 80, 210, 213
Neutronen 25, 122
--quellen 123
-, Streuung von 124
-, thermische 123
-, verzögerte 146, 156
-, Wirkungsquerschnitt 124
-, Zerfall 125
Nobelium 183
Nukleon 25
-, Struktur 218
Nuklid 95
Nulleffekt 91

Oktett 218
Orbital 67
Ordnungszahl 17, 24

Paarbildung 83, 128
PASCHEN-Serie 48
PAULI-Prinzip 53
Pechblende 143
Periodensystem, Tafel 18, 60
PFUND-Serie 48
Photoeffekt 34, 83
Photonen 37
Pincheffekt 193
Pionen 210
PLANCK, M. 33
Plateausteigung 90
Plutonium 153
Polonium 69
Positron 126
Potentialtopf 132
Präzession 54
primäre Strahlung 205
Protonen 25
--Synchrotron 113
Proton-Proton-Prozeß 191

Qualitätsfaktor 184
Quanten 33, 215

Quantenausbeute 91
--sprung 44
--zahl, innere 52
– –, magnetische 54
--zahlen 49, 52, 55, 216
Quarks 219

rd 184
Radioaktivität, künstliche 125
–, natürliche 68
Radionuklide 76, 171
–, Tabelle 76, 173
Radium 69
--emanation 73
Radon 73
RBW-Faktor 184
Reaktoren 159ff.
Reflektor 161
Reichweite von α-Strahlen 79, 134
– – β-Strahlen 81
Reinelemente 96
Relativität der Masse 30
rem 185
Resonanzen 212
Richtungsquantelung 53
Röntgen, Maßeinheit 184
Röntgenstrahlung 60, 129
Ruhmasse 31
RUTHERFORD, E. 23, 117
RYDBERG-Frequenz 47

Schalenbau der Atome 55
– – Kerne 138
Schauer 208
SCHRÖDINGER, E. 64
Schwächungskoeffizient, linearer 85
sekundäre Strahlung 205
Serienformeln 47
solare Strahlung 205
SOMMERFELD, A. 51
Sonnenenergie 191
Spallation 205
Spalt-neutronenzahl, effektive 153
--produkte 145
--querschnitt 124, 145
Speicherringe 115
Spin des Elektrons 52
--quantenzahl 52
Spinthariskop 86
Spontanspaltung 144
Standard-Abweichung 91
statistischer Fehler 91
STERN-GERLACH-Versuch 53
Strahlen-belastung, natürliche 188
--schäden 186
--schutz 188
Streuquerschnitt 124
Synchro-Zyklotron 111
Szintillationszähler 86

Target 121
Teilchenbeschleuniger 108ff.
Termschema 48
thermonukleare Reaktionen 189
Thorium, Umwandlung 170
--Reihe 74
Tokamak 194
Transurane 141, 183
Trennrohrverfahren 107
Tritium 100
Tröpfchenmodell 135
TSCHERENKOW-Zähler 93
Tunneleffekt 133

Umwandlungsspinne 118
Unschärfebeziehung 39
Uran 143
Uran-Aktinium-Reihe 75
--Graphit-Reaktor 168
--Radium-Reihe 74

Vermehrungsfaktor 153, 157
Verschleißmessung 177
Vielfacherzeugung 206

Wahrscheinlichkeitswellen 41
Wasser, schweres 99
Wasserstoff-atom 43
--bombe 193
Wattsekunde 29
Wechselwirkungen 215
Weglänge, mittlere freie 122, 151
Wellen-funktion 64
--mechanik 63
Wirksamkeit, relative biologische 184
Wirkung 30
Wirkungs-quantum 33
--querschnitt 121
– –, makroskopischer 122, 153

YUKAWA-Teilchen 132, 207

Zählrohr 88
ZEEMAN-Effekt 55
Zerfalls-konstante 72
--schema 82, 130
Zerstrahlung 127
Zertrümmerungssterne 206
Zyklotron 109

Bildquellenverzeichnis

ALBERT: Kernenergie. Leipzig: VEB Fachbuchverlag 1962: Bild 196

BARNETT, L.: EINSTEIN und das Universum. Amsterdam: Bermann-Fischer-Querido-Verlag 1950: Bild 22

BEIER/DÖRNER: Isotopen-Fibel für den Arzt. Leipzig: VEB Georg Thieme 1957: Bild 201

Bildmappe Atomenergie. Berlin: Kongreßverlag: Bild 202

BRODA, E.: Kräfte des Welttalls. Wien 1954: Bild 214

Brookhaven National Laboratory: Bild 129

Deutsches Museum, München: Bild 161

ESPE/KUHN: Elementare Grundlagen der Kernphysik. Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig 1955: Bilder 85, 86, 90, 91

FINKELNBURG, W.: Einführung in die Atomphysik. Berlin: Springer-Verlag 1954: Bilder 112, 166, 237, 238

Harvard-Universität: Bild 125

HESSEL: Kernreaktoren. Leipzig: VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie 1961: Bilder 177, 190

LINDNER: Lehrbuch der Physik. Leipzig: VEB Fachbuchverlag 1973: Bilder 47, 187

„Neues Deutschland", Berlin: Bild 193

Sowjet-Enzyklopädie, Große: Atom — Atomspektren. Leipzig: B. G. Teubner Verlagsgesellschaft 1954: Bild 48

Strahlungslaboratorium der Kalifornia-Universität: Bild 123

TIBAUD: Leben und Umwandlungen der Atome. Paris 1942: Bild 120

VEB Transformatoren- und Röntgenwerk, Dresden: Bild 99

VEB RFT Meßelektronik, Dresden: Bilder 93, 101

WESTPHAL, W.: Physikalisches Wörterbuch. Berlin: Springer-Verlag 1952: Bilder 23, 35, 64, 106, 107

Zentralbild Berlin: Bilder 131, 191, 192, 224

Zeitschriften:

„Atompraxis". Karlsruhe: Verlag Braun. Hefte 2/1956 und 5 ··· 6/1956: Bilder 164, 165, 208, 209, 210

„Naturwissenschaftliche Rundschau". Stuttgard: Bilder 198, 203

„Neue Berliner Illustrierte". Berlin: Allgemeiner Deutscher Verlag: Bild 207

„Sowjetunion". Moskau: Bild 200

„Die Technik". Berlin: VEB Verlag Technik, Hefte 1/1956 und 2/1956: Bilder 116, 118, 204, 205

„Wissenschaft und Fortschritt", Sonderheft Atom. Berlin: Verlag Junge Welt, 1955: Bild 168

„Wissenschaftliche Annalen". Berlin: Akademie-Verlag, Hefte 11/1955 und 2/1956: Bilder 236, 239, 240, 242