

LEHRBUCH DER PHYSIK

FÜR DIE OBERSCHULE

ZWÖLFTES SCHULJAHR

LEHRBUCH DER PHYSIK

FÜR DIE OBERSCHULE

ZWÖLFTES SCHULJAHR



Teil

Hertzsche Wellen und Lichtwellen

Mit 157 Abbildungen

Ausgabe 1955/56



VOLK UND WISSEN VOLKSEIGENER VERLAG BERLIN

1 9 5 5

Verfaßt von

Franz Eichler, Reinhold Fischer, Helmut Mucke

Redaktionelle Bearbeitung:

Georg Sprockhoff, Alfred Schubert, Hans-Joachim v. Haenlein

Zeichnungen von Kurt Dornbusch

Der vorliegende Teil: Hertz'sche Wellen und Lichtwellen ist der erste Teil des Lehrbuches der Physik für das 12. Schuljahr.

Der zweite Teil dieses Lehrbuches erscheint rechtzeitig im Laufe des Schuljahres. Das Namen- und Sachverzeichnis sowie das Quellenverzeichnis der Abbildungen wird geschlossen am Ende des zweiten Teiles abgedruckt.

Redaktionsschluß: 15. Februar 1955

Bestell-Nr. 02915-1

Lizenz Nr. 203 · 1000-P-025509 (E)

Satz und Druck: VEB Leipziger Druckhaus, Leipzig (III/18/203)

Inhaltsverzeichnis

ELEKTROMAGNETISCHE WELLEN

A. Hertz'sche Wellen

| | |
|--|----|
| I. Der elektrische Schwingungskreis | 5 |
| § 1. Freie gedämpfte elektrische Schwingungen | 5 |
| § 2. Ungedämpfte elektrische Schwingungen | 11 |
| § 3. Die Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen — Der Röhrengenerator | 14 |
| § 4. Die Anwendung hochfrequenter elektrischer Schwingungen in der Technik | 20 |
| II. Entstehung und Ausbreitung elektromagnetischer Wellen | 25 |
| § 5. Der offene Schwingungskreis — Die Ausstrahlung elektrischer Wellen | 25 |
| § 6. Die Eigenschaften der elektromagnetischen Wellen | 33 |
| § 7. Die Ausbreitung elektrischer Wellen in den verschiedenen Wellenbereichen | 35 |
| III. Die drahtlose Nachrichtenübermittlung | 39 |
| § 8. Die Sendung amplitudenmodulierter Schwingungen — Telephonie und Telegraphiesender | 39 |
| § 9. Der Empfang amplitudenmodulierter Wellen | 42 |
| § 10. Anwendungen elektromagnetischer Wellen im Verkehrswesen | 48 |
| § 11. Das Fernsehen — Sendung und Empfang | 50 |

B. Lichtwellen

| | |
|--|-----|
| IV. Interferenzerscheinungen an Wasser- und Lichtwellen | 59 |
| § 12. Interferenz zweier kreisförmiger Wellen | 59 |
| § 13. Interferenzerscheinungen von Wasserwellen an einem einzelnen Spalt | 66 |
| § 14. Die Beugung des Lichts am Spalt und am Schirmrand | 69 |
| § 15. Die Beugung des Lichts am optischen Gitter | 74 |
| § 16. Die Fresnelschen Interferenzversuche | 81 |
| § 17. Interferenzerscheinungen an dünnen Schichten | 86 |
| V. Die Polarisation der Lichtwellen | 94 |
| § 18. Lineare Polarisation durch doppelbrechende Kristalle | 94 |
| § 19. Polarisation des Lichts durch Reflexion und Brechung | 99 |
| § 20. Die Drehung der Schwingungsebene linear polarisierten Lichts | 103 |
| § 21. Interferenzerscheinungen in linear polarisiertem Licht | 105 |
| VI. Die elektromagnetische Natur des Lichts | 110 |

ELEKTROMAGNETISCHE WELLEN

A. HERTZSCHE WELLEN

I. Der elektrische Schwingungskreis

§ 1. Freie gedämpfte elektrische Schwingungen

1. Der elektrische Schwingungskreis. Ein Begriff, der für die Entwicklung der Elektrotechnik von höchster Bedeutung geworden ist, ist der des **elektrischen Schwingungskreises**. Ein Schwingungskreis entsteht durch Zusammenschalten eines Kondensators und einer Spule (Abb. 5/1).

Der folgende Versuch soll uns einen ersten Einblick in die Vorgänge vermitteln, die sich in einem elektrischen Schwingungskreis abspielen. Zu diesem Zweck wird der Kondensator eines Schwingungskreises mittels eines Wechselschalters, etwa einer Morsetaste, mit den Polen einer Gleichspannungsquelle verbunden. In den Schwingungskreis wird ein Potentiometer gelegt, an das ein Galvanometer mit kleiner Schwingungsdauer angeschlossen ist, dessen Nullpunkt in der Mitte der Skala liegt (Abb. 5/2). Nach Aufladen des Kondensators durch die Gleichspannungsquelle wird der Schalter so gestellt, daß die Entladung des Kondensators über die Spule erfolgt. Der Zeiger des Galvanometers pendelt mehrmals mit immer kleiner werdenden Ausschlägen hin und her und kommt nach kurzer Zeit zur Ruhe. Man erkennt daraus, daß im Leiterkreis Ströme in wechselnder Richtung fließen, deren Höchstwerte rasch abnehmen. Dieses Hin- und Herfließen eines elektrischen Stromes im geschlossenen Leiterkreis nennt man **elektrische Schwingungen**. Da im vorliegenden Falle die Amplituden der Schwingungen allmählich abnehmen, sind diese *gedämpft*.

Elektrische Schwingungen lassen sich im Galvanometer nur dann wahrnehmbar machen, wenn die Kapazität des Kondensators und die Induktivität der Spule hinreichend groß sind. Anderenfalls muß man feinere Meßgeräte oder einen Oszillographen benutzen, den man an Stelle des Galvanometers an das

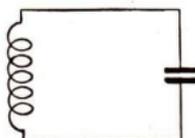


Abb. 5/1. Elektrischer Schwingungskreis

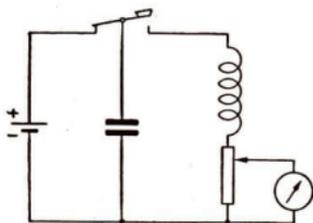


Abb. 5/2. Versuchsanordnung zur Vorführung elektrischer Schwingungen

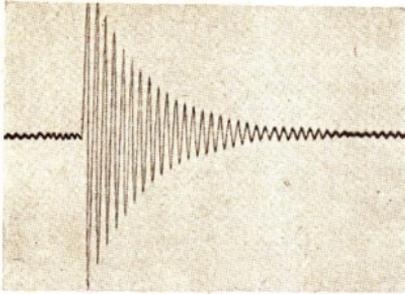


Abb. 6/1. Gedämpfte elektrische Schwingungen

Potentiometer legt. Abb. 6/1 gibt ein Oszillogramm gedämpfter elektrischer Schwingungen wieder.

Es handelt sich hier um *freie elektrische Schwingungen*, da sie nach vorangegangener einmaliger Aufladung des Kondensators selbstständig, ohne elektrische Einwirkung von außen, erfolgen. Die Ursache der Dämpfung ist der Ohmsche Widerstand des Stromkreises, in dem der hindurchfließende Strom eine Wärmeentwicklung hervorruft. Diese Wärmewirkung entsteht durch Umwandlung der elektrischen Ener-

gie der elektrischen Schwingungen in Wärmewirkung, wobei die Energie der elektrischen Schwingungen ständig abnimmt. Da die Wärmeentwicklung dem Ohmschen Widerstand des Schwingungskreises proportional ist, bestimmt dieser Ohmsche Widerstand die Größe der *Dämpfung* der elektrischen Schwingungen.

Zum Nachweis der Vorgänge im Schwingungskreis kann man auch einen *Lautsprecher* benutzen. Als Schwingungskreis verwenden wir in diesem Falle parallelgeschaltete Blockkondensatoren verschiedener Kapazitäten und Spulen verschiedener Windungszahlen. Die Spule des Schwingungskreises wird durch einen langen Eisenkern mit einer Induktionsspule gekoppelt, deren Enden mit dem Lautsprecher verbunden sind. Der Kondensator wird über eine Morsetaste aufgeladen und entladen. Durch Induktion werden die gedämpften Schwingungen auf die Induktionsspule übertragen. Dadurch wird im Lautsprecher ein kurzer gongartiger Ton erzeugt. Dieser Ton ist um so höher, je kleiner die Kapazität und die Induktivität des Schwingungskreises gewählt werden. Für bestimmte Werte der Kapazität und der Induktivität hat auch die Frequenz der entstehenden Schwingungen einen ganz bestimmten Wert, den man als die *Eigenfrequenz* des Schwingungskreises bezeichnet.

Ein elektrischer Schwingungskreis besteht aus einem Kondensator und einer Spule. Beim Entladen des Kondensators entstehen freie gedämpfte elektrische Schwingungen. Die Frequenz der Schwingungen ist durch die Kapazität und die Induktivität des Schwingungskreises bestimmt.

2. Modell des Schwingungsvorganges. Wir veranschaulichen die elektrischen Schwingungen des Schwingungskreises durch die mechanischen Schwingungen eines *Federschwingers* und betrachten die in Abb. 7/1 wiedergegebenen vier Augenblicksbilder.

Der den elektrischen Schwingungen entsprechende Pendelvorgang ist in vier verschiedenen Phasen dargestellt. Hebt man den die Feder belastenden Körper etwas nach oben (Abb. 7/1a), so speichert der Federschwinger potentielle Energie auf, die sich beim Loslassen des Körpers in Bewegungsenergie umsetzt. Infolge ihrer Trägheit bewegt sich die Körpermasse über die Ruhelage (Abb. 7/1b) hinaus

und spannt die Feder in der entgegengesetzten Richtung (Abb. 7/1c). Dann läuft die Bewegung im umgekehrten Sinne ab; der Vorgang wiederholt sich so lange, bis der dem Federschwinger übertragene Energiebetrag infolge Reibung aufgebraucht ist.

Der Federschwinger dient uns als Modell des elektrischen Schwingungskreises, der aus einer Selbstinduktionsspule und einem Kondensator besteht. Dabei entsprechen einander die potentielle Energie des Federschwingers und die Kondensatorspannung. Die Feder wird mechanisch durch Wirken einer Kraft gespannt, dem Kondensator geben wir eine elektrische Spannung, indem wir ihn aufladen. Die träge Masse des Körpers entspricht der Selbstinduktion der Spule, die als die Trägheit des Magnetfeldes der Spule aufgefaßt werden kann. Dem Reibungswiderstand des Federschwingers entspricht der Ohmsche Widerstand des Schwingungskreises. Im folgenden soll zur Vereinfachung von beiden Einflüssen abgesehen werden.

Die elektrische Spannung des Kondensators treibt einen Strom durch die Spule, der das Magnetfeld der Spule erzeugt. Das Magnetfeld bleibt nur so lange bestehen, wie der Strom fließt. Der Strom hört auf zu fließen, sobald die Elektronen im Schwingungskreis gleichmäßig verteilt sind. Dann ist die Kondensatorspannung gleich Null (Abb. 7/1b). Sobald dies erreicht ist, beginnt das Magnetfeld zusammenzubrechen. Die dabei erzeugte induktive Gegenspannung ist der ursprünglichen Kondensatorspannung gleichgerichtet. Dadurch wird ein Strom erzeugt, der in der gleichen Richtung weiterfließt wie der ursprüngliche Strom und der den Kondensator entgegengesetzt auflädt (Abb. 7/1c). Dann wiederholt sich dieser Vorgang in umgekehrter Richtung (Abb. 7/1d) und läuft in wechselnder Richtung weiter, bis sich alle elektrische Energie durch den Widerstand des Leiters in Wärme umgewandelt hat. Aus den einzelnen, durch die vier Augenblicksbilder Abb. 7/1a bis Abb. 7/1d veranschaulichten Phasen des Schwingungsvorganges folgt, daß die Stromstärke dann ihren Höchstwert erreicht, wenn die Kondensatorspannung gleich Null ist (siehe die in Abb. 7/1 enthaltenen Spannungs- und Stromdiagramme).

Bei einer elektrischen Schwingung wandeln sich die elektrische und die magnetische Energie ineinander um wie die Lage- und die Bewegungsenergie bei einer mechanischen Schwingung. In einem Schwingungskreis besteht zwischen der Spannung und der Stromstärke eine Phasenverschiebung von einer halben Periode.

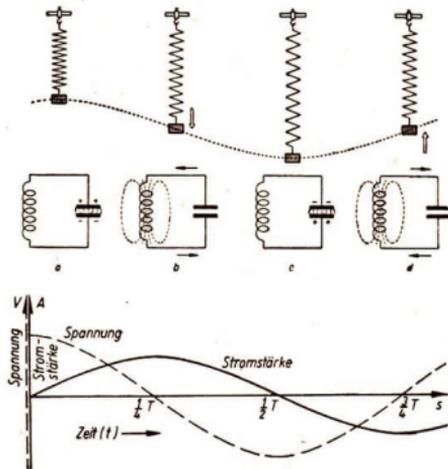


Abb. 7/1. Vergleich mechanischer und elektrischer Schwingungen, darunter die Diagramme der Spannung und der Stromstärke in einem Schwingungskreis. Strom und Spannung zeigen eine Phasenverschiebung von $\frac{\pi}{2}$.

3. Wiederholte Erzeugung gedämpfter Schwingungen. Entlädt sich der Kondensator eines Schwingungskreises über eine *Funkenstrecke*, so scheint der Funken nur eine einzige Entladung des Kondensators auszuführen. Aber schon *Berend Wilhelm Feddersen* stellte 1862 fest, daß der Funke aus einer Reihe hin- und hergehender oder, wie man sagt, *oszillatorischer* Entladungen eines Kondensators besteht (vgl. LB 11, § 14, 2c). Anschaulich zeigt dies die Photographie eines Funkens (Abb. 8/1).



Abb. 8/1. Das Bild einer Funkenentladung im Drehspiegel

Zur wiederholten Erzeugung gedämpfter Schwingungen muß nach dem Abklingen der Schwingungen der Kondensator wieder neu aufgeladen werden. Das geschieht durch einen Funkeninduktor, dessen Sekundärspule mit den Platten des Schwingungskreiskondensators verbunden ist. Die Schwingungskreisspule besitzt nur wenige Windungen dicken Drahtes. In den Schwingungskreis ist eine Funkenstrecke eingeschaltet (Abb. 8/2).

Die Funkenstrecke bewirkt, daß der Kondensator durch den Funkeninduktor so lange aufgeladen wird, bis seine Spannung gleich der *Zündspannung* der Funkenstrecke geworden ist. Dann setzt die oszillatorische Entladung des Kondensators über die Spule und den Funken ein. Die Kapazität und die Induktivität werden so klein gewählt, daß die Schwingungsdauer in der Größenordnung 10^{-6} s liegt. Die *Frequenz* beträgt somit

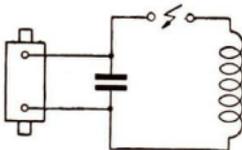


Abb. 8/2. Erzeugung gedämpfter elektrischer Schwingungen mittels eines Funkeninduktors

$$f = \frac{1}{T} = \frac{1}{10^{-6} \text{ s}} = 10^6 \text{ s}^{-1} = 10^6 \text{ Hz}.$$

Schwingungen mit so hohen Frequenzen heißen *hochfrequente Schwingungen* im Gegensatz zu den *niederfrequenten Schwingungen* eines Wechselstromgenerators oder den Schwingungen der Tonwellen im Bereich der menschlichen Sprache. Nimmt man an, daß eine oszillatorische Entladung des Kondensators etwa 20 Schwingungen umfaßt, so dauert die gesamte Entladung nur $20 \cdot 10^{-6} \text{ s} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ s}$. Erfolgen in der Sekunde 1000 Entladungen, so wird der Kondensator umgekehrt in der Sekunde 1000 mal geladen. Jede Entladung bildet eine *Schwingungsgruppe*; die Schwingungen sind abgeklungen, bevor die nächste Entladung einsetzt (Abb. 8/3).

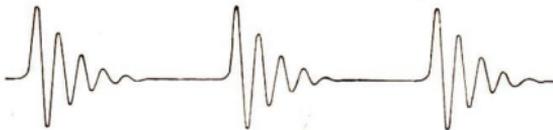


Abb. 8/3
Wiederholte Entladung in gedämpften Schwingungen

4. Der Tesla-Transformator. Die im vorangehenden Abschnitt beschriebene Versuchsanordnung läßt sich dahin abändern, daß man Versuche durchführen kann, die schon 1893 von *Nicola Tesla*¹ angegeben wurden.

- a) Im ersten Versuch wird gezeigt, daß der induktive Widerstand eines nicht spulenförmigen Leiters bei hohen Frequenzen auch sehr große Werte annimmt. Aus der uns bereits vom 11. Schuljahr her bekannten Gleichung für den induktiven Widerstand

$$R_L = \omega \cdot L = 2 \cdot \pi \cdot f \cdot L$$

folgt, daß bei sehr hohen Frequenzen f auch eine kleine Induktivität L einen großen Blindwiderstand R_L verursacht. Um dies zu zeigen, schalten wir einen Bügel aus dickem Kupferdraht in Reihe mit dem Kondensator, der Spule und der Funkenstrecke des Schwingungskreises. Der Bügel wird durch einen starken Draht mit einer zwischengeschalteten Glühlampe überbrückt. Diese Brücke läßt sich in der Höhe verschieben (Abbildung 9/1).

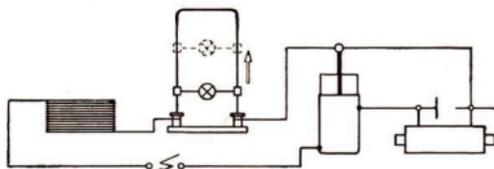


Abb. 9/1. Der induktive Widerstand eines Drahtbügels bei hohen Frequenzen

Man bringt zunächst die Brücke in die tiefste Stellung und schaltet den Funkeninduktor ein. Das Lämpchen leuchtet infolge der hochfrequenten Schwingungen im Schwingungskreis hell auf, obwohl man eigentlich erwarten sollte, daß bei dem geringen Widerstand des Kupferbügels der weitest- aus größte Teil des Stromes durch den Bügel fließt und das Lämpchen dunkel bleibt. Wird die Brücke weiter nach oben geschoben, so leuchtet das Lämpchen weniger hell und erlischt schließlich.

In der tiefen Stellung leuchtet das Lämpchen hell, weil der induktive Widerstand des Bügels größer ist als der Ohmsche Widerstand des Lämpchens.

- b) In den folgenden Versuchen werden die hochfrequenten Ströme transformiert. Die Spule des Schwingungskreises wird dabei als Primärspule verwendet. Als Sekundärspule dient zunächst eine Drahtwindung, deren Enden an eine Glühlampe gelegt sind. Hält man diese Sekundärspule achsenparallel zur Primärspule, so leuchtet das Lämpchen auf. Dreht man die Sekundärspule so, daß die Achsen der Spulen einen rechten Winkel miteinander einschließen, so erlischt das Lämpchen.

Die Induktivität der Primär- und der Sekundärspule ist dabei infolge der hohen Frequenz so groß, daß die Spulen auch ohne Eisenkern als Transformator wirken.

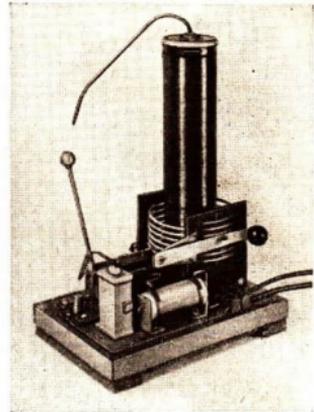
- c) Soll die Spannung der hochfrequenten Schwingungen erhöht werden, so muß die Sekundärspule mehr Windungen als die Primärspule haben. Man stellt daher in die Primärspule eine aus einer Lage bestehende Sekundär-

¹ Nicola Tesla (1857–1943), ein in den USA lebender kroatischer Techniker, der auch den Drehstrom in die Technik einführte.

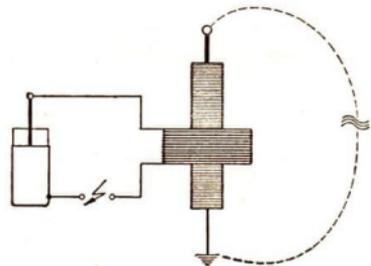
spule, deren Windungszahl im Verhältnis zu der der primären Spule sehr groß ist (Abb. 10/1). Die so erhaltene Vorrichtung bezeichnet man als einen *Tesla-Transformator*. An den Enden der Sekundärspule entsteht eine sehr hohe Spannung. Sie wird durch die Büschel- oder Spitzenentladung an einem spitzen Draht nachgewiesen, der an einem Ende der Sekundärspule befestigt wird. Hält man in die Nähe der Sekundärspule eine mit verdünntem Gas gefüllte elektrodenlose Glimmröhre, so leuchten die Gasreste in der Röhre auf. Die Ursache dieser Erscheinung ist das hochfrequente Wechselfeld von hoher Feldstärke, das sich zwischen der Sekundärspule und den Wänden und Gegenständen des Zimmers ausbildet. Durch dieses Wechselfeld werden die immer in geringem Maße vorhandenen Ionen der Gase hin- und herbewegt, so daß die Stoßionisation einsetzt.

Das Berühren der Enden der Sekundärspule mit der Hand ist gefahrlos, da hochfrequente Ströme trotz hoher Spannung nur an der Oberfläche des Leiters und somit auch des menschlichen Körpers verlaufen. Man bezeichnet diese Erscheinung als den *Hauteffekt* oder den *Skinneffekt*.

Die Induktionswirkung ist bei hochfrequenten magnetischen Wechselfeldern auch in eisenfreien Spulen wirksam.



a) Ansicht



b) Schaltbild

Abb. 10/1. Der Tesla-Transformator

5. Fragen und Aufgaben:

1. Was sind freie elektrische Schwingungen?
2. Was versteht man unter gedämpften Schwingungen?
3. Woraus besteht ein elektrischer Schwingungskreis? Wodurch wird die Dämpfung der elektrischen Schwingungen verursacht?
4. Beschreiben Sie die einzelnen Phasen einer elektrischen Schwingung und den Verlauf von Spannung und Stromstärke!
5. Welche Energieumwandlungen erfolgen bei einem elektrischen Schwingungsvorgang? Vergleichen Sie diese mit den Energieumwandlungen, die sich bei mechanischen Schwingungen vollziehen!
6. Welche Versuche zeigen die Abhängigkeit der Frequenz elektrischer Schwingungen von der Induktivität und der Kapazität besonders deutlich?
7. Welche Schaltung ermöglicht die Erzeugung wiederholter gedämpfter elektrischer Schwingungen?

8. Beschreiben Sie den Aufbau und die Wirkungsweise des Tesla-Transformators!
9. Worin besteht der Unterschied zwischen einem Tesla-Transformator und einem Transformator für niederfrequente Wechselströme?
10. Was versteht man unter dem Hauteffekt?

§ 2. Ungedämpfte elektrische Schwingungen

Da jeder Schwingungskreis einen Ohmschen Widerstand besitzt, sind alle freien elektrischen Schwingungen gedämpft. Will man die Dämpfung aufheben, so muß man den durch den Ohmschen Widerstand verursachten Energieverlust durch die Zufuhr neuer elektrischer Energie ausgleichen. Erfolgt diese Energiezufuhr durch periodische Impulse, zum Beispiel durch Wechselstromstöße, so werden dem Schwingungskreis Schwingungen im Rhythmus dieser Impulse aufgezwungen. Diese Schwingungen heißen deshalb *erzwungene Schwingungen*. Da sich ihre Amplituden als konstant erweisen, handelt es sich um *ungedämpfte Schwingungen*.

1. **Erregung eines Schwingungskreises mit technischem Wechselstrom.** Man bildet einen Schwingungskreis aus einem Blockkondensator und einer Spule mit geschlossenem Eisenkern und verschiebbarem Eisenjoch (Abb. 11/1). Etwa in der Mitte beider Verbindungsdrähte zwischen der Spule und dem Kondensator wird über ein Potentiometer an den Schwingungskreis die Wechselspannung des Lichtnetzes gelegt. In die Hauptstromleitung und die beiden

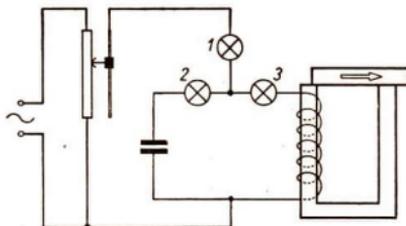


Abb. 11/1. Der Parallelschwingungskreis zur Erzeugung von ungedämpften Schwingungen

Stromzweige des Kondensators und der Spule werden drei gleich starke Glühlämpchen eingeschaltet. Mit Hilfe des Potentiometers wird die an den Schwingungskreis gelegte Wechselspannung so geregelt, daß die im Hauptkreis und im Spulenzweig liegenden Lämpchen 1 und 3 hell leuchten, während das im Kondensatorzweig liegende Lämpchen 2 dunkel bleibt. Das kann durch die Wahl eines Kondensators von geeigneter Kapazität stets erreicht werden. Man verändert jetzt die Induktivität der Spule durch Verschieben des Eisenjoches so lange, bis die beiden Lämpchen 2 und 3 gleich hell leuchten. Dabei erlischt das Lämpchen 1.

2. **Die Thomsonsche Schwingungsgleichung.** Durch die Verschiebung des Eisenjoches wird bei dem im vorigen Abschnitt angegebenen Versuch die Induktivität der Spule geändert. Wir wissen aber, daß die Eigenfrequenz eines Schwingungskreises von der in ihm enthaltenen Kapazität und Induktivität abhängt. Somit wird durch das Verstellen des Joches auch die Eigenfrequenz des Schwingungskreises geändert. Bei einer ganz bestimmten Eigenfrequenz erreicht die Stärke des Hauptstromes einen Tiefwert; die Stärken der Zweigströme sind dann gleich groß und dabei wesentlich größer als die des Hauptstromes. In diesem Fall steht der Schwingungskreis in **Resonanz** mit dem Netzwechselstrom; die Frequenz der

erzwungenen Schwingung stimmt überein mit der Frequenz des Netzwechselstromes. Man sagt auch: *Der Schwingungskreis ist auf die Netzfrequenz abgestimmt.* Ist Resonanz vorhanden, so sind die Zweigstromstärken I_C und I_L gleich groß. Dasselbe gilt dann aber auch für die Widerstände R_C und R_L . Das führt zu der Gleichung

$$R_L = R_C$$

oder

$$\omega \cdot L = \frac{1}{\omega \cdot C}.$$

Daraus folgt

$$\omega^2 = \frac{1}{L \cdot C} \quad \text{oder} \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}.$$

$$\text{Da } \omega = \frac{2 \cdot \pi}{T} \text{ ist, wird } T = 2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L \cdot C} \quad \text{und} \quad f = \frac{1}{T} = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L \cdot C}}.$$

Wird ein elektrischer Schwingungskreis in einer anderen Frequenz als seiner Eigenfrequenz angeregt, so schwingt er im Takt der erregenden Frequenz. Die Amplitude der Schwingungen ist am größten, wenn die Frequenz der erregenden Impulse gleich der Eigenfrequenz des Schwingungskreises ist. Es besteht dann Resonanz, für die die *Thomson'sche¹ Schwingungsgleichung* gilt:

$$f = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{L \cdot C}}.$$

Zwei Schwingungskreise stehen miteinander in Resonanz, wenn ihre Eigenfrequenzen gleich sind. Dann sind die Produkte aus Kapazität und Induktivität für beide Schwingungskreise gleich groß.

Daß bei Vorhandensein der Resonanz die Lämpchen 2 und 3 gleich hell und ziemlich stark leuchten, das Lämpchen 1 dagegen gar nicht, hat folgende Ursache: Die im Schwingungskreis hin- und herschwingenden Elektronen verlassen den Schwingungskreis nicht. Sie bilden einen Wechselstrom, der nur innerhalb des Schwingungskreises fließt. Im Falle der Resonanz sinkt die Stärke des Hauptstromes beträchtlich, da vom Schwingungskreis nur so viel Energie aus dem Hauptstromkreis entnommen wird, wie zum Überwinden des Ohmschen Widerstandes im Schwingungskreis erforderlich ist. Die Schwingungen selbst verzehren als Eigenschwingungen keine Energie. Was an Energie nach außen abgegeben wird, wird aus dem Hauptstromkreis ergänzt. Das Energiegesetz behält seine Gültigkeit.

Da ein solcher in Resonanz befindlicher Schwingungskreis den Hauptstrom stark schwächt, bezeichnet man ihn auch als einen *Sperrkreis*. Als solcher wird er in der Rundfunktechnik vielfach verwendet.

3. Die Übertragung von Schwingungen. Soll ein Schwingungskreis zum Schwingen angeregt werden, so muß zwischen der erregenden Energiequelle und dem Schwingungskreis irgendeine Bindung bestehen. Man bezeichnet diese Ver-

¹ William Thomson (1824–1907), seit 1892 Lord Kelvin genannt, war einer der bedeutendsten englischen Physiker. Seine Forschungen erstreckten sich hauptsächlich auf das Gebiet der Wärmelehre, in die er die absolute Temperatur einführte, aber auch auf das Gebiet der elektrischen Schwingungen.

bindung als **Kopplung**. So war bei dem im vorangehenden Abschnitt beschriebenen Versuch der Schwingungskreis mit der Netzspannung durch Leitungsdrähte verbunden. Diese Art von Kopplung heißt *galvanische Kopplung*. Ein Schwingungskreis läßt sich aber auch erregen, wenn er über zwei Kondensatoren mit der Spannungsquelle verbunden ist. In diesem Falle liegt eine *kapazitive Kopplung* vor (Abb. 13/1). Das verbindende Glied zwischen dem Schwingungskreis und der Energiequelle sind hierbei die elektrischen Felder der *Kopplungskondensatoren*.

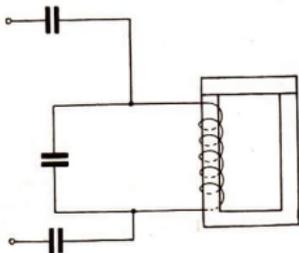


Abb. 13/1. Thomson'scher Versuch mit kapazitiver Kopplung

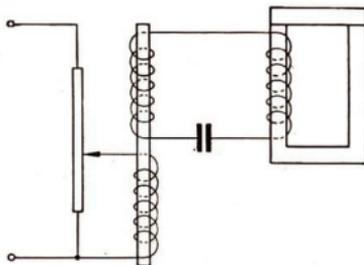


Abb. 13/2. Induktive Kopplung des Thomson'schen Schwingungskreises

Bei einer dritten Kopplungsart stellt man die Verbindung durch zwei Spulen her. Die Übertragung der Schwingungen von einem zum anderen Schwingungskreis wird dabei durch das magnetische Feld vermittelt, das die Schwingungskreisspule und die Erregerspule verbindet. Diese Art von Kopplung nennt man die *induktive Kopplung* (Abb. 13/2). Bei der geringen Frequenz von 50 Hz muß zum Erzielen einer starken Kopplung ein Eisenkern verwendet werden.

In der Technik muß man oft Schwingungen von einem Schwingungskreis auf einen anderen übertragen, indem man beide Kreise miteinander koppelt. Auch hier erfolgt die Kopplung entweder galvanisch, kapazitiv oder induktiv (Abb. 13/3 a, b, c). Bei der galvanischen Kopplung haben die beiden Schwingungs-

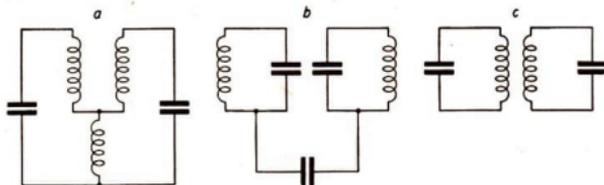


Abb. 13/3. Kopplung zweier Schwingungskreise

- a) galvanische,
- b) kapazitive,
- c) induktive

kreise ein Leiterstück gemeinsam. Bei der kapazitiven und induktiven Kopplung sind sie durch einen Kondensator bzw. durch zwei Spulen miteinander verbunden. In dem folgenden von *Lodge* stammenden Versuch erfolgt die Übertragung elektrischer Schwingungen von einem Schwingungskreis auf einen anderen induktiv. Der Erregerkreis besteht aus einer Leidener Flasche und einem rechteckigen

Drahtbügel, der eine Funkenstrecke enthält (Abb. 14/1). Der Bügel besitzt nur eine sehr kleine Induktivität. Man stellt parallel einen gleichartigen Schwingungskreis auf, der aber selbst keine Funkenstrecke enthält. Bei ihm ist parallel zu den Belegungen der Leidener Flasche ein kleines Neonröhrchen oder eine kleine Funkenstrecke angebracht. Außerdem ist bei ihm das Drahtrechteck durch ein bewegliches Drahtstück in seiner Größe veränderlich gemacht.

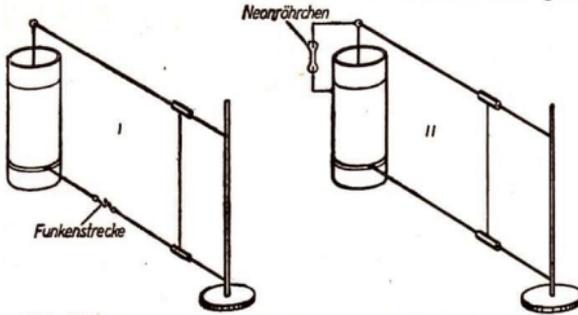


Abb. 14/1. Resonanz zweier induktiv gekoppelter Schwingungskreise I Erregerkreis, II Resonanzkreis

Erregt man den ersten Kreis durch einen Funkeninduktor zu Schwingungen, so leuchtet das Neonröhrchen, wenn dieser Kreis durch Verschieben des Drahtstückes auf den ersten abgestimmt wird. Verstimmt man ihn wieder durch Verändern der Größe des Drahtrechteckes, so erlischt das Glimmlicht des Neonröhrchens. Das gleiche erreicht man, wenn man die Ebene des Drahtrechteckes gegenüber der Ebene des ersten Drahtrechteckes um 90° verdreht. Man erkennt daran, daß die beiden Schwingungskreise induktiv gekoppelt waren.

Die Übertragung von Schwingungen von einem Schwingungskreis zum anderen kann durch induktive, kapazitive oder galvanische Kopplung erfolgen. Sie ist beim Vorhandensein von Resonanz besonders stark.

4. Fragen und Aufgaben:

1. Was versteht man unter ungedämpften elektrischen Schwingungen?
2. Wie kann man ungedämpfte elektrische Schwingungen mit Hilfe des technischen Wechselstromes erzeugen?
3. Welche Folgerungen über die Größe der Zweigströme und die der Zweigwiderstände kann man im Resonanzfall beim Thomsonschen Schwingungskreis ziehen? Leiten Sie aus diesen Folgerungen die Gleichung für die Schwingungsdauer her!
4. Beschreiben Sie die drei verschiedenen Kopplungsmöglichkeiten zweier Schwingungskreise!
5. Welche Rolle spielt die Resonanz bei der Übertragung elektrischer Energie?

§ 3. Die Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen — Der Röhrengenerator

1. Die Erzeugung langsamer ungedämpfter Schwingungen. Die zum Erzeugen ungedämpfter Schwingungen erforderliche periodische Energiezufuhr kann durch eine Elektronenröhre erreicht werden. Im Jahre 1913 fand der deutsche Physiker Alexander Meißner, daß die Dreielektrodenröhre dazu sehr geeignet ist. Er verwendete die von ihm erfundene Rückkopplungsschaltung:

Man schaltet einen Schwingungskreis, bestehend aus einem Kondensator und einer Induktionsspule mit geschlossenem Eisenkern, in Reihe mit einem Drehspulgalvanometer, das eine Nullpunktmittellage besitzt, in den Anodenkreis einer Triode. Im Schwingungskreis selbst befindet sich ein ebensolches Meßgerät. Auf dem zweiten Schenkel des Eisenkerns der Schwingungskreissspule befindet sich eine zweite Spule, deren Enden mit dem Gitter und der Kathode der Röhre verbunden sind (Abb. 15/1). Wird der Heizstrom eingeschaltet und die Anodenspannung an die Röhre gelegt, so beobachtet man ein periodisches Schwanken der Stromstärke um einen Mittelwert. Statt des erwarteten Anodengleichstromes fließt ein pulsierender Gleichstrom. Er ist als Gleichstrom aufzufassen, dem ein Wechselstrom überlagert ist (Abb. 15/2).

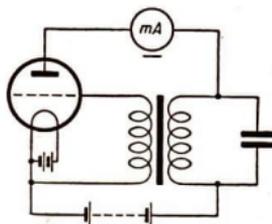


Abb. 15/1. Die Rückkopplungsschaltung nach Alexander Meißner

Man kann bei dem Versuch folgende Einzelvorgänge unterscheiden:

- Schaltet man den Anodenstrom über die im Anodenkreis liegende Schwingungskreissspule ein, so wird der Kondensator aufgeladen. Zwischen den Belegungen des Kondensators entsteht ein elektrisches Feld. Durch das stoßartige Auftreten der Spannung wird der Schwingungskreis zu Schwingungen erregt, die aber schnell wieder abklingen.
- Wir greifen einen Augenblick heraus, in dem der untere Belag des Kondensators positiv und der obere negativ geladen ist. Durch die Schwingungskreissspule fließt dann der Entladungsstrom, nach der technischen Stromrichtung beurteilt, von unten nach oben, somit in der gleichen Richtung wie der Anodengleichstrom. Infolgedessen wird der Anodenstrom verstärkt.
- Die Gitterspule ist so an das Gitter und an die Kathode angeschlossen, daß im gleichen Augenblick durch die induzierte Gitterspannung das Gitter positiv aufgeladen wird. Sie hat mit der Schwingungskreissspule den gleichen Wicklungssinn. Dadurch wird der Anodenwechselstrom weiter verstärkt.
- Ist kurz darauf der obere Belag des Kondensators infolge der Schwingung positiv und der untere negativ geladen, so fließt in der Schwingungskreissspule der Entladungsstrom des Kondensators von oben nach unten und somit dem Anodengleichstrom entgegengesetzt. Infolgedessen wird der Anodenstrom geschwächt.
- Hierdurch wird in der Gitterspule eine der ersten Spannung entgegengesetzt gerichtete Spannung induziert. Das Gitter wird negativ aufgeladen und dadurch der Anodenwechselstrom weiter geschwächt.

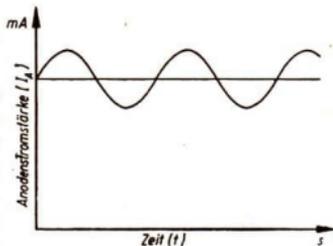


Abb. 15/2. Diagramm des Anodenstromes

Wie aus den vorstehenden Überlegungen hervorgeht, bewirkt diese induktive Verbindung zwischen dem Anodenkreis und dem Gitterkreis die Ausnutzung eines Teiles der Schwingungsenergie zum Steuern der Elektronenröhre. Zusammenfassend kann man folgendes feststellen:

1. Der durch die im Schwingungskreis liegende Schwingungskreisspule fließende Anodengleichstrom wird von den in diesem Kreise entstehenden elektrischen Schwingungen überlagert.
2. Durch die induktive Kopplung des Schwingungskreises mit dem Gitterkreis wird dem Steuergitter der Röhre eine Wechselspannung von der gleichen Frequenz wie im Schwingungskreis zugeführt. Infolge der Verstärkerwirkung der Elektronenröhre führt dies zu einer Verstärkung des Anodenwechselstromes.
3. Durch wiederholte Rückwirkung und Verstärkung schaukelt sich der Anodenwechselstrom bis zu einem Höchstwert auf. Dabei wird der durch die Dämpfung der Schwingung im Schwingungskreis entstehende Energieverlust durch die Energiezufuhr aus der Anodenspannungsquelle gerade so weit ausgeglichen, daß sich im Anodenkreis ungedämpfte elektrische Schwingungen erhalten (Abb. 16/1). Dieses Aufschaukeln entspricht dem Prinzip der Selbsterregung bei den Dynamomaschinen. Die Rückführung eines Teiles der Energie an den Schwingungskreis und ihre Verwendung zum Aufheben der Dämpfung der erzeugten Schwingungen bezeichnet man als **Rückkopplung**.

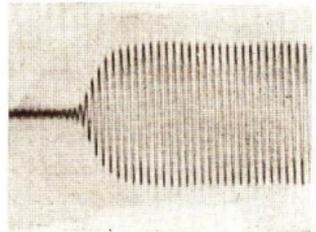


Abb. 16/1. Oszillogramm des Aufschaukelns einer ungedämpften Schwingung durch Rückkopplung

Im stabilen Schwingungszustand bleiben die Höchstwerte der Stärke des Anodenwechselstromes gleich groß. Es stellt sich ein Gleichgewicht ein zwischen dem Energieverlust, den die Dämpfung mit sich bringt, und der Energiezufuhr, die durch die Rückkopplung bewirkt wird. Die Schwingungen verlaufen ungedämpft.

2. Die Erzeugung tonfrequenter Schwingungen. Schwingungen, deren Frequenz innerhalb der durch die untere und obere Hörbarkeitsgrenze bestimmten Spanne von 50 Hz bis 20000 Hz liegt, heißen tonfrequente Schwingungen. Zum Erzeugen tonfrequenter Schwingungen werden Schwingungskreis- und Gitterspulen mit kleinerer Windungszahl verwendet als bei dem oben angegebenen Versuch. Die Kapazität wird in gleicher Höhe beibehalten. Der Nachweis der Schwingungen erfolgt durch einen Lautsprecher, der an Stelle des Meßgerätes in den Anodenkreis geschaltet wird. Beim Verändern der Kapazität des Kondensators werden entsprechend der Thomsonschen Schwingungsgleichung Töne verschiedener Höhe hörbar. Die Frequenz des Tones ist gleich der Frequenz der elektrischen Schwingungen. Ein Gerät zur Erzeugung dieser Schwingungen heißt *Tonfrequenzgenerator*. Das Schaltzeichen eines Tonfrequenzgenerators ist



3. Die Erzeugung hochfrequenter Schwingungen — Die Dreipunktschaltung.

Die Meißnerschaltung kann noch dadurch vereinfacht und gleichzeitig verbessert werden, daß man einen Teil der Schwingungskreissspule als Gitterspule verwendet. Wir machen uns dies an einem Versuch klar. Für den Schwingungskreis eines Hochfrequenzgenerators verwendet man einen Drehkondensator K_1 mit einer Kapazität von etwa 500 pF und eine Spule ohne Eisenkern mit etwa 5 bis 10 Windungen und einem Durchmesser von 10 cm. Durch diese Wahl der Größen der Kapazität und Induktivität wird bekanntlich die Höhe der Frequenz festgelegt. Im Unterschied zu den bisher benutzten Schaltungen verwendet man als Gitterspule einen Teil der Schwingungskreissspule. Die Enden dieser Gitterspule sind mit dem Gitter und der Kathode leitend verbunden. Die Anodenspannungsquelle ist mit ihrem negativen Pol an die Kathode der Röhre und mit dem positiven Pol so an den Schwingungskreis geschaltet, daß der Anodengleichstrom über die Schwingungskreissspule fließen kann. Für den Anodenwechselstrom ist die Anodenspannungsquelle durch einen zu ihr parallel liegenden Blockkondensator K_0 mit einer Kapazität von etwa 2000 pF überbrückt. Die Rückkopplung erfolgt hier nicht induktiv, sondern galvanisch, da die Schwingungskreissspule und die Gitterspule ein gemeinsames Leiterstück besitzen. Diese Schaltung heißt *Dreipunktschaltung*, weil die drei Elektroden der Röhre mit drei Punkten P_1, P_2, P_3 der Schwingungskreissspule verbunden sind (Abb. 17/1). Beim Entstehen der hochfrequenten Schwingungen vollziehen sich die gleichen Vorgänge wie bei der im Abschnitt I angegebenen Schaltung. Zum Nachweis des durch die Schwingungen hervorgerufenen Wechselstromes dient ein in die Schwingungskreissspule geschaltetes Glühlämpchen. Durch geeignete Wahl des Zweigpunktes der Kathodenleitung und durch Verstellen des Drehkondensators erreicht man, daß das Lämpchen mit größter Helligkeit leuchtet.

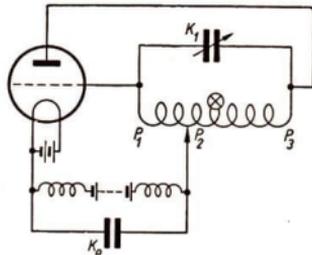


Abb. 17/1. Dreipunktschaltung eines Hochfrequenzgenerators

Schaltzeichen eines Hochfrequenzgenerators 

4. Die Übertragung elektrischer Schwingungen auf einen zweiten Schwingungskreis.

Man kann die in einem Hochfrequenzgenerator erzeugten Schwingungen auch auf einen zweiten Schwingungskreis übertragen. Zur experimentellen Durchführung benutzen wir einen zweiten Schwingungskreis mit gleich großen Kapazitäts- und Induktivitätswerten und gleichartigem Aufbau wie der Erregerkreis I (Abb. 17/2). Wir bezeichnen ihn als den Empfangskreis (II).

Die Empfangsspule wird achsenparallel zur Generatorspule in 10 bis 20 cm Entfernung aufgestellt. Dadurch sind die beiden Schwingungskreise induktiv gekoppelt. Wird der Generator eingeschaltet, so werden die Schwingungen des Generator-

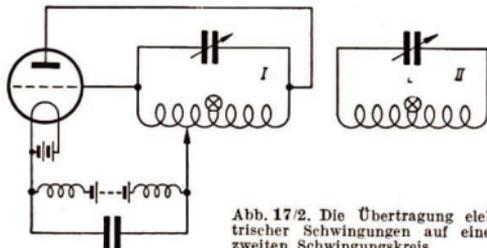


Abb. 17/2. Die Übertragung elektrischer Schwingungen auf einen zweiten Schwingungskreis

schwingungskreises *I* durch die Kopplung auf den Empfangsschwingungskreis *II* übertragen. Durch das Aufleuchten eines in die Empfangsspule geschalteten Glühlämpchens wird die Übertragung der Schwingungen auf den Empfangskreis angezeigt. Wie bei jeder Übertragung von Schwingungen werden Schwingungen von größter Stärke dann erzielt, wenn zwischen beiden Schwingungskreisen Resonanz herrscht. Diese Resonanz erreicht man durch Einstellen eines der beiden Drehkondensatoren.

Zum Nachweis der im Schwingungskreis *II* induzierten Schwingungen kann man auch ein Drehpulinstrument von hoher Empfindlichkeit verwenden, dem ein Trockengleichrichter oder ein Thermokreuz vorgeschaltet ist. Zum Gleichrichten von Hochfrequenzströmen ist auch der Kristalldetektor gut geeignet. Er liefert einen pulsierenden Gleichstrom, dessen Mittelwert das Meßinstrument anzeigt. Wir benutzen dieses Meßinstrument zum Nachweis der Kondensatorwechselspannung und verbinden es daher leitend mit den beiden Platten des Kondensators (Abb. 18/1).

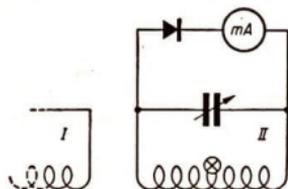


Abb. 18/1. Nachweis der Kondensatorwechselspannung durch ein mit einem Detektor versehenes Drehpulinstrument

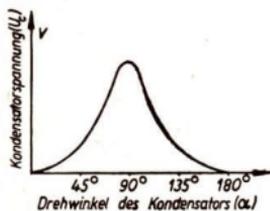


Abb. 18/2. Die Kondensatorwechselspannung als Funktion der Kondensator-einstellung

Mit Hilfe der in Abb. 18/1 wiedergegebenen Schaltung kann die Abhängigkeit der Kondensatorwechselspannung von den verschiedenen Einstellungen des Drehkondensators und damit von der Frequenz des Röhrengenerators untersucht werden. Wir messen bei verschiedenen Einstellungen des Kondensators, wachsend um je 20°, die Kondensatorwechselspannung und stellen die einzelnen Werte graphisch dar (Abb. 18/2). Die Kurve zeigt deutlich einen Höchstwert bei 90°. In diesem Falle stimmt die Eigenfrequenz des Empfangsschwingungskreises mit der Frequenz der Generatorschwingung überein; es besteht zwischen den beiden Schwingungskreisen *Resonanz*. Die aufgenommene Kurve ist eine *Resonanzkurve*.

5. Die Abschirmung hochfrequenter Schwingungen. Bei Rundfunk- und Fernsehempfängern, aber auch bei anderen elektrischen Geräten ist es mitunter erforderlich, bestimmte Geräteteile gegen die Einwirkung elektrischer Schwingungen abzuschirmen. Um die *Schirmwirkung* verschiedener Stoffe gegenüber dem von der Generatorspule erzeugten magnetischen Wechselfeld zu untersuchen, benutzen wir ebenfalls die in Abb. 17/2 wiedergegebene Schaltung. Beide Schwingungskreise werden aufeinander abgestimmt, so daß das Glühlämpchen hell leuchtet. Schiebt man ein genügend großes Blech aus Eisen, Aluminium oder Zink oder ein Drahtnetz zwischen die beiden Schwingungskreisspulen, so erlischt das Lämpchen. Wir erkennen daraus, daß diese Bleche und das Drahtnetz das magnetische Wechselfeld der Generatorspule abschirmen. Wie entsprechende Versuche mit technischem Wechselstrom der Frequenz $f = 50$ Hz zeigen, werden die durch ihn erzeugten Wechselfelder durch nichtferromagnetische Metallflächen wesentlich geringer oder gar nicht abgeschirmt.

Hochfrequente magnetische Wechselfelder lassen sich im Gegensatz zu niederfrequenten Feldern auch durch nichtferromagnetische Metallbleche und Drahtnetze wirksam abschirmen.

6. Die Stabilisierung der Frequenz des Röhrengenerators durch einen Schwingquarz.

Die Frequenz eines Röhrengenerators wird oft durch Änderungen der Temperatur, des Luftdruckes und der Feuchtigkeit und durch Schwankungen in der Verstärkung der Generatorröhre beeinflusst. Derartige Schwankungen in der Verstärkung werden durch Schwankungen der Gitter- und Anodenspannung und durch Alterung der Röhre verursacht. Zum Aufrechterhalten eines gesicherten Betriebes eines solchen Generators ist es daher notwendig, die Frequenz zu stabilisieren. Man verwendet dazu am besten einen *Schwingquarz*.

Ein Quarzkristall ist aus kleinsten sechskantigen Prismen von molekularer Größenordnung zusammengesetzt, an deren Kanten sich, abwechselnd gelagert, positive Silizium-Ionen und negative Sauerstoff-Ionen befinden (Abb. 19/1). Zum Herstellen eines Schwing-

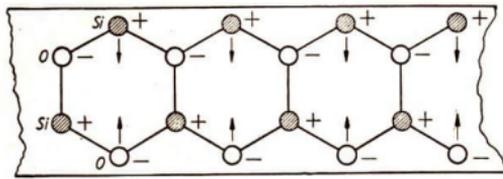


Abb. 19/1. Bei der Verschiebung der äußersten Ionen einer Quarzkristallscheibe durch Druck entstehen elektrische Ladungen an den gedrückten Oberflächen der Scheibe



Abb. 19/2. Lage einer Versuchs-Quarzscheibe im Kristall

quarzes schneidet man aus einem Quarzkristall, parallel zur Längsachse des Kristalls, eine dünne Platte heraus (Abb. 19/2). Die Lage des Kristallgitters zu den Schnittebenen ist aus Abb. 19/1 zu erkennen. Im natürlichen Kristall halten sich die positiven und negativen Ladungen der Ionen das Gleichgewicht, so daß der Kristall nach außen ungeladen erscheint. Wird der Kristall senkrecht zu den Begrenzungsflächen der Platte gedrückt, so verschieben sich die äußeren Ionen mit ihren Ladungen etwas nach innen. Die Ladungen neutralisieren sich dann nur noch teilweise. Die Oberseite der Kristallscheibe wird dadurch negativ und die Unterseite positiv geladen. Man nennt diese Erscheinung den *piezoelektrischen¹ Effekt*.

Der piezoelektrische Effekt ist umkehrbar. Bringt man die Kristallscheibe zwischen zwei plattenförmige Elektroden und legt eine Gleichspannung an, so wird die Dicke der Scheibe je nach Richtung der Spannung etwas vergrößert oder verkleinert. Beim Anlegen einer Wechsellspannung von bestimmter Frequenz gerät der Kristall durch abwechselnde Streckung und Stauchung in mechanische Schwingungen mit seiner Eigenfrequenz, die durch die Dicke der Quarzscheibe bestimmt ist. Dieser Effekt heißt *reziproker piezoelektrischer Effekt* oder *Elektrostriktion*. Die Amplituden der Schwingungen sind besonders groß, wenn die Frequenz der angelegten Wechsellspannung gleich der mechanischen Eigenfrequenz der Quarzscheibe ist. Eine Quarzscheibe mit einer Dicke von beispielsweise 1 mm hat eine Eigenfrequenz von 2,8 MHz. Ein solcher in den Hochfrequenzgenerator eingebauter Schwingquarz stabilisiert die Frequenz mit außerordentlicher Zuverlässigkeit. Wegen dieser Eigenschaft des Schwingquarzes verwendet man heute quarzgesteuerte Schwingungskreise in den Rundfunksendern und in den *Quarzuhren*.

¹ piézéin (griech.) = drücken, quetschen

Derartige Quarzuhren wurden erstmals in den Jahren 1933 und 1934 von den deutschen Physikern *Scheibe* und *Adelsberger* konstruiert; sie sind die genauesten Uhren, die es zur Zeit gibt, und haben in 13 Jahren nur eine Abweichung von 1 s.

7. Fragen und Aufgaben:

1. Wiederholen Sie die Wirkungsweise einer Dreielektrodenröhre!
2. Was versteht man unter Rückkopplung?
3. Wie entstehen ungedämpfte elektrische Schwingungen nach dem Meißnerschen Rückkopplungsprinzip? Zeichnen Sie die Meißnersche Rückkopplungsschaltung!
4. Wie verläuft der Strom einer Schwingröhre
 - a) im Schwingungskreis,
 - b) im Anodenkreis?
 Zeichnen Sie die Ströme in ein Koordinatensystem!
5. Wie muß die Gitterspule an das Gitter und an die Kathode angeschlossen sein, wenn die Aufschaukelung zu ungedämpften elektrischen Schwingungen ermöglicht werden soll?
6. Nennen Sie die wichtigsten Frequenzbereiche der elektrischen Schwingungen!
7. Nach welcher Schaltung lassen sich tonfrequente elektrische Schwingungen erzeugen?
8. Wie können hochfrequente Schwingungen nachgewiesen werden?
9. Was wissen Sie über die Abschirmung hochfrequenter Felder?
10. Was versteht man unter dem Piezoeffekt?
11. Erläutern Sie die Stabilisierung der Frequenz elektrischer Schwingungen mit Schwingquarzen!

§ 4. Die Anwendung hochfrequenter elektrischer Schwingungen in der Technik

Hochfrequente elektrische Schwingungen werden technisch in mannigfaltiger Weise ausgenutzt. Aus der großen Fülle der Möglichkeiten können nur einige der wichtigsten Anwendungen besprochen werden.

1. Der Ultraschallgenerator. Wir betrachten zunächst die Erzeugung des *Ultraschalls*. Ultraschallschwingungen sind mechanische Schwingungen mit Frequenzen oberhalb der Hörgrenze des menschlichen Ohres, die bei 20000 Hz liegt. Als Beispiel ist in Abb. 20/1 das Schaltbild eines *piezoelektrischen Ultraschallgenerators* wiedergegeben. Er ist ein Röhrengenerator in Dreipunktschaltung, bei dem parallel zum Abstimmkondensator ein Quarzkristall geschaltet ist, der infolge des piezoelektrischen Effektes zu kräftigen mechanischen Schwingungen erregt wird.

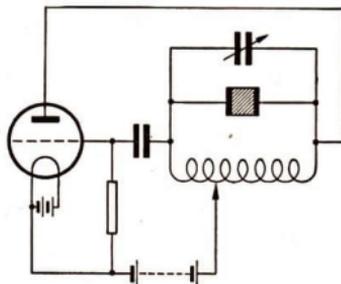


Abb. 20/1. Schaltbild eines piezoelektrischen Ultraschallgenerators in Dreipunktschaltung

Schwingt der Quarz in der Luft, so können die Schwingungen so kräftig werden, daß sie den Quarz mitunter zersprengen. Deshalb wird der Quarz meist in eine Flüssigkeit, etwa in Wasser oder in Öl, eingebettet.

Die moderne *Echolotung* zur Bestimmung der Meerestiefe oder zum Nachweis von Fischschwärmen erfolgt mittels Ultraschall. Ein in den Schiffsboden eingebauter *Ultraschallgenerator* strahlt die Ultraschallwellen ins Wasser ab, ein Empfänger nimmt das Echo wieder auf. An einer Skala ist die jeweils unter dem Schiff befindliche Wassertiefe ablesbar (Abb. 21/1).

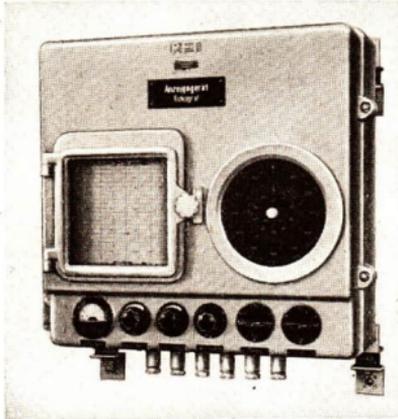


Abb. 21/1. Echographanlage Typ EGA 10 des RFT-Funkwerkes Kopenick VEB



Abb. 21/2. Ultraschall-Materialprüfgerät Typ 900 Z des RFT-Funkwerkes Erfurt VEB

Unter Verwendung von Ultraschall können auch Aluminium und seine *Legierungen gelötet* werden, was nach dem üblichen Verfahren nicht möglich ist. Durch den Ultraschall wird die auf dem Metall haftende Oxydschicht zerstört, worauf die eigentliche Lötung durch den heißen LötKolben in der sonst üblichen Weise erfolgt.

Von großer technischer Bedeutung ist das *Ultraschall-Materialprüfgerät* (Abb. 21/2). Durch die vom Gerät ausgehenden Ultraschallimpulse lassen sich Risse und Lunker in einem Tiefenbereich von 50 mm bis 5 m feststellen. Das Meßprinzip beruht auf der Reflexion des Ultraschalls an Materialtrennungen und Fremdeinschlüssen. Der Tastkopf des Gerätes, durch den kurze Ultraschallwellenzüge ausgestrahlt werden, wird an das Werkstück angesetzt. Die auftretenden Reflexionen werden auf dem Schirm einer Braunschen Röhre als Zacken beobachtet.

In den von Ultraschallwellen durchsetzten Stoffen treten Druckunterschiede von mehreren Atmosphären auf. Dadurch werden feinste *Mischvorgänge* möglich gemacht. So lassen sich feinverteilte, technisch wichtige *Emulsionen* neuerdings durch Anwenden von Ultraschall herstellen. Die Verwendung des Ultraschalls zu *Heilzwecken* und die vom Ultraschall hervorgerufene biologische Beeinflussung ist uns schon vom 10. Schuljahr her bekannt (LB 10, § 17, 4).

2. Die Verwendung von Hochfrequenzströmen in der Medizin. In der medizinischen Praxis sind heute die ultrahochfrequenten Wechselströme zur Behandlung von Gewebekrankheiten unentbehrlich geworden. In *Ultrakurzwellengeräten*, deren wichtigster Teil wieder ein Röhrengenerator ist, werden ultrahochfrequente Schwingungen mit einer Frequenz von etwa 20 MHz erzeugt. Diese Schwingungen werden zwei Kondensatorelektroden mit Glasisolation zugeführt, zwischen denen der erkrankte Körperteil dem ultrahochfrequenten Wechselfeld ausgesetzt wird (Abb. 22/1). Dieses Wechselfeld durchsetzt fast ungehindert den menschlichen Körper. Die heilende Wirkung beruht auf einer Erwärmung, die im Gewebe selbst entsteht, ohne von außen auf den Körper übertragen zu werden. Die dabei im Körper auftretenden dielektrischen Absorptionsverluste setzen sich in Wärmeenergie um. Heilerfolge werden besonders bei der Behandlung von Bronchialleiden, Erkältungen, Gelenkerkrankungen, Neuralgie und bei Herz- und Kreislaufkrankungen erzielt.

3. Die Anwendung der Hochfrequenzwärme in der Industrie. Bisher war es bei der Warmbehandlung von Werkstoffen üblich, die Wärme von außen in das Material eindringen zu lassen. Daraus ergaben sich bei schlechten Wärmeleitern Schwierigkeiten. Bei Nichtleitern versagt auch das Erwärmen mit elektrischen Strömen. Die Erwärmung mittels hochfrequenter Ströme und hochfrequenter elektrischer Felder kann jedoch auch bei nichtleitenden Stoffen angewendet werden. Bei leitenden Stoffen benutzt man die induktive Erwärmung, bei nichtleitenden Stoffen dagegen die kapazitive Erwärmung.

Die Grundlage der Erzeugung von Wärme durch Hochfrequenzschwingungen bildet wieder ein Hochfrequenz-Röhrengenerator. Von ihm aus werden die Hochfrequenzschwingungen auf das zu erwärmende Werkstück übertragen. Eine in der metallurgischen Industrie weitverbreitete Anwendung der induktiven Hochfrequenzerhitzung ist der *Hochfrequenzschmelzofen* (Abb. 22/2). Bei ihm befindet sich das zu erwärmende Schmelzgut im Innern einer Spule, die von hochfrequenten

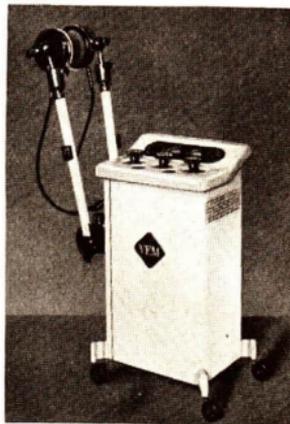


Abb. 22/1. Ultrakurzwellen-Therapiegerät mit Kondensatorelektroden des VEB Transformator- und Röntgenwerkes Dresden

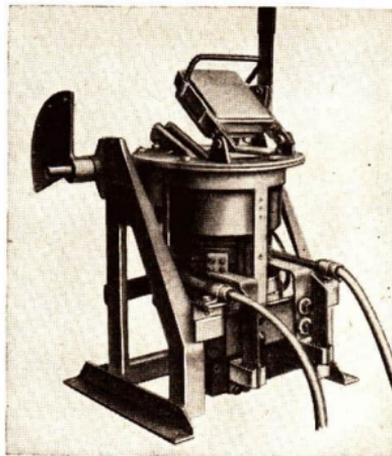


Abb. 22/2. Hochfrequenzschmelzofen

Strömen durchflossen wird. Die große Wirkung der *induktiven Hochfrequenz-Erwärmung*, abgekürzt *HF-Erwärmung*, erkennt man daran, daß ein gewöhnlicher Ofen mit einer Oberflächentemperatur von 1100°C auf einen Körper $4,8\text{ kcal/min je cm}^2$ überträgt, während durch HF-Erwärmung $420\text{ kcal/min je cm}^2$ übertragen werden können. Ein weiterer Vorzug dieses Verfahrens ist die Möglichkeit einer auf bestimmte Teile des Werkstoffes beschränkten Erwärmung, wobei die Wärmekonzentration auch auf die Oberflächenschichten beschränkt werden kann. Aus diesen und anderen Vorzügen der HF-Erwärmung ergeben sich weitere Anwendungen, wie die Oberflächenhärtung von Zahnrädern (Abb. 23/1), das Löten und Schweißen, Glühen, Vergüten, Sintern und das Trocknen und Einbrennen von Lack- und Schutzüberzügen auf metallischen Werkstücken.

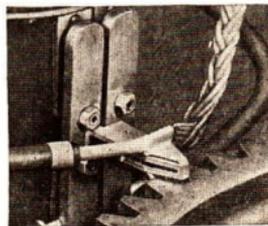


Abb. 23/1
Oberflächenhärten von Zahnrädern

Bei nicht- oder schlechtleitenden Stoffen wird das Verfahren der *kapazitiven HF-Erwärmung* angewendet. Das Werkstück wird zwischen zwei mit einem HF-Röhrengenerator verbundene Kondensatorplatten der Wirkung des hochfrequenten elektrischen Wechselfeldes ausgesetzt. Unter dem Einfluß dieses Wechselfeldes geraten die Moleküle in sehr schnelle hochfrequente Drehschwingungen. Es kommt dabei zu einer starken Erwärmung des Werkstücks.

Da der Wirkungsgrad mit der Frequenz steigt, verwendet man möglichst hohe Frequenzen. Die Betriebsfrequenzen sind international vereinbart worden; für die Deutsche Demokratische Republik sind im Hochfrequenzgesetz die Frequenzen $13,56\text{ MHz}$, $27,12\text{ MHz}$ und $40,68\text{ MHz}$ festgelegt (Abb. 23/2).

Bei der kapazitiven Behandlung elektrisch nichtleitender Stoffe handelt es sich stets um einen oder um mehrere der folgenden Prozesse:

chemische temperaturempfindliche Reaktionen oder Änderung molekularer Strukturen,

Entfernen des Wassers oder anderer Flüssigkeiten,

Weichmachen plastischer Stoffe.

Unter den vielseitigen Verwendungsmöglichkeiten der kapazitiven HF-Erwärmung seien folgende hervorgehoben:

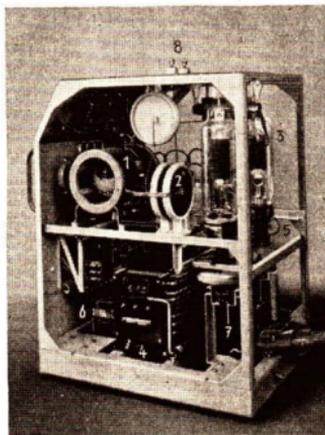


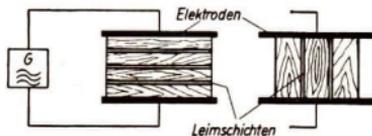
Abb. 23/2. Hochfrequenz-Wärmegenerator, hergestellt im Werk G. Lorenz AG, in Verwaltung, Leipzig

- 1 Schwingungskreisvariometer,
- 2 Schwingungskreis Kondensator,
- 3 Sendetrioden,
- 4 Transformator für Anodenspannung,
- 5 Transformator für Heizspannung,
- 6 Transformator für Gleichrichter-röhre,
- 7 Ventilator,
- 8 Anschlußklemmen

das Pressen von Kunststoffen, wie Phenol- oder Harnstoffharzen, das Schweißen von thermoplastischen Stoffen (Abb. 24/1), holzverarbeitende Prozesse, zum Beispiel das Herstellen von Sperrholzplatten durch Querfelderwärmung (Abb. 24/2a) oder Parallelfelderwärmung (Abb. 24/2b), die Kunstholzproduktion, die Holz Trocknung, die Gummireifenherstellung, Wärmevorgänge bei vielen Produktionsprozessen.



Abb. 24/1. Schweißmaschine zum Herstellen von Schweißnähten bei Igit



Querfelderwärmung Parallelfelderwärmung

Abb. 24/2. Anwendung der kapazitiven Erwärmung beim Herstellen von Sperrholzplatten

4. Fragen und Aufgaben:

1. Zeichnen Sie die Schaltbilder
 - a) eines frequenzstabilisierten Hochfrequenz-Röhrengenerators und
 - b) eines piezoelektrischen Ultraschallgenerators und vergleichen Sie beide miteinander!
2. Berichten Sie über Anwendungen des Ultraschalles!
3. Berichten Sie über das Kurzwellentherapiegerät und über die Wirkung der hochfrequenten Schwingungen im lebenden Organismus!
4. Welchen Aufbau hat ein HF-Industriegerät für induktive Erwärmung? Wo wird es in der Industrie verwendet?
5. Auf welchen Vorgängen beruht
 - a) die induktive,
 - b) die kapazitive Erwärmung von Stoffen durch hochfrequente Schwingungen?
6. Wo werden die in diesem Paragraphen angegebenen Geräte in Ihrem Schulort oder in dessen Umgebung angewendet?

II. Entstehung und Ausbreitung elektromagnetischer Wellen

§ 5. Der offene Schwingungskreis — Die Ausstrahlung elektrischer Wellen

1. **Der geschlossene und der offene Schwingungskreis.** Bisher haben wir den elektrischen Schwingungskreis in einer Form kennengelernt, bei der das elektrische Feld im wesentlichen auf den engen Raum zwischen den Kondensatorplatten zusammengedrängt ist (Abb. 25/1a). Man nennt diese Form eines Schwingungskreises einen **geschlossenen Schwingungskreis**. Denkt man sich die Kondensatorplatten auseinandergezogen, bis der Schwingungskreis ein gerader Draht oder Stab geworden ist, so bleibt, wie sich erwiesen hat, auch diese Anordnung noch schwingungsfähig. Auch der gerade Leiter besitzt eine über seine ganze Länge verteilte Kapazität und Induktivität, und diese beiden Größen sind ja wesentlich für die Erzeugung elektrischer Schwingungen. Die so erhaltene Anordnung heißt **offener Schwingungskreis** und besitzt eine bestimmte Eigenfrequenz (Abb. 25/1b und c).

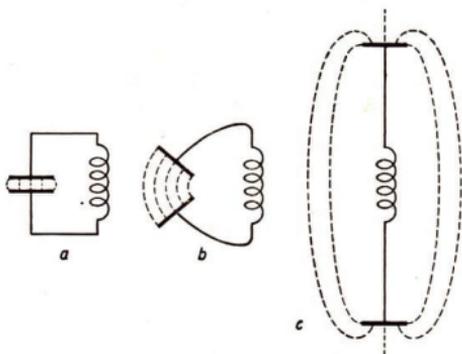


Abb. 25/1. Übergang vom geschlossenen (a) zum offenen (b und c) Schwingungskreis

Im Gegensatz zum geschlossenen Schwingungskreis, der nur eine sehr geringe Wirkung des elektromagnetischen Wechselfeldes im Außenraum des Kondensators erkennen läßt, erstreckt sich bei einem offenen Schwingungskreis die Wirkung des *Feldes über einen weiten Raum*. Während die Schwingungen im geschlossenen Schwingungskreis im wesentlichen nur durch das Erzeugen von Stromwärme gedämpft werden, schwingt der offene Schwingungskreis auch deshalb gedämpft, weil er Energie in den Raum ausstrahlt. Dieses Ausstrahlen elektromagnetischer Energie ist beim offenen Schwingungskreis aber gerade beabsichtigt, denn dadurch wird ein weites Gebiet technischer Anwendungen zugänglich, die *drahtlose Nachrichtenübermittlung*.

2. **Geschichtliches.** Es ist das Verdienst des großen deutschen Physikers *Heinrich Hertz*¹, den experimentellen Nachweis der freien Ausstrahlung der elektro-



James Clerk Maxwell
(1831—1879)

Heinrich Hertz (1857—1894)

Überzeugung gelangt, daß sich die elektrische Energie in Form von Wellen im Raum ausbreiten müsse. *Heinrich Hertz* wies im Jahre 1888 die Richtigkeit der Maxwellschen Behauptungen experimentell nach. Er benutzte als Sende-

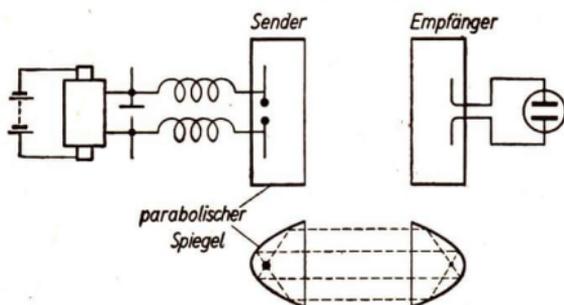


Abb. 26/1. Hertzscher Sender und Empfänger

schwingungskreis eine Funkenstrecke, deren Elektroden mit zwei langen, in zwei großen Kugeln endigenden Metallstäben verbunden waren (Abb. 26/1). Zum Nachweis der ausgestrahlten elektrischen Schwingungen verwendete *Hertz* einen Drahtling, in dem sich eine Funkenstrecke mit einem Kugelabstand von

¹ *Heinrich Hertz* (1857–1894), ein bedeutender deutscher Physiker, Professor in Karlsruhe, später in Bonn. Er wies die von Maxwell aufgestellte Behauptung der Existenz elektromagnetischer Wellen experimentell als richtig nach und wurde so deren Entdecker.

² *James Clerk Maxwell* (1831–1879), ein hervorragender englischer Physiker, war als Professor nacheinander in Aberdeen, London und Cambridge tätig. Er entwickelte die von Faraday gewonnenen Erkenntnisse über die elektrischen und magnetischen Felder weiter und stellte die elektromagnetische Lichttheorie auf. Er sagte das Vorhandensein elektromagnetischer Wellen voraus.

volle Weiterentwicklung seiner Entdeckung zur drahtlosen Nachrichtenübermittlung zu erleben, da er bereits in seinem 37. Lebensjahr starb.

An der Verwirklichung einer drahtlosen Nachrichtenübermittlung arbeiteten um 1895 noch viele andere Physiker und Techniker, so der in den USA lebende kroatische Techniker *Nicola Tesla*, der russische Physiker *Alexander Stepanowitsch Popow*¹ und unter Verwertung der Erfindung *Popows* der Italiener *Guglielmo Marconi*². Nachdem es *Popow* im Jahre 1895 gelungen war, in Petersburg, dem heutigen Leningrad, die erste drahtlose Nachricht über eine Entfernung von 250 m und bald darauf über 4 km zu senden, überbrückte *Marconi* im Jahre 1897 zwischen zwei Inseln im Ärmelkanal eine Strecke von 6 km.



Alexander Stepanowitsch Popow (1859—1905)

3. Der schwingende Dipol als Sender. Wir benutzen zu den im folgenden beschriebenen Versuchen einen *elektrischen Dipol*³. Man versteht darunter einen geradlinigen Leiter, der an seinen Enden zwei entgegengesetzte, gleich große Ladungen trägt. Geraden diese Ladungen in Bewegung, so spielen sich im Dipol ähnliche Vorgänge ab wie in einem Schwingungskreis. Zu ihrem Nachweis verwenden wir einen kleinen *Röhrengenerator* für ultrahochfrequente Schwingungen (Abb. 27/1). Seine Schaltung ist aus Abb. 27/2 zu entnehmen. Die Schwingungs-

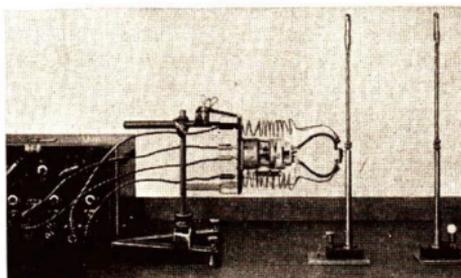


Abb. 27/1. Ultrahochfrequenz-Generator

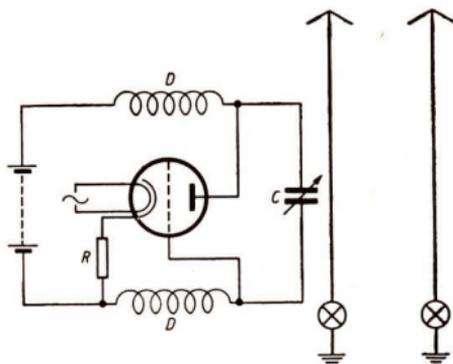


Abb. 27/2. Ultrahochfrequenz-Generator mit induktiv gekoppeltem Dipol

¹ Alexander Popow (1859—1905), ein in Petersburg, dem heutigen Leningrad, lebender russischer Physiker. Er erfand die Antenne und ermöglichte dadurch die Abstrahlung elektromagnetischer Wellen auf größere Entfernung.

² Guglielmo Marconi (1874—1937), ein italienischer Lehrer, der mit großem Erfolg an der Entwicklung der drahtlosen Telegraphie arbeitete und dazu erforderlichen Geräten eine technisch brauchbare Form gab.

³ di (griech.) = zwei

kreisspule ist bei diesem Generator durch einen kleinen Bügel aus dickem Kupferdraht ersetzt, dessen Enden direkt mit Anode und Gitter der Röhre verbunden sind. Ein Kondensator C , der aus zwei Kupferplatten mit zwischengelegter Glimmerplatte als Dielektrikum besteht, riegelt die Anodengleichspannung vom Gitter ab. Die Anodenspannungsquelle wird unter Zwischenschalten zweier Drosselspulen an die Kathode und an den Kupferbügel angeschlossen. Beim Einschalten der Heiz- und Anodenspannung entstehen im Schwingungskreis infolge Selbsterregung Schwingungen mit einer Frequenz von etwa 10^8 Hz.

In der Nähe des Generatorschwingungskreises wird ein vertikaler Dipol isoliert aufgestellt, wodurch er induktiv mit dem Generatorschwingungskreis gekoppelt ist (Abb. 27/2). Damit man den Dipol in Resonanz mit dem Generatorschwingungskreis bringen kann, stellt man jede Dipolhälfte aus zwei ineinander verschiebbaren Röhren her. Eine in die Mitte des Dipols geschaltete kleine Glühlampe leuchtet infolge der vom Generatorschwingungskreis induzierten Schwingungen auf. Ist Resonanz vorhanden, so leuchten noch zwei in die Mitte der beiden Dipolhälften geschaltete kleine Glühlampen auf, jedoch schwächer als die mittlere. Es folgt daraus, daß die Stromstärke des induzierten HF-Stromes von der Mitte des Dipols nach den Enden abnimmt. Genaue Untersuchungen ergeben:

Die Verteilung der Stromstärke im Dipol stimmt mit der Grundschwingung einer gespannten Saite überein (Abb. 28/1). Die Dipolenden sind somit Stromknoten, die Mitte des Dipols ist ein Strombauch.

Entsprechend den mechanischen Schwingungen einer Saite kann die elektrische Schwingung als stehende Welle aufgefaßt werden, deren halbe Wellenlänge $\frac{\lambda}{2}$ gleich der Länge l des Dipols ist. Um die Spannungsverteilung in einem Dipol festzustellen, benutzen wir ein Glimmröhrchen als Spannungsanzeiger. Führen wir es so am Dipol entlang, daß es diesen berührt, so stellen wir ein Aufleuchten des Glimmröhrchens an den Enden des Dipols fest, während es in der Dipolmitte dunkel bleibt. An den Enden des Dipols befinden sich demnach zwei Spannungsbäuche, in der Mitte ein Spannungsknoten (Abb. 28/2). Die Spannungsbäuche befinden sich somit an den gleichen Stellen, an denen die Stromknoten liegen, die Spannungsknoten dort, wo die Strombäuche liegen. Zwischen der Stromstärke und der Spannung besteht im schwingenden Dipol eine Phasenverschiebung von $\frac{\pi}{2}$.

Die Stromstärke- und die Spannungsschwankungen in einem Dipol bilden stehende Wellen.

Die Stromstärke besitzt an jedem Dipolende einen Knoten und in der Dipolmitte einen Bauch. Die Spannungsverteilung ist gerade umgekehrt. Mit jedem Spannungsbauch fällt ein Stromknoten, mit jedem Spannungsknoten

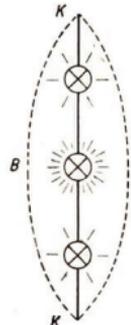


Abb. 28/1
Stromverteilung im schwingenden Dipol
B Strombauch,
K Stromknoten

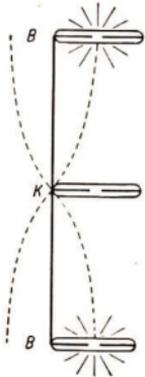


Abb. 28/2. Spannungsverteilung im schwingenden Dipol
B Spannungsbauch,
K Spannungsknoten

ein Strombauch zusammen. Die Länge l des Dipols ist beim Vorhandensein von Resonanz gleich der halben Wellenlänge λ der ausgestrahlten Welle.

$$l = \frac{\lambda}{2}.$$

4. Elektromagnetische Wellen im Raum. Wir wissen, daß jeder elektrische Strom um den von ihm durchflossenen Leiter ein Magnetfeld hervorruft. Im Dipol werden vom HF-Generator hochfrequente Wechselströme erzeugt, die in der Umgebung des Dipols mit gleicher Frequenz *wechselnde Magnetfelder* hervorrufen. Die Feldlinien dieser Magnetfelder bilden konzentrische Kreise, deren Ebenen zum Dipol senkrecht stehen (Abb. 29/1). Der Feldwechsel vollzieht sich nicht im gesamten Feldbereich gleichzeitig, sondern breitet sich, vom Dipol ausgehend, mit endlicher Geschwindigkeit sinusförmig über das ganze Feld aus. Es entsteht um den Dipol herum eine sinusförmige magnetische Welle.

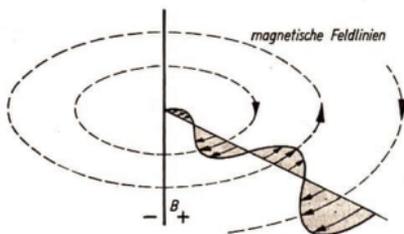


Abb. 29/1. Magnetisches Wechselfeld um einen Dipol (schematisch)

Gleichzeitig mit dem magnetischen Feld entsteht ein seine Polarität dauernd wechselndes *elektrisches Feld*, das sich ebenfalls vom Dipol aus wellenförmig ausbreitet (Abb. 29/2). Seine Feldlinien sind in sich geschlossen und umfassen die magnetischen Feldlinien. Die Ebenen der elektrischen Feldlinien stehen senkrecht auf den Ebenen der magnetischen Feldlinien. Der magnetischen Welle im magnetischen Feld entspricht im elektrischen Feld eine elektrische Welle. Die beiden Abbildungen 29/1 und 29/2 sind ebene Schnitte durch die räumlich zu ergänzenden beiden Wechselfelder. So wie im Dipol die Wechsel der Spannung und der Stromstärke mit einer Phasenverschiebung aufeinanderfolgen, so sind auch die elektrischen und die magnetischen Felder in ihrer Phase um $\frac{\pi}{2}$ gegeneinander verschoben.

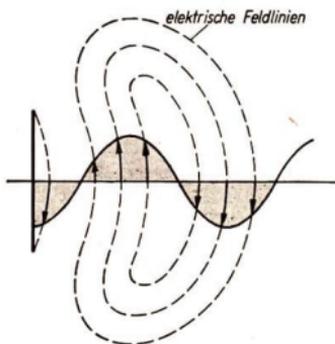


Abb. 29/2. Elektrisches Wechselfeld um einen Dipol (schematisch)

Wie zwei sich ändernde elektrische und magnetische Felder zu einem elektromagnetischen Feld verbunden sind, so bilden eine elektrische und eine magnetische Welle zusammen eine **elektromagnetische Welle**, die sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet (Abb. 30/1). Dabei lösen sich die elektrischen Feldlinien periodisch vom Dipol und bilden geschlossene Kurven, die frei im Raum vom Dipol abwandern (Abb. 30/2). Gleichzeitig entsteht ein Magnetfeld, dessen

Feldlinien sich mit der gleichen Geschwindigkeit ausbreiten. Abbildung 30/2 zeigt in vier Momentbildern das Abschnüren der elektrischen und der magnetischen Feldlinien und die damit verbundene Ausstrahlung der periodischen Änderungen des elektromagnetischen Wechselfeldes in den Raum. Diese Ausstrahlung muß man sich räumlich und konzentrisch um den schwingenden Dipol verteilt vorstellen.

In der Umgebung eines hochfrequent schwingenden Dipols entsteht ein elektromagnetisches Wechselfeld, das sich mit Lichtgeschwindigkeit im Raum ausbreitet.

5. Der Dipol als Empfänger. Zum Nachweis der geschilderten Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen dient ebenfalls ein offener Schwingungskreis. Als Sender benutzen wir den beschriebenen Sendedipol, der durch einen HF-Generator erregt wird und dabei elektromagnetische Wellen in den Raum ausstrahlt. Zur Vermeidung von Energieverlusten wird die Lämpchenfassung kurzgeschlossen. In einem Abstand von etwa 1 m wird ein zweiter Dipol mit einem in seiner Mitte befindlichen Glühlämpchen aufgestellt. Ist der Sender in Betrieb, so leuchtet das Glühlämpchen am hellsten auf, wenn der zweite Dipol, der Empfangsdipol, die gleiche Länge wie der Sendedipol hat und parallel zu ihm steht. Dreht man den Empfangsdipol horizontal, so erlischt das Lämpchen. Der Empfangsdipol wird empfindlicher, wenn man an Stelle des Glühlämpchens einen empfindlichen Gleichrichter, zum Beispiel einen Germanium-Kristalldetektor, schaltet, den man kurz als Germaniumdiode bezeichnet. Eine solche Germaniumdiode hat im Gegensatz zu den gewöhnlichen Detektoren eine feste Einstellung und ist infolgedessen mechanisch unempfindlich. Parallel zum Gleichrichter schließt man ein Meßgerät hoher Empfind-

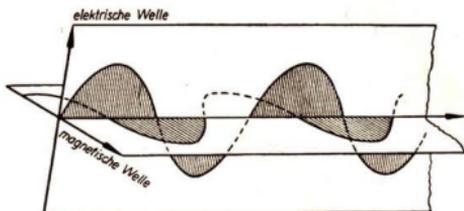


Abb. 30/1. Die Lage der elektrischen und der magnetischen Komponente einer elektromagnetischen Welle in der Nähe eines lotrechten Dipols

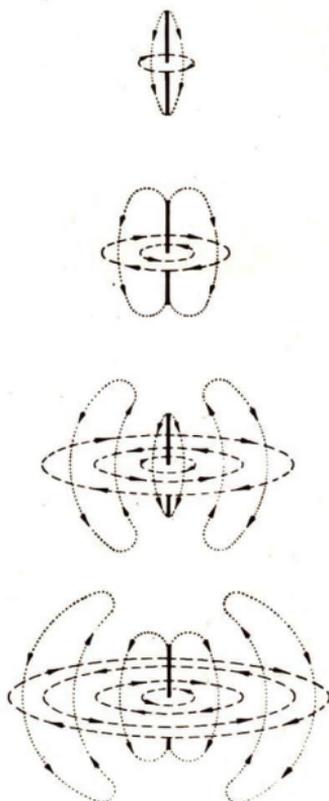


Abb. 30/2. Stark schematisierte Darstellung der Ausbreitung des elektromagnetischen Wechselfeldes um einen Dipol

lichkeit an. Wir erkennen, daß ein Dipol, der sich in geeigneter Stellung und Länge irgendwo in einem elektromagnetischen Wechselfeld befindet, von einem Wechselstrom durchflossen wird.

Das Entstehen eines Stromes im Dipol ist aus der unterschiedlichen Spannung zu erklären, die zwischen den Eintritts- und den Austrittspunkten *A* und *B* der Feldlinien besteht. Diese werden vom Dipol aufgenommen, der eine leitende Verbindung von *A* und *B* bildet (Abb. 31/1). Wie der Sendedipol besitzt auch der Empfangsdipol eine über seine ganze Länge verteilte Induktivität und Kapazität. Er ist somit schwingungsfähig und wird zu maximalen Schwingungen erregt, wenn die Frequenz des erregenden Feldes mit der Eigenfrequenz des Empfangsdipols übereinstimmt. Diese Resonanz ist erreicht, wenn die Dipollänge gleich der halben Wellenlänge der elektrischen Welle ist (vgl. § 5, 3).

Bei Rundfunkempfang liegen die im Empfangsdipol auftretenden Spannungen zwischen etwa 0,1 mV und 100 mV, je nach der Feldstärke des vom Sender ausgestrahlten elektrischen Feldes am Empfangsort. Bei geringen Störungen können noch Dipolspannungen von 10 mV hörbar gemacht werden.

Im Empfangsdipol entstehen hochfrequente Wechselströme. Sie sind besonders stark, wenn die Eigenfrequenz des Empfangsdipols mit der Frequenz der auftreffenden Wellen übereinstimmt. Hierzu muß die Länge des Dipols gleich der halben Wellenlänge der erregenden elektromagnetischen Welle sein.

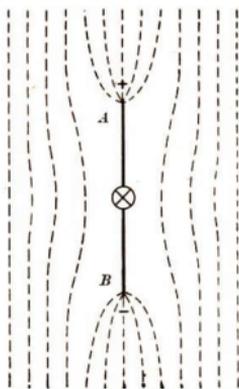


Abb. 31/1. Empfangsdipol im elektrischen Feld

6. Die technischen Formen der Antennen. Zur Erhöhung des Strahlungsvermögens eines offenen Schwingungskreises dient ein *Luftdraht* oder eine *Antenne*

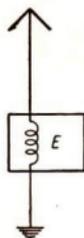
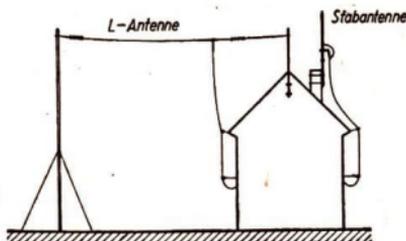


Abb. 31/2
Antennen- und Erd-
leitung beim Rund-
funkempfänger

Abb. 31/3
L-Antenne und
Stabantenne



(Abb. 31/2). Als Antennenleiter wird am besten *verdrittelter Litzendraht* verwendet, der gegen die Erde isoliert, an Häusern, Bäumen oder Masten aufgehängt wird. Die üblichen Antennenformen sind die *L-Antenne* und die *Stabantenne* (Abb. 31/3). Weniger wirksam sind die Zimmer- und Dachbodenantennen. Durch eine geeignete Antennenanordnung lassen sich elektromagnetische Wellen in bevorzugte Richtungen abstrahlen. Die Richtwirkung ist um so besser, je kürzer die Wellen sind. Hierzu vereinigt man eine größere Zahl von Sendedipolen zu einer *Antennenwand*

(Abb. 32/1). Man nennt sie einen *Richtstrahler*. Für den Empfang aus einer bestimmten Richtung dient die *Rahmenantenne* (Abb. 32/2). Sie besteht aus einer großflächigen Flachspule, die auf einen Rahmen aufgewickelt ist und mit dem im Empfänger befindlichen Kondensator einen geschlossenen Schwingungskreis bildet. Wenn die Ebene der Rahmenantenne senkrecht zu den magnetischen Feldlinien steht, induzieren diese in der Rahmenantenne eine maximale Wechselspannung. Stellt man die Ebene der Rahmenantenne parallel zu den magnetischen Feldlinien, so ergibt sich ein Minimum des Empfangs.

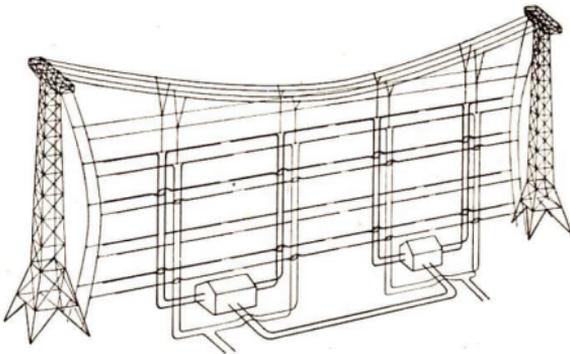


Abb. 32/1. Antennenwand als Richtstrahler

7. Fragen und Aufgaben:

1. Geben Sie den Unterschied zwischen einem geschlossenen und einem offenen Schwingungskreis an!
2. Welchen Spannungs- und Stromverlauf besitzt ein Dipol, und wie kann man diese Verläufe nachweisen?
3. Vergleichen Sie den Verlauf
 - a) der elektrischen,
 - b) der magnetischen Feldlinien eines geschlossenen und eines offenen Schwingungskreises!
4. Erläutern Sie an Hand von Abb. 29/2 die Ablösung der elektrischen Feldlinien vom Dipol!
5. Welche Lage haben elektrische und magnetische Felder zueinander und zum Dipol bei ihrer Ausbreitung?
6. Worauf beruht die Wirkungsweise eines Dipols als Empfänger elektromagnetischer Wellen?
7. Äußern Sie sich über eigene Erfahrungen mit Antennenanlagen!

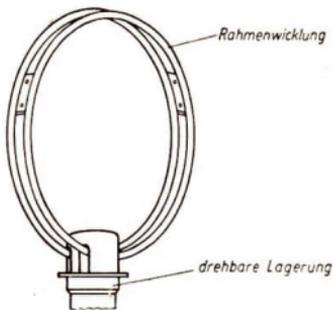


Abb. 32/2. Rahmenantenne

§ 6. Die Eigenschaften der elektromagnetischen Wellen

Wir werden nunmehr im einzelnen die Eigenschaften der elektromagnetischen Wellen untersuchen. Zu ihrer Erzeugung benutzen wir den bereits in § 5,3 beschriebenen HF-Generator, mit dem wir einen halben, am unteren Ende geerdeten Dipol koppeln, dessen Länge l gleich einem Viertel der Wellenlänge ist. Zum Empfang der Wellen verwenden wir einen Dipol von gleicher Art, in dessen unteres Ende ein Glühlämpchen eingeschaltet ist (Abb. 33/1).

1. Abschirmung. Wir stellen den Sendedipol und den Empfangsdipol einander so gegenüber, daß kräftiger Empfang eintritt, und bringen zwischen die Dipole Platten aus verschiedenen Stoffen. Verwenden wir Platten aus Isolierstoffen wie Holz, Glas, Bakelit, Pappe, so leuchtet das Lämpchen fast unverändert weiter. Wir erkennen daraus, daß die elektromagnetischen Wellen ohne merkliche Schwächung durch diese Platten hindurchgehen. Schiebt man dagegen ein Metallblech oder ein Drahtnetz zwischen die Dipole, so erlischt das Lämpchen. Die Wellen werden dadurch *abgeschirmt*.

2. Reflexion und Brechung elektromagnetischer Wellen. Wir richten die elektrischen Wellen schräg gegen eine Wand aus Blech oder Maschendraht. In einiger Entfernung vom Sendedipol stellen wir seitlich von ihm den Empfangsdipol ebenfalls vor die Wand. Gegen die unmittelbar vom Sendedipol herkommenden Wellen schirmen wir den Empfangsdipol durch ein zwischen die Dipole gestelltes großes Metallblech ab. Trotzdem leuchtet das Lämpchen des Empfangsdipols. Der Dipol wird von den an der Wand reflektierten elektromagnetischen Wellen getroffen (Abb. 33/2).

Die Brechung elektromagnetischer Wellen kann man nachweisen, indem man ein großes Prisma aus Paraffin oder Asphalt in die Ausbreitungsrichtung der Wellen bringt (Abb. 33/3). Hinter die Dipole stellt man zweckmäßigerweise zwei wie Hohlspiegel parabolisch gekrümmte Bleche, in deren Brennpunkten die Dipole stehen und die mit ihren Öffnungen gegen die Prismenfläche gerichtet sind. Das Aufleuchten des Lämpchens läßt erkennen, daß die Brechung

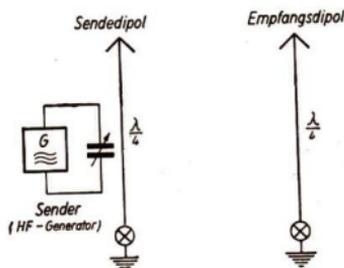


Abb. 33/1. Sende- und Empfangsdipol, im Spannungsknotenpunkt geerdet

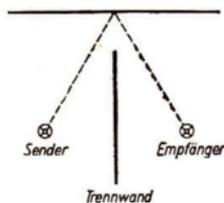


Abb. 33/2. Zurückwerfung elektromagnetischer Wellen

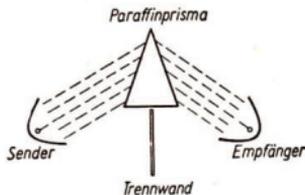


Abb. 33/3. Die Brechung elektromagnetischer Wellen

der elektromagnetischen Wellen wie beim Licht von der brechenden Kante des Prismas fort erfolgt.

3. Stehende Wellen. Stehende elektromagnetische Wellen erzeugt man durch Überlagern der vom Sendedipol ausgestrahlten und der senkrecht von einer Metallwand reflektierten Wellen. Beim Verschieben des Empfangsdipols oder durch Nähern oder Entfernen der Metallwand stellt man deutlich Wellenbäuche und Wellenknoten durch Helligkeitsmaxima und -minima am Glühlämpchen des Empfangsdipols fest. Der Abstand benachbarter Bäuche voneinander beträgt eine halbe Wellenlänge der fortschreitenden Welle (Abb. 34/1).

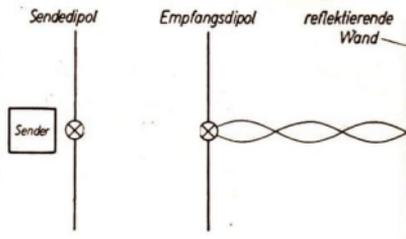


Abb. 34/1. Stehende elektromagnetische Wellen

4. Die Schwingungsrichtung der elektromagnetischen Wellen. Wir bringen zwischen den Sendedipol und den Empfangsdipol ein Drahtgitter, das aus parallelen, im Abstand von je 1 cm in einem eisernen Rahmen gespannten Drähten besteht. Wir stellen fest, daß das Lämpchen des Empfangsdipols nur leuchtet, wenn die Drähte senkrecht zu den Dipolen stehen. Verlaufen sie dagegen parallel zu ihnen, so leuchtet das Lämpchen nicht. Das sich um den Dipol ausbreitende Feld wird dann durch das Gitter abgeschirmt und gibt die von ihm mitgeführte Energie an die Drähte des Gitters ab. Andererseits wissen wir aus § 5, 3, daß es die elektrische Komponente der elektromagnetischen Welle ist, die das Dipollämpchen zum Leuchten bringt. Aus dem Vorangehenden schließen wir daher, daß die Schwingungsrichtung der elektrischen Wellen *parallel zum Dipol* verläuft. Die magnetischen Wellen *schwingen in einer dazu senkrechten Ebene*. Diese Erscheinungen erweisen die vom Dipol abgestrahlten Wellen als *Transversalwellen*. Stellt man den Sender- und den Empfänger dipol so auf, daß ihre Achsen unter 90° gekreuzt sind, so erfolgt kein Empfang, da dann der Empfänger dipol nicht mehr in der Richtung der Schwingungsebene der elektrischen Wellen liegt und von den magnetischen Feldlinien nicht mehr umfaßt wird.

5. Fragen:

1. Welches sind die wichtigsten Eigenschaften der elektromagnetischen Wellen?
2. Durch welche Stoffe können elektromagnetische Wellen abgeschirmt werden? Wie kann das nachgewiesen werden?
3. Welche Versuche zeigen die Reflexion, welche Versuche die Brechung elektromagnetischer Wellen?
4. In welchen Richtungen schwingen der elektrische und der magnetische Bestandteil einer elektromagnetischen Welle, und wie kann man dies nachweisen?

§ 7. Die Ausbreitung elektrischer Wellen in den verschiedenen Wellenbereichen

1. Bodenwellen. Die Ausbreitung der elektrischen Wellen ist in den einzelnen Wellenbereichen unterschiedlich und wird daher für die wichtigsten Wellenbereiche getrennt behandelt werden.

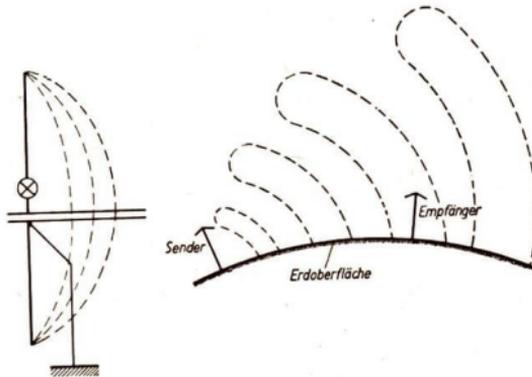
Die elektrischen Feldlinien des elektromagnetischen Feldes eines lotrecht aufgestellten Dipols durchsetzen eine horizontale Ebene, die durch die Mitte des Dipols geht, senkrecht. Man kann in diese Ebene eine dünne Metallplatte bringen, die den Feldlinienverlauf nicht stört. Auf ihrer Ober- und Unterseite werden Ladungen induziert, an denen die Feldlinien enden. Die an den Durchstoßstellen durch die Horizontalebene vertikal verlaufenden Feldlinien sind dadurch in der Mitte geteilt. Wird die Unterseite der Metallplatte geerdet, so fällt der untere Teil des Feldes weg, der obere dagegen und die auf der Oberseite der Metallplatte induzierten Ladungen bleiben unverändert.

Dies bedeutet eine außerordentliche Erleichterung bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen. Durch das Erden des Dipols in seiner Mitte wird er praktisch nur zur Hälfte benutzt, wobei die Erde selbst als leitende Fläche dient. Die Wellen werden von der Erde geführt und folgen ihrer Krümmung. Dies gilt allerdings nur für lange und für mittlere elektromagnetische Wellen, kurze und ultrakurze Wellen verhalten sich anders. Die Intensität ist an der Erdoberfläche am größten. Man bezeichnet diese Art der Ausbreitung elektromagnetischer Energie als *Boden- oder Oberflächenwelle* (Abb. 35/1).

2. Frequenzbereiche. Die von der Sendeanenne ausgestrahlten Wellen werden nicht nur an der Erdoberfläche entlanggeführt, sondern breiten sich auch als *Raumwellen* aus. Die Ausbreitung einer nicht von der Erdoberfläche

geführten Welle in den Raum geht längs eines geradlinigen Wellenstrahles vor sich. Die Strahlungsintensität hängt dabei je nach der Form des Sendedipols stark von der Richtung ab.

Die Ausbreitung der elektrischen Wellen ist außerdem stark von der Frequenz abhängig. Zur Erleichterung der Übersicht dient die beigefügte Tabelle der Frequenzen der im drahtlosen Nachrichtenverkehr benutzten Wellen, die man als *Funkwellen* bezeichnet:



a) Erdung eines Dipols

b) Bodenwelle

Abb. 35/1. Ausbreitung der elektrischen Wellen längs der Erdoberfläche

Frequenzbereiche der Funkwellen

| Bezeichnung | Wellenlänge (λ) m | Frequenz (f) |
|--------------------------|--------------------------------|------------------|
| Langwellen | 2000 — 1000 | 150 — 300 kHz |
| Mittelwellen | 600 — 150 | 0,5 — 2 MHz |
| Kurzwellen | 50 — 20 | 6 — 15 MHz |
| Ultrakurzwellen | 20 — 1 | 15 — 300 MHz |
| Mikro- dm-Wellen | 1 — 0,1 | 300 — 3000 MHz |
| wellen cm-Wellen | 0,1 — 0,01 | 3000 — 30000 MHz |

Lang- und Mittelwellen breiten sich als Boden- und Raumwellen, *Kurzwellen* und *Ultrakurzwellen* und noch kürzere Wellen dagegen nur als Raumwellen aus. Sie folgen der Erdkrümmung nicht und können deshalb nur innerhalb der Sichtweite empfangen werden. Sie breiten sich *geradlinig wie die Lichtstrahlen* aus; jedoch unterliegen sie oft noch zusätzlichen Beeinflussungen, die ihre Reichweite wesentlich erhöhen.

3. Raumwellen — Die Heavisideschichten. Bereits um 1900 hatte der englische Physiker *Oliver Heaviside*¹ vermutet, daß in verschiedenen Höhen der Atmosphäre leitende Schichten existieren, an denen elektrische Wellen reflektiert werden. Man stellte auch bald fest, daß die Empfangsreichweite während der Nacht größer ist als am Tage. Der experimentelle Nachweis dieser Erscheinung wurde 1925 von *Appleton* und *Zenneck* erbracht. Die Ursache dieser Erscheinung ist in der Ionosphäre zu suchen, in der sich in Höhen zwischen 100 bis 400 km Schichten mit besonders großer Elektronendichte befinden. Sie entstehen unter dem ionisierenden Einfluß der energiereichen ultravioletten Sonnenstrahlung. Diese aus den Ionen der Luftmoleküle und den von ihnen abgespaltenen Elektronen bestehenden Schichten faßt man unter dem Namen *Heavisideschichten* zusammen. In einer Höhe von 100 km befindet sich die sogenannte *E-Schicht* mit einer

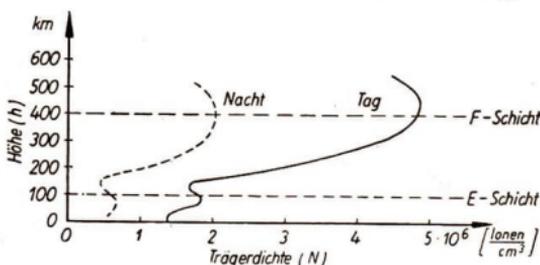


Abb. 36/1. Trägerdichte der verschiedenen Heavisideschichten

maximalen Elektronendichte von $1,5 \cdot 10^5$ Elektronen je cm^3 , und in einer Höhe von 400 km liegt die *F-Schicht* mit einer maximalen Elektronendichte von 10^6 Elektronen je cm^3 . Die Messungen ergaben, daß diese Schichten in der Nacht erheblich weniger Elektronen und Ionen enthalten als am

Tage (Abb. 36/1). Außer den täglichen Schwankungen sind die Heavisideschichten auch jahreszeitlichen Schwankungen unterworfen.

¹ Oliver Heaviside (1850–1925), ein um die Entwicklung der theoretischen Grundlagen der Telegraphie und der Telephonie sehr verdienter englischer Physiker

Die Reichweite der Raumwellen ist besonders im Mittelwellenbereich starken Schwankungen unterworfen. Nachts bildet sich wegen des Fehlens der Sonnenstrahlung wieder ein neutraler Zustand aus, so daß die Schwächung der sich ausbreitenden Raumwellen zu dieser Zeit erheblich geringer und damit die Reichweite größer wird. Soweit die Raumwelle durch die Heavisideschicht nicht gedämpft wird, wird sie von ihr wie von einem metallischen Spiegel zurückgeworfen. Dabei überlagern sich die Bodenwellen mit den aus verschiedenen Höhen reflektierten Raumwellen, wodurch Schwankungen der Empfangslautstärke verursacht werden, die man *Fading* oder *Schwund* nennt.

4. Die Ausbreitung kurzer Wellen. Im *Kurzwellenbereich* hat die Bodenwelle keine Bedeutung; dagegen wird die Raumwelle ohne Verluste von der Heavisideschicht zurückgeworfen. Der Winkel, unter dem die Raumstrahlung nach oben erfolgt, hängt von der Form der Sendeantenne und von der Wellenlänge ab. Zwischen dem Sender und dem Empfänger liegt allgemein ein Gebiet, in welchem weder die Boden- noch die Raumwelle vorhanden ist; man nennt es die *tote Zone*. Wegen der wechselnden Höhe der Heavisideschichten werden häufig für die Überbrückung bestimmter Entfernungen tags andere Wellenlängen benutzt als nachts.

Bei Lang- und Mittelwellen nimmt die Dämpfung der Bodenwelle mit abnehmender Wellenlänge zu und dementsprechend die Reichweite in gleicher Weise ab. Bei kurzen Wellen überlagern sich in zunehmendem Maße die Bodenwellen mit den an der Heavisideschicht reflektierten Raumwellen.

5. Ausbreitung ultrakurzer Wellen. Im *Ultrakurzwellenbereich*, dem *UKW-Bereich*, sind sowohl Boden- wie Raumwellen bedeutungslos, da die Bodenwellen zu stark gedämpft sind und die Raumwellen nicht mehr von der Heavisideschicht beeinflußt werden, sondern diese durchdringen. Ultrakurze Wellen sind bereits *licht-ähnlich* (quasioptisch¹) und breiten sich durch *direkte Strahlung* aus, zu der noch die am Erdboden und an Gebäuden reflektierten Strahlen hinzutreten. Ursprünglich fand man nur eine Ausbreitung bis zum optischen Horizont. Mit Erhöhung der Senderleistung konnte nachgewiesen werden, daß die Strahlung noch etwas über die Sichtgrenze bis zu einer Schattengrenze hinausgeht. Die Ursache für die über die optische Sichtweite hinausgehende Reichweite der ultrakurzen Wellen ist die gleiche Erscheinung, wie wir sie in § 14, für das Licht kennenlernen werden und die man als *Beugung* bezeichnet. Vielfach wird eine noch wesentlich höhere Empfangsreichweite durch die Brechung der Wellen in den unteren Schichten der Atmosphäre, der Troposphäre, erzielt. Dies ist dadurch bedingt, daß mit zunehmender Höhe die relative Dielektrizitätskonstante der Luft ϵ_{rel} abnimmt.

Die Verbindung durch *Mikrowellen* wird in der Nachrichtentechnik in zunehmendem Maße als Ersatz für Kabelverbindungen verwendet. Noch größer ist ihre Bedeutung für die *Radartechnik* (siehe dazu S. 49). Gegenüber Lichtwellen werden die Mikrowellen durch Nebel, Regen usw. in ihrer Ausbreitung nicht gehindert. Erst bei Wellen unter 2 cm tritt eine starke Absorption durch solche Einflüsse ein.

¹ quasi (lat.) = gleichsam

Da die Ausbreitungs- und Empfangsverhältnisse der elektrischen Wellen von meteorologischen Einflüssen abhängen, die im Kurzwellenbereich bis zum Auslösen des Empfanges führen können, gibt der meteorologische und hydrologische Dienst der Deutschen Demokratischen Republik regelmäßige Berichte über die Rundfunkwellenausbreitung heraus. Im Ultrakurzwellen- und Mikrowellenbereich werden Boden- und Raumwellen im allgemeinen nicht mehr empfangen.

Ultrakurzwellen und Mikrowellen sind lichtähnlich und breiten sich geradlinig aus.

6. Fragen:

1. Welche Rolle spielt die Erdoberfläche bei der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen?
2. In welche Frequenzbereiche werden die Funkwellen eingeteilt?
3. Welchen Einflüssen unterliegen die Raumwellen der verschiedenen Frequenzbereiche?
4. Wie wirkt die Heavisideschicht auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen ein?
5. Welche Bedeutung haben die elektromagnetischen Wellen für die Technik?

III. Die drahtlose Nachrichtenübermittlung

§ 8. Die Sendung amplitudenmodulierter Schwingungen — Telephonie- und Telegraphiesender

1. Die amplitudenmodulierte Schwingung. Zur Übermittlung drahtloser Nachrichten nützt man die Tatsache aus, daß sich hochfrequente elektrische Schwingungen als elektromagnetische Wellen in den Raum ausstrahlen lassen. Die tonfrequenten Schwingungen selbst können nicht ausgestrahlt werden. Sie lassen sich aber einer ungedämpften hochfrequenten Schwingung zum Zwecke der Ausstrahlung aufprägen. Man bezeichnet deshalb die hochfrequente Schwingung als *Trägerschwingung* und ihre Frequenz als *Trägerfrequenz* (Formelzeichen f_{Tr}). Das Aufprägen der tonfrequenten Schwingungen auf eine ungedämpfte hochfrequente Schwingung nennt man **Modulation**. Wird die Amplitude der Trägerschwingungen im Rhythmus der tonfrequenten Schwingungen geändert, so spricht man von einer *Amplitudenmodulation*. Abb. 39/1 veranschaulicht die Modulation einer hochfrequenten Schwingung durch eine Sinusschwingung.

Die Erzeugung amplitudenmodulierter Schwingungen läßt sich in einfacher Weise zeigen, wenn wir ungedämpfte Trägerschwingungen mit einer Frequenz von $f_{Tr} = 1000 \dots 2000$ Hz mit technischem Wechselstrom modulieren. Dazu führen wir folgenden Versuch aus: Wir erzeugen ungedämpfte Trägerschwingungen mit Hilfe des bereits in § 3, 2 beschriebenen Tonfrequenzgenerators. Die Modulation erfolgt über einen in die Anodenleitung geschalteten Transformator,

an dessen Primärspule eine Wechselspannung mit der Frequenz $f_M = 50$ Hz als modulierende Spannung angeschlossen wird (Abb. 40/1). Mit der Spule des Schwingungskreises ist eine Induktionsspule gekoppelt, deren Enden mit einem Schleifen- oder Kathodenstrahloszillographen verbunden sind. Man erkennt, daß die

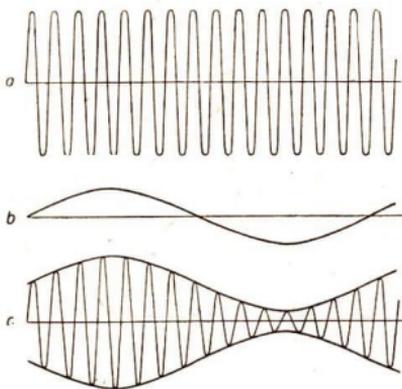


Abb. 39/1. Modulation einer ungedämpften Schwingung durch eine sinusförmige Schwingung
a) Trägerschwingung,
b) modulierende Schwingung,
c) modulierte Schwingung

Schwingungen der modulierenden Wechselspannung die Amplituden der Trägerschwingungen symmetrisch zur Zeitachse begrenzen (vgl. Abb. 39/1).

2. Der Telephoniesender. Will man einen einfachen amplitudenmodulierten Sender experimentell vorführen, so benutzt man zum Erzeugen der ungedämpften hochfrequenten Schwingungen den in § 3, 3 beschriebenen *Generator in Dreipunktschaltung* (Abbildung 40/2). Als Antenne dient ein mit der Spule des Schwingungskreises verbundener Metallstab oder ein Draht. Zur Amplitudenmodulation verwendet man ein *Kohlekörnermikrophon*, das ohne besondere Stromquelle in den Anodenstromkreis der Röhre geschaltet wird. Schaltet man den Generator ein und bespricht das Mikrophon, so strahlt die Antenne die modulierten hochfrequenten Schwingungen als elektromagnetische Wellen in den umgebenden Raum aus. Der Nachweis der Ausstrahlung erfolgt durch den Empfang der Wellen mit einem der üblichen Rundfunkempfänger.

In den großen leistungsstarken *Rundfunksendern* werden zunächst in einer Hochfrequenzsenderöhre die ungedämpften hochfrequenten Trägerschwingungen mit der Frequenz f_{Tr} erzeugt. Die Modulation der hochfrequenten Schwingungen geschieht in einer weiteren Elektronenröhre, der *Modulatorröhre* (Abb. 41/1). Das Steuergitter dieser Röhre übernimmt die ungedämpften hochfrequenten Schwingungen des Generatorkreises *I* über den Transformatorkreis T_1 . Die modulierenden tonfrequenten Schwingungen werden im Mikrophonkreis *II* erzeugt, der aus dem Mikrophon, einer Gleichspannungsquelle und einem Transformator T_2 besteht. Die Sekundärspule des Transformators ist in den Anodenkreis der Modulatorröhre geschaltet und wird durch den Kondensator C überbrückt, damit die hochfrequenten Schwingungen im Anodenkreis *III* ungehindert zustande kommen. Die im Rhythmus der Sprache oder der Musik schwankenden Mikrophonströme verändern über den Transformator T_2 den Widerstand der Modulatorröhre und werden dadurch den verstärkten hochfrequenten Trägerschwingungen aufgeprägt. Die amplitudenmodulierten hochfrequenten Schwingungen gelangen über den Transformator T_3 , die nächste Verstärkeröhre *IV* in den Antennenkreis,

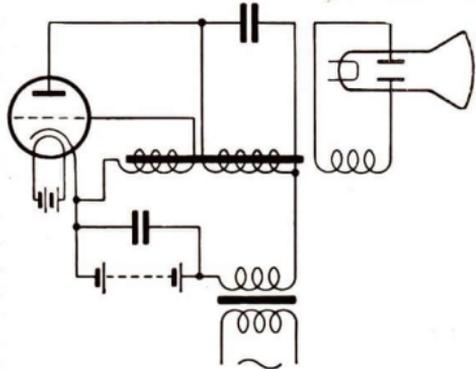


Abb. 40/1. Modulation einer tonfrequenten Schwingung durch technischen Wechselstrom

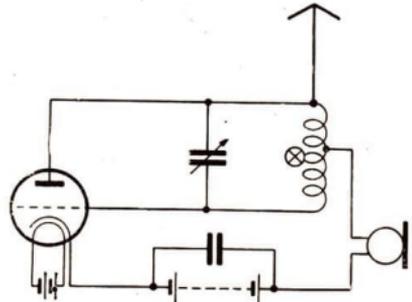
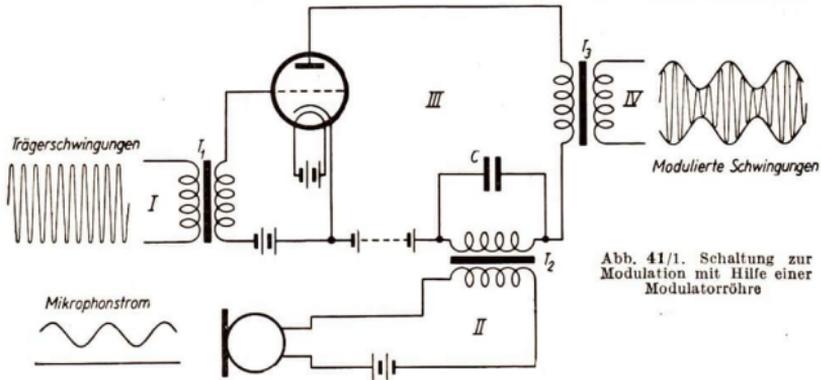


Abb. 40/2. Einfacher amplitudenmodulierter Sender



Will man große Sendeleistungen erreichen, so verwendet man *Senderöhren* mit *Wasserkühlung* oder mit *Druckluftkühlung* (Abb. 41/2). Die Anodenspannung beträgt bei diesen Röhren großer Leistung etwa 10 000 V. Als Anodenspannungsquelle dient eine Wechselstrommaschine in Verbindung mit einem Hochspannungsgleichrichter. Abb. 41/3 zeigt die HF-Endstufe eines Senders für Mittelwellen.



Abb. 41/2. Moderne Senderöhre mit Wasserkühlung. Leistung 100 kW

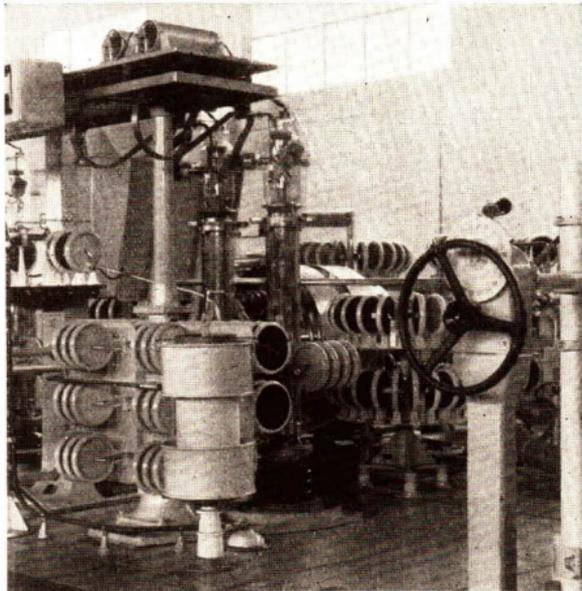


Abb. 41/3. HF-Endstufe eines Mittelwellensenders, Leistung 250 kW

3. Der Telegraphiesender. Ein Telegraphiesender ist ähnlich wie ein Telephoniesender aufgebaut, nur tritt an Stelle des Mikrophonkreises eine Morsetaste. Man nennt diese Art der drahtlosen Nachrichtenübermittlung die *tonlose Telegraphie*. Beim Tasten nimmt der Hochfrequenzstrom Werte von Null bis zu einer Höchstamplitude an. Abb. 42/1 zeigt die Kurve der ausgestrahlten Hochfrequenz. Diese Hochfrequenzschwingungen sind in einem üblichen Rundfunkempfänger durch ein Knacken hörbar. Sie können nur durch einen besonderen Kunstgriff hörbar gemacht werden, nämlich durch den *Überlagerungsempfang*, der im nächsten Paragraphen beschrieben wird. Heute wird überwiegend die *tönende Telegraphie* angewendet. Bei dieser tritt an Stelle des Mikrophonkreises ein Tonfrequenzgenerator, wie er bereits beschrieben wurde (Abb. 42/2).

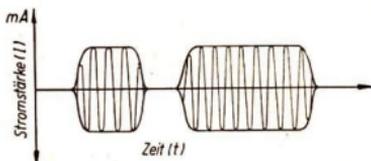


Abb. 42/1. Die Wellenzüge eines Telegraphiesenders

4. Fragen und Aufgaben:

1. Erläutern Sie die Amplitudenmodulation von elektrischen Schwingungen!

Zeichnen Sie das Schaubild amplitudenmodulierter Schwingungen!

2. Wie kann man die Amplitudenmodulation durchführen? Zeichnen Sie hierzu ein Schaltbild!

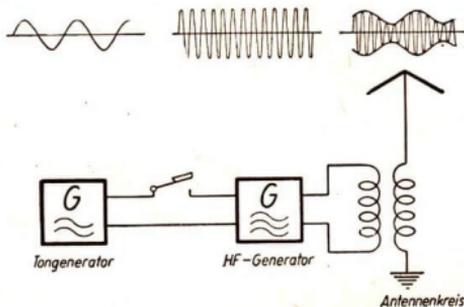


Abb. 42/2. Blockschema eines tonmodulierten Telegraphiesenders, dargestellt in Kurzschaltbildern

3. Geben Sie das Grundsätzliche über den Aufbau und die Wirkungsweise eines Senders für tönende Telegraphie an!

§ 9. Der Empfang amplitudenmodulierter Wellen

1. Die Demodulation. Die wichtigste Aufgabe eines Empfängers ist die Rückgewinnung der zur Modulation verwendeten Tonschwingungen aus den empfangenen modulierten hochfrequenten Schwingungen. Diesen Vorgang nennt man **Demodulation**. Sie erfolgt durch Gleichrichten der empfangenen hochfrequenten Ströme in einem Empfangsgerät. Für den Empfang der modulierten hochfrequenten Schwingungen verwendet man eine Empfangsantenne, deren Wirkungsweise in § 5, 5 behandelt wurde. Doch kommt man beim Empfang starker Sender durch leistungsstarke Empfänger auch ohne Antenne aus.

Führt man die hochfrequenten Ströme direkt einem Lautsprecher oder Kopfhörer zu, so gibt die Membran infolge ihrer Trägheit die hochfrequenten Schwingungen nicht wieder. Die Membran bleibt in Ruhe. Zum Hörbarmachen der Ton-

oder Sprachschwingungen müssen die aufgenommenen modulierten hochfrequenten Ströme gleichgerichtet werden (Abb. 43/1a) und 43/1b). Dabei entsteht ein pulsierender Gleichstrom, der sich aus *modulierten Halbschwingungen* zusammensetzt. Wird dieser Strom dem Lautsprecher oder dem Kopfhörer zugeführt, so folgt die Membran wegen ihrer Trägheit nicht jeder einzelnen hochfrequenten Halbschwingung, sondern nur dem Mittelwert der einzelnen Halbschwingungen. Sie schwingt demnach entsprechend einer Kurve, die dieselben Schwankungen wie die Modulationskurve wiedergibt (Abb. 43/1c und 43/1d).

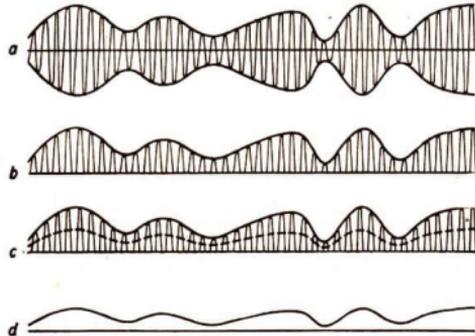


Abb. 43/1

- Demodulation hochfrequenter modulierter Schwingungen
 a) Modulierte hochfrequente Schwingungen,
 b) hochfrequente Halbschwingungen,
 c) Kurve der Mittelwerte der hochfrequenten Halbschwingungen,
 d) Modulationsschwingungen

2. Der Detektorempfang.

Das einfachste Gerät zum Gleichrichten modulierter

hochfrequenter Schwingungen ist der Kristalldetektor (vgl. LB 10, § 59, 2). In einem Empfänger einfacher Art wird der Detektor in Reihe zwischen die Empfangsantenne und die Erde geschaltet (Abb. 43/2). Von den beiden Anschlußklemmen des Detektors wird die pulsierende Gleichspannung zum Kopfhörer geleitet. Dieser einfachste Detektorempfänger ist jedoch auf einen bestimmten Sender nicht abstimmbare. Deshalb muß als nächstes das Problem der Abstimmung des Empfangsgerätes auf einen bestimmten Sender gelöst werden. Diesem Zwecke dient ein geschlossener Schwingungskreis mit veränderlicher Kapazität in Form eines Drehkondensators. Die Spule des Schwingungskreises ist mit der Antenne induktiv gekoppelt (Abb. 43/3). Parallel zum Drehkondensator ist der Detektor mit dem Kopfhörer geschaltet. Die am Kondensator auftretenden modulierten hochfrequenten Wechselfspannungen werden im Detektor gleichgerichtet und dem Kopfhörer zugeführt.

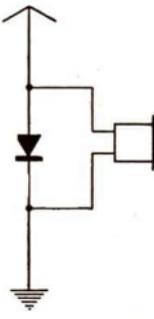


Abb. 43/2. Einfachste Detektor-Empfängerschaltung

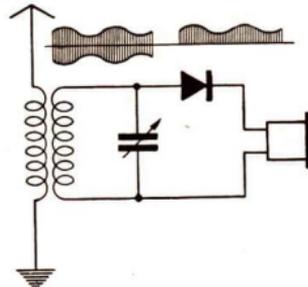


Abb. 43/3. Detektorschaltung mit induktiver Antennenankopplung

Da der Kristalldetektor nur Ströme von sehr geringer Stärke liefert, ist ohne besondere Verstärker mit einem Detektorempfänger ein Lautsprecherempfang nicht möglich. Dem Vorteil des Detektorempfängers, ohne Stromquelle auszu-

kommen, steht außerdem der Nachteil gegenüber, daß der Detektor erschütterungsempfindlich ist und infolgedessen immer wieder neu eingestellt werden muß.

3. Der Geradeempfänger. Für jeden Gleichrichter gibt es eine untere Grenze der ankommenden Wechselspannung, die nicht unterschritten werden darf, wenn überhaupt noch eine Gleichrichtung möglich sein soll. Daher kann die Reichweite eines Empfängers durch Anschalten eines Niederfrequenzverstärkers nicht beliebig gesteigert werden. Es ist vielmehr notwendig, die empfangene Wechselspannung schon vor dem Gleichrichten zu verstärken. Ein Empfänger, in dem die empfangene Sendung nacheinander über einen Hochfrequenzverstärker, durch einen Gleichrichter und einen Niederfrequenzverstärker zum Lautsprecher geführt wird,

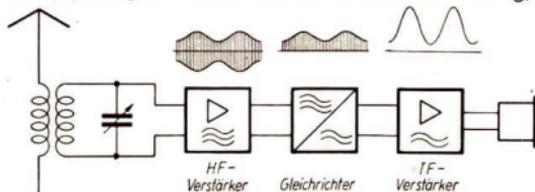


Abb. 44/1. Blockschema eines Geradeempfängers in Kurzschaltbildern

heißt *Geradeempfänger*. Das Schema eines Geradeempfängers zeigt Abbildung 44/1. Ein Hochfrequenzverstärker ist nicht unbedingt erforderlich.

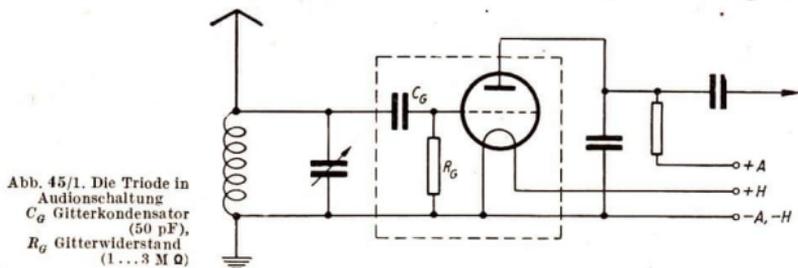
Den Niederfrequenzverstärker haben wir bereits im 11. Schuljahr kennengelernt (vgl. LB 11, § 27, 1). Als Gleichrichter kann an Stelle der bereits im vorigen Abschnitt behandelten Detektorstufe der Diodengleichrichter treten. Das Gleichrichten des technischen Wechselstromes durch eine Diode ist uns ebenfalls schon im 11. Schuljahr bekannt geworden (vgl. LB 11, § 25, 5). Das Gleichrichten hochfrequenter Schwingungen geschieht in gleicher Weise. Zum Betrieb der Diode ist nur eine Heizspannungsquelle, jedoch keine Anodenspannungsquelle erforderlich. Im Geradeempfänger erfolgt aber die Demodulation der empfangenen modulierten Schwingungen unter Verwendung einer Triode durch die empfindlichere *Gittergleichrichtung*, während die Diodengleichrichtung im Überlagerungsempfänger fast ausschließlich angewendet wird.

Beim *Gittergleichrichter*, dem *Audion*¹, dient eine Triode als Gleichrichterröhre, die die empfangenen Schwingungen gleichrichtet und verstärkt. Die Funktion der Diode übernimmt das Teilsystem Kathode—Steuergitter, wobei das Gitter an die Stelle der Anode tritt. Diese Schaltung der Triode mit einem vor das Gitter gelegten Kondensator und einem zwischen Gitter und Kathode geschalteten hochohmigen Widerstand bezeichnet man als *Audionschaltung*. Sie entspricht der Schaltung eines Diodengleichrichters. Abb. 45/1 zeigt den Eingangsteil der Schaltung eines Geradeempfängers. Ihr gestrichelt umrahmter Teil stellt die Demodulationsstufe dar. Über diesen Schaltungsteil werden dem Gitter der Triode die modulierten Schwingungen zugeführt.

Fehlt der Gitterwiderstand R_G , so verursachen die auf den Kondensator treffenden positiven Teile der hochfrequenten Wechselspannung eine positive Aufladung der linken Kondensatorplatte und somit auch eine positive Aufladung des Gitters. Diese wird allerdings durch die von der Kathode her auf das Gitter

¹ audire (lat.) = hören

gelangenden Elektronen wieder ausgeglichen, so daß sie einen bestimmten für die Röhre charakteristischen Wert nicht übersteigt, wobei der obere Grenzwert der negativen Gittervorspannung erhalten bleibt. Treffen umgekehrt die negativen



Anteile der einwirkenden Wechselspannung auf die linke Kondensatorplatte, so werden die auf der rechten Kondensatorplatte befindlichen Elektronen infolge der elektrostatischen Abstoßung auf das Gitter gedrängt. Durch diesen sich ständig wiederholenden Vorgang steigert sich die negative Ladung des Gitters immer mehr und würde schließlich dem Elektronenstrom in der Röhre den Durchgang sperren. Dem wirkt aber der Widerstand R_G entgegen; denn er leitet die auf dem Gitter angesammelten Elektronen wieder ab, jedoch mit einer Geschwindigkeit, die von der Größe des Widerstandes abhängt. Der Widerstand R_G wird deshalb so groß gewählt, daß die negative Ladung des Gitters nicht den hochfrequenten Schwingungen folgen kann. Die auf das Gitter treffenden modulierten hochfrequenten Schwingungen werden deformiert, so daß sie nicht mehr symmetrisch zur Mittellinie erfolgen, sondern zur negativen Seite hin verschoben sind. Dadurch verändert sich der Mittelwert der Gittervorspannung im Takte der Modulationsschwingungen und verursacht Schwankungen des Anodenstromes im gleichen Takt (Abb. 45/2).

Über das Gitter und die Anode der Röhre erfolgt gleichzeitig eine Verstärkung der empfangenen modulierten Wechselspannungen. Die Mittelwerte des hochfrequenten Anodenstromes enthalten die Schwankungen der Modulationsfrequenz, die nach entsprechender Niederfrequenzverstärkung im Lautsprecher wiedergegeben wird.

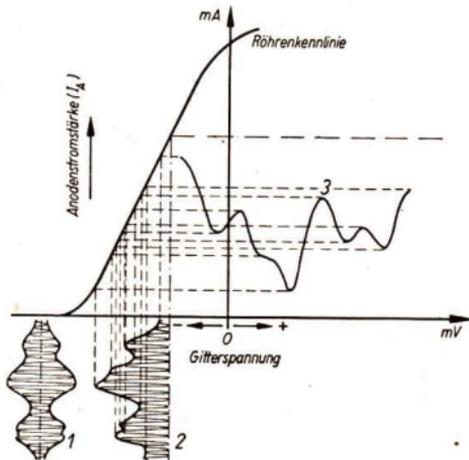


Abb. 45/2. Wirkungsweise der Audiongleichrichtung
 1 Modulierte Hochfrequenzschwingungen, 2 durch Audionwirkung gleichgerichtete Schwingungen, 3 Anodenstromstärke

Das Schaltschema eines Geradeempfängers mit Audiongleichrichtung zeigt die Abb. 46/1. Die hochfrequenten Schwingungen des Anodenstromkreises können durch eine zusätzliche Spule induktiv auf die Schwingungskreis- spule rückgekoppelt werden (vgl. Pfeil in Abb. 46/1). Deren über die Antenne empfangene

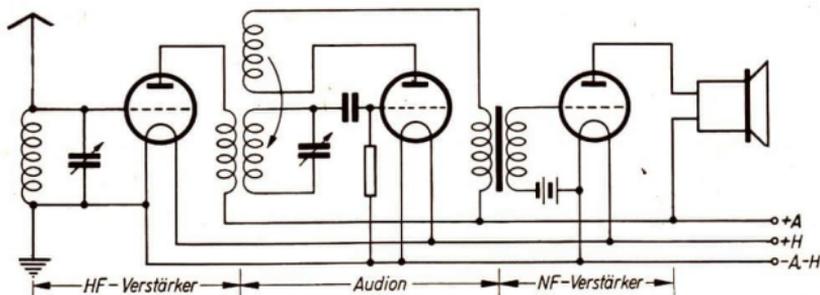


Abb. 46/1. Schaltschema eines Geradeempfängers mit drei Röhren, zwei Schwingungskreisen und mit Rückkopplungsspule

Schwingungen werden dadurch verstärkt und bewirken ihrerseits eine weitere Verstärkung der Anodenstromschwankungen. Dadurch wird die Empfindlichkeit der Audionschaltung wesentlich gesteigert, die *Trennschärfe* des Empfängers wird somit erheblich verbessert.

Zusammenfassend kann man über die Audionschaltung folgendes feststellen:

1. Kennzeichnend für die Audionschaltung sind der Gitterkondensator und der Gitterableitwiderstand.
2. Die bei der Audionschaltung mögliche Rückkopplung vergrößert die Empfindlichkeit und verbessert die Trennschärfe des Empfängers.
3. In der Audionröhre findet eine Hochfrequenzgleichrichtung mit gleichzeitiger Hoch- und Niederfrequenzverstärkung statt.
4. Das Gitter der Audionröhre besitzt ständig eine im Takte der Modulationsfrequenz wechselnde negative Ladung.

Abb. 47/1 gibt schematisch die Vorgänge wieder, die sich bei der drahtlosen Nachrichtenübermittlung in einem Rundfunksender und in einem Rundfunkempfänger abspielen.

4. Der Überlagerungsempfang. Die höchstentwickelte Form des Empfängers ist der *Überlagerungsempfänger*, auch *Superheterodyn-Empfänger* oder kurz *Superhet* genannt. Bei diesem Empfänger wird der durch die Tonfrequenz modulierten Hochfrequenz eine in einem besonderen Röhrengenerator erzeugte *Hilfsfrequenz*, die sich von der empfangenen Hochfrequenz nur wenig unterscheidet, überlagert. Beide Hochfrequenzen überlagern sich zu einer Schwebung mit einer Frequenz von etwa 500 kHz. Diese als *Zwischenfrequenz* bezeichnete Schwebungsfrequenz wird mit Hilfe einer Diode gleichgerichtet. Die dabei wiedergewonnene Modulationsfrequenz wird niederfrequent noch einmal verstärkt und einem Lautsprecher zugeführt.

Überlagerungsempfänger besitzen den Vorzug einer großen Trennschärfe. Mit ihrer Hilfe kann man noch Sender mit dicht nebeneinanderliegenden Frequenzen scharf auseinanderhalten und klar empfangen. Infolge ihrer hohen Empfindlichkeit ermöglichen sie es außerdem, sehr weit entfernt liegende und schwache Sender zu empfangen.

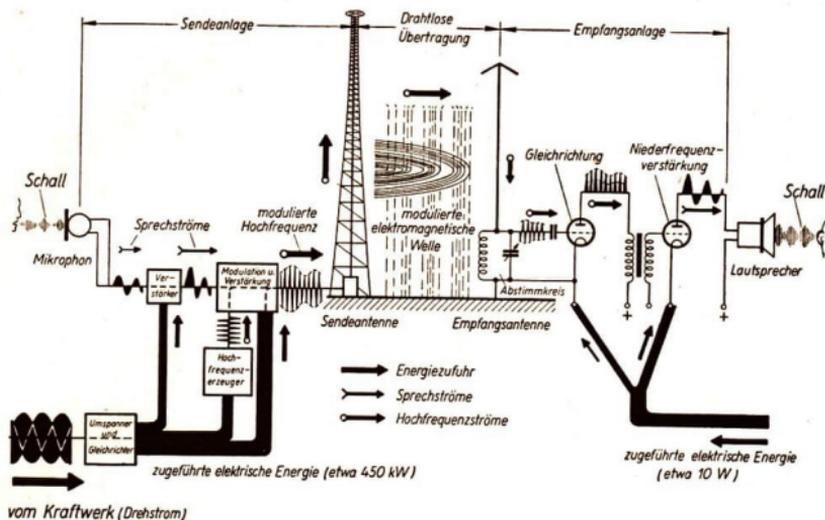


Abb. 47/1. Schematische Darstellung der Vorgänge in einem Rundfunksender und in einem Rundfunkempfänger bei der drahtlosen Übermittlung von Nachrichten

5. Die Frequenzmodulation. Neben der Amplitudenmodulation wird heute bei Ultrakurzwellen in zunehmendem Maße die *Frequenzmodulation* angewendet, bei der durch das Aufprägen der Modulationsschwingungen auf die Trägerschwingungen eine Änderung der Frequenz dieser Schwingungen herbeigeführt wird (Abb. 47/2). Auf technische Einzelheiten der Frequenzmodulation kann hier nicht eingegangen werden. Es sei nur so viel erwähnt, daß der Empfang frequenzmodulierter Wellen durch Störungen nicht beeinträchtigt wird. Man bevorzugt deshalb frequenzmodulierte Wellen heute ganz allgemein im UKW-Rundfunk.

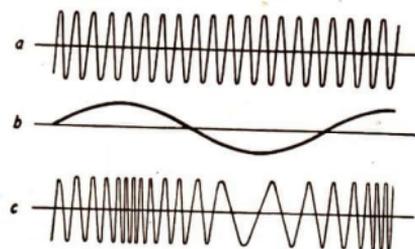


Abb. 47/2. Frequenzmodulation. a) Trägerschwingung, b) Modulationsschwingung, c) modulierte Schwingung

6. Fragen und Aufgaben:

1. Was versteht man unter der Demodulation?
2. Beschreiben Sie den Aufbau und die Wirkungsweise eines Detektorempfängers!
3. Wie wirkt die Diodengleichrichtung?
4. Beschreiben Sie den Aufbau und die Wirkungsweise eines Geradeausempfängers!
5. Welchem Zweck dient die Rückkopplung in einem Audionempfänger?
6. Zeichnen Sie das Blockschema eines Geradeausempfängers!
7. Berichten Sie über eigene Erfahrungen mit den angegebenen Empfangsgeräten!

§ 10. Anwendungen elektromagnetischer Wellen im Verkehrswesen

1. Verkehrs- und Industriefunkanlagen. Für die drahtlose Nachrichtenübermittlung in der Industrie und in der Landwirtschaft, in der Schifffahrt und im Eisenbahnwesen, im Aufgabenkreis der Polizei und der Unfallhilfe wurden besondere, den Bedürfnissen angepaßte *Sprechfunkanlagen* geschaffen. Mit ihnen ist es möglich, zu Fahrzeugen, Arbeitskolonnen und Arbeitsstellen, die ihren Standort laufend verändern und durch Drahtnachrichten nicht zu erreichen sind, eine ständig einsatzbereite Nachrichtenverbindung aufrechtzuerhalten. Sender, Empfänger und Stromversorgung befinden sich meist in einem gemeinsamen Gehäuse auf einem luftbereiften Anhänger oder sind in ein Spezialfahrzeug eingebaut (Abb. 48/1). Sie können jedoch auch leicht in Traktoren, Kraftwagen, Bagger, Abraummaschinen, Wasserfahrzeugen und Lokomotiven eingebaut werden. Die Reichweite beträgt bei Verwendung ultrakurzer Wellen und bei einer Leistung von 10 W etwa 20 km.

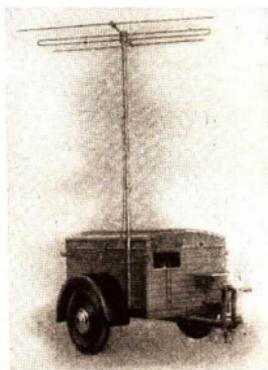


Abb. 48/1. UKW-Verkehrsfunkanlage als Anhänger für den Einsatz in der Landwirtschaft

2. Flug- und Schiffsfunkdienst. Für die Bestimmung des *Standortes* und des *Kurses* eines Flugzeuges oder eines Schiffes sind schon frühzeitig elektrische Wellen verwendet worden. Die technischen Voraussetzungen hierfür sind eine Anzahl stationärer Funksender und der im Flugzeug oder Schiff befindliche Empfänger, der mit einer *Rahmenantenne* versehen sein muß. Die Funksender sind als *Rundstrahler* ausgebildet und arbeiten sämtlich auf der gleichen Frequenz. Die Rahmenantenne ermöglicht es, genau die Richtung festzustellen, aus der das Sendezeichen empfangen wird. Der Standort des Fahrzeuges ergibt sich aus dem in eine Karte eingezeichneten *Navigationdreieck*.

Für die Landung von Flugzeugen bei schlechter Sicht oder bei Nacht sind ebenfalls Funkeinrichtungen geschaffen worden. Sie ermöglichen es dem Piloten, das Flugzeug auch im Blindflug sicher auf die Landebahn aufzusetzen. Ein UKW-Richtstrahlsender befindet sich in einer *Funkbake* am Rande des Flugplatzes und sendet in der Einfugrichtung einen Dauerton. Gleichzeitig strahlt er in das links von der Einfugrichtung liegende Gebiet kurze Tonzeichen, Punkte, und in das rechts davon liegende Gebiet längere, regelmäßig wiederkehrende Tonzeichen, Striche (Abb. 49/1). Der Bereich des Dauertons bildet eine Leitstrahlzone mit einem Öffnungswinkel von etwa 5° , in die das Flugzeug einfliegen muß. In der Längsrichtung der Leitstrahlzone befinden sich noch zwei Einfugbaken von geringer Reichweite. Sie strahlen senkrecht nach oben und geben dem Flugzeug beim Einfliegen bestimmte Zeichen, die dem Piloten eine grobe Entfernungsangabe vor dem Landevorgang übermitteln.

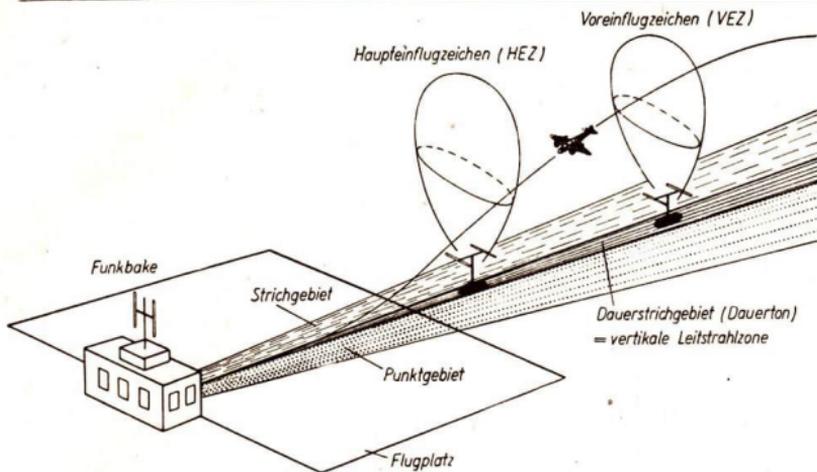


Abb. 49/1. Die Strahlungsbereiche der Funkbake eines Flugplatzes für Punkt- und Strichzeichen. In der Leitstrahlzone des gemeinsamen Bereichs ist ein Dauerton zu hören.

3. Die Funkmeßgeräte (Radaranlagen)¹. Unter der Funkmessung versteht man das *Bestimmen der Richtung und Entfernung* eines weit entfernten Gegenstandes vermittelt der Sendung und des Empfangs von Mikrowellen. Dementsprechend enthält ein *Funkmeßgerät* einen Sender und einen Empfänger für Mikrowellen. Die Entfernung des Gegenstandes läßt sich aus der Zeit bestimmen, in der ein kurzer Wellenzug einmal bis zum Gegenstand hin- und zurückläuft. Diese Zeitbestimmung erfolgt mit Hilfe einer *Braunschen Röhre*, die in den Empfänger eingebaut ist (zur Braunschen Röhre vgl. LB 11, § 28). Durch sie können selbst Bruchteile von Mikrosekunden gemessen werden. Der Sender ist mit der Braunschen Röhre gekoppelt. Hierdurch wird erreicht, daß im Augenblick der Ausendung eines Funkimpulses der Elektronenstrahl der Braunschen Röhre seine horizontale Bewegung beginnt. Gleichzeitig wirkt der Funkimpuls auf die Ablenkplatten der Braunschen Röhre ein. Hierdurch erhält die Elektronenstrahlbahn einen scharfen *Zacken*, der als Nullmarke der Entfernungsmessung dient. Der vom Objekt zurückkommende Echoimpuls wird durch einen Superhet empfangen und verstärkt ebenfalls den Ablenkplatten zugeführt. Dadurch entsteht ein *weiter Zacken*. Der Abstand der Zacken zeigt die Entfernung des Objektes auf einer Kilometerskala an (Abb. 49/2). Die Richtung zum Objekt ist durch den Horizontalwinkel α und den Höhenwinkel δ bestimmt, die nach Einrichten der Richtantenne auf die größte Empfangsstärke an entsprechenden Skalen der

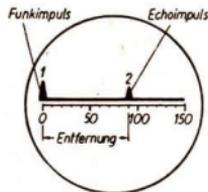


Abb. 49/2. Entfernungsanzeige auf dem Leuchtschirm der Braunschen Röhre. 1 und 2 sind Zacken in der Elektronenstrahlbahn, die den Anfang und das Ende der Messung kennzeichnen.

¹ Radar (englisch) = Abkürzung für radio detektion and ranging = Funkermittlung und -messung

Antennenverstellung abgelesen werden. Es ist auch gelungen, mit Hilfe von Radaranlagen durch Ausstrahlen kürzester Wellen Echoerscheinungen an der Sonne und am Mond festzustellen.

4. Fragen und Aufgaben:

1. Was versteht man unter Verkehrsfunk? Nennen Sie einige Arbeitsgebiete für den Einsatz von Verkehrsfunkanlagen!
2. Erläutern Sie die Standortbestimmung durch Funkpeilung!
3. Schildern Sie die für die Blindlandung von Flugzeugen erforderlichen Funkeinrichtungen! Wie erfolgt die Blindlandung mit Hilfe dieser Einrichtungen?
4. Schildern Sie die Verwendung der Braunschen Röhre zur Bestimmung kurzer Zeiten!
5. Wie werden mit Hilfe eines Radargeräts die Richtung und die Entfernung bestimmt?

§ 11. Das Fernsehen — Sendung und Empfang

1. Die Grundlagen des Fernsehens. Beim *Fernsehen* werden drahtlos Bilder von ruhenden und bewegten Gegenständen oder Personen übertragen. Hierzu werden die einzelnen Bilder zeilenweise in eine große Anzahl von Bildpunkten aufgelöst, die je nach ihrer Helligkeit in elektrische Stromimpulse umgewandelt werden. Diese im Rhythmus der Helligkeit schwankenden Stromimpulse dienen der Modulation der hochfrequenten Trägerschwingungen eines Senders und werden im Fernsehempfänger wieder in Bildpunkte zurückverwandelt. Trotz der unvorstellbar schnellen Übertragungsfolge treffen die einzelnen Bildsignale nie gleichzeitig am Empfangsort ein. Die daraus wiedergewonnenen Bildpunkte werden in derselben schnellen Folge wie im Sender auf dem Leuchtschirm des Empfängers Punkt für Punkt zeilenweise aneinandergereiht. Damit die einzelnen Bildpunkte an der richtigen Stelle im Empfangsgerät wie im Sendegerät erscheinen, ist ein äußerst genauer *Gleichlauf*, eine *Synchronisation zwischen dem Sender und dem Empfänger* erforderlich.

Eine Fernsehübertragung beruht somit auf folgenden Grundgedanken:

- a) Zeilenweise Zerlegung des Bildes in einzelne *Bildpunkte* und deren Umwandlung in elektrische Impulse,
- b) *Übertragung dieser elektrischen Bildsignale* in zeitlicher Folge durch modulierte hochfrequente elektrische Schwingungen und elektromagnetische Wellen,
- c) genauer *Gleichlauf* von Bildzerlegung und Bildzusammensetzung.

Infolge der Trägheit der Netzhaut nimmt das menschliche Auge einen Lichtindruck noch eine Zehntelsekunde nach dem Verlöschen wahr. Das Auge vermag daher alle in schneller Folge verschieden hell aufleuchtenden Bildpunkte als ein Gesamtbild zu sehen. Da die Gesamtbilder in weit geringerem Zeitabstand als $\frac{1}{10}$ s aufeinanderfolgen, erscheinen die einzelnen Augenblicksbilder eines Vorgangs dem trägen Auge wie beim Lauffilm als lückenloser Bewegungsablauf. In einfacher Weise wurde früher die Bildzerlegung nach einem mechanischen Verfahren

mit Hilfe einer Lochscheibe durchgeführt, die bereits 1884 von dem deutschen Ingenieur *Paul Nipkow* erfunden wurde (Abb. 51/1). Die Nipkowscheibe ist zwar heute nicht mehr in Gebrauch; trotzdem ist sie gut dazu geeignet, uns durch einen einfachen Versuch mit dem Grundsätzlichen der Bildzerlegung, die der drahtlosen Übertragung vorausgehen muß, vertraut zu machen.

Wir bedienen uns dazu einer Scheibe, in der sich, in gleichen Winkelabständen gegeneinander versetzt, beispielsweise zwölf auf einer Spirale angeordnete rechteckige Löcher befinden. Die Höhe jedes einzelnen Loches ist bei dem gewählten Beispiel gleich einem Zwölftel der Höhe der wiederzugebenden Bildfläche. Die Nipkowscheibe wird mittels einer Schwungmaschine in Umdrehung versetzt. Ein Diapositiv, das sich unmittelbar vor oder hinter der Lochscheibe befindet, wird von Lichtstrahlen durchleuchtet und auf einen Schirm projiziert (Abb. 51/2).

Vollführt die Scheibe eine Umdrehung in weniger als $\frac{1}{10}$ s, so vereinigen sich die auf dem Schirm nacheinander sichtbar werdenden Bildpunkte im Auge zu einem zusammenhängenden Bild. Das Auge vertritt dabei die Stelle des Empfängers. Für die Übertragung von Bewegungsvorgängen müssen die Bildzerlegung und die Zusammensetzung des Bildes so rasch ablaufen, daß in je $\frac{1}{20}$ s ein ganzes Bild aufgebaut wird. Auch bei einer Filmvorführung folgen die einzelnen Bilder etwa in diesen Zeitabständen aufeinander und fließen im Auge zu einem lückenlosen Bewegungsvorgang zusammen. Von einer Wiedergabe des eigentlichen Verlaufs der Bildübertragung mit Hilfe der Nipkowschen Anordnung werden wir hier absehen, da sie ohnehin heute keine Bedeutung mehr hat.

2. Die elektronische Abtastung durch das Ikonoskop. Statt des mechanischen Verfahrens der Bildzerlegung durch eine Nipkowscheibe verwendet man heute in der modernen Fernsehtechnik zum Bildabtasten den fast trägheitslosen steuer-

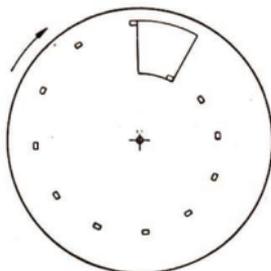


Abb. 51/1
Spirallochscheibe nach Nipkow

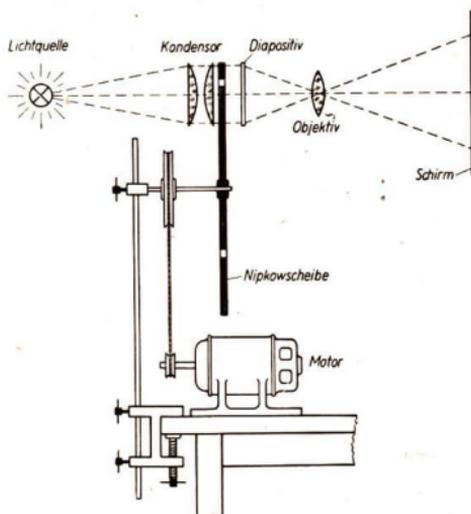


Abb. 51/2. Zerlegung eines Bildes mittels einer Nipkowscheibe

baren Elektronenstrahl einer dazu umkonstruierten Braunschen Röhre, die man dann als *Ikonoskop*¹ oder Bildspeicherröhre bezeichnet (Abb. 52/1). Durch das Ikonoskop, das 1935 von dem in den USA lebenden russischen Ingenieur *Vladimir Zworykin* erfunden wurde, wird ein quadratisches Bild in $\frac{1}{25}$ s beispielsweise in 625 Zeilen zu je 625 Bildpunkten zerlegt und diese in Stromimpulse umgewandelt. So ergeben sich $25 \cdot 625 \cdot 625 \approx 9766000$ Bildsignale je Sekunde.

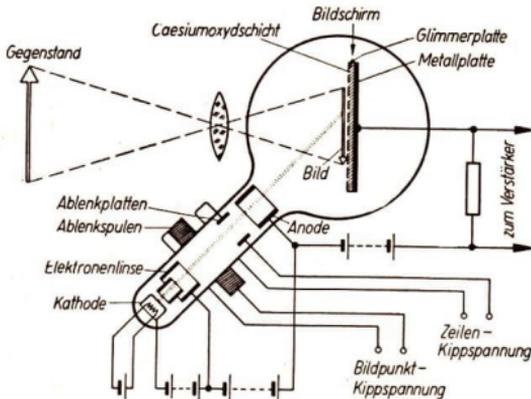


Abb. 52/1. Einrichtung eines Ikonoskops (stark schematisiert)

Für ein Bild, dessen Seiten sich wie 4:3 verhalten, steigt die Zahl der in $\frac{1}{25}$ s gegebenen Stromimpulse auf rund 13000000. Dem entspricht eine Frequenz von rund 13 MHz.

Diese *elektronische Bildabtastung* verbindet eine große Abtastgeschwindigkeit mit einer starken Steigerung der Lichtausbeute. In einem hochevakuierten Glaskolben ist der Bildschirm untergebracht, auf den durch eine lichtstarke Linse das Bild

des Gegenstandes wie auf die Mattscheibe einer Photokamera abgebildet wird.

Der Hals des Kolbens enthält die zum Erzeugen, Bündeln und Steuern des Elektronenstrahles erforderlichen Einrichtungen. Der Elektronenstrahl wird durch Ablenkspulen und Ablenkplatten mit Hilfe von *Kippschwingungen* nacheinander über alle Punkte des Schirmes geführt. Dieser Teil des Ikonoskops arbeitet ähnlich wie die Braunsche Röhre (vgl. LB 11, § 28).

Der Bildschirm besteht aus einer *dünnen Glimmerplatte*, auf deren Abblendlinse zugekehrten Vorderseite eine außerordentlich feine Schicht von Caesiumoxyd aufgedampft ist. Das Caesiumoxyd bildet aber keine zusammenhängende Schicht, sondern zerfällt beim Herstellungsprozeß nach dem Erkalten in ein Mosaik aus vielen Millionen voneinander isolierten Einzelkörnchen. Die Rückseite der Glimmerplatte ist mit einer Metallplatte bedeckt. Die Caesiumoxydkörnchen stellen einerseits kleinste Photozellen dar, andererseits bilden sie mit der Metallplatte und mit der Glimmerplatte als Dielektrikum winzig kleine Kondensatoren. Die Metallplatte des Bildschirms ist über eine Spannungsquelle mit der Anode des Kolbenhalses verbunden.

Die von dem abzubildenden Gegenstand ausgehenden und auf die Caesiumoxyd-Mosaikplatte auftreffenden Lichtstrahlen lösen aus den kleinen Photozellen infolge des lichtelektrischen Effektes Elektronen heraus, die von der Anode abgesaugt werden. Dadurch werden die Caesiumoxydkörnchen je nach der Helligkeit der einzelnen Bildpunkte verschieden stark positiv aufgeladen. Damit er-

¹ eikon (griech.) = Bild, skopein (griech.) = sehen

halten auch die kleinsten Kondensatoren des Bildschirmes, der Helligkeit der einzelnen Bildpunkte entsprechend, verschieden starke Ladungen. Auf dem Bildschirm entsteht somit eine dem optischen Bild entsprechende Verteilung der Ladungen, ein sogenanntes *Ladungsbild*.

Alle $\frac{1}{25}$ s wird der abtastende Elektronenstrahl zeilenweise über die positiv geladenen Caesiumoxydkörnchen des Schirmes geführt, wobei er die von ihnen und der Metallplatte gebildeten Kondensatoren entlädt. Die frei gewordenen Ladungen der Rückseite des Bildschirmes fließen über einen Widerstand ab und erzeugen an seinen Enden Spannungsimpulse, deren Höhen der Helligkeit der Bildpunkte entsprechen. Diese wechselnden Spannungen werden verstärkt und modulieren die Trägerfrequenz des Fernsenders. Die modernsten Abtastgeräte sind so lichtempfindlich, daß Fernsehaufnahmen nicht nur wie früher bei starker künstlicher Beleuchtung, sondern auch bei Tageslicht und sogar bei Dämmerlicht gemacht werden können.

3. Die Fernsehfrequenz. Die Zahl der Bildpunktzeilen, die bei dem im vorangehenden Abschnitt genannten Beispiel mit 625 angegeben wurde, ist nicht willkürlich gewählt. Sie ist in den meisten europäischen Ländern als Norm festgesetzt. Ihr entsprechen bei rechteckigem Bildformat und bei 25 Bildwechseln in der Sekunde $13 \cdot 10^6$ Bildpunktabtastungen je Sekunde. Infolge der daraus folgenden sehr hohen Frequenz der Wechselspannung, die bei der Entladung der kleinen Kondensatoren auftritt, muß die zu modulierende Trägerfrequenz des Fernsenders wesentlich höher als beim Rundfunk sein. Man benutzt beim Fernsehen Trägerfrequenzen von 40 bis 200 MHz und noch höhere Frequenzen. Diesen Frequenzen entsprechen Wellenlängen von 7,5 bis 1,5 m. Das bedeutet, daß *drahtlose Fernsehübertragungen nur im UKW-Bereich möglich sind*.

Für die Übertragung von Fernsehbildern ist es erforderlich, für einen genauen Gleichlauf zwischen dem Sender und dem Empfänger zu sorgen. Dieser Gleichlauf wird durch plötzliche Spannungsänderungen erreicht, die man als *Gleichlaufzeichen* oder *Synchronisierungsimpulse* bezeichnet. Man unterscheidet Gleichlaufzeichen für den Zeilenwechsel und Gleichlaufzeichen für den Bildwechsel. Ohne diese Gleichlaufzeichen würden die Bildpunkte im Empfänger nicht auf dem ihnen zugehörigen Ort der Bildfläche erscheinen; das Bild wäre gänzlich verzerrt. Auf die technischen Einrichtungen, die dieser Synchronisation dienen, kann hier nicht näher eingegangen werden. Die amplitudenmodulierte Trägerwelle eines Bildsenders zeigt Abb. 53/1 in stark vereinfachter Form.

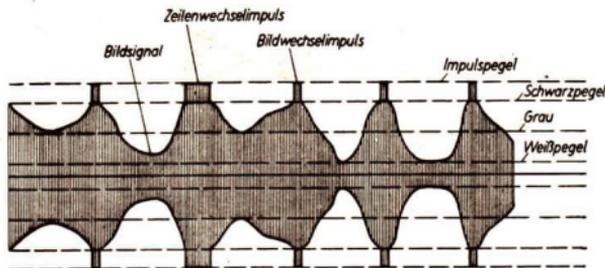


Abb. 53/1. Stark schematisierte Wiedergabe der modulierten Trägerwelle eines Fernsenders. Sie läßt die Modulation durch die Bildsignale, die Bildwechselimpulse und die Zeilenwechselimpulse erkennen.

4. Der Fernsender. Die hochfrequente Trägerschwingung wird im Fernsender durch einen UKW-Generator erzeugt. Ihre Amplituden werden durch die den Bildsignalen entsprechende Wechselspannung moduliert. Diesen Modulationschwingungen sind die Impulse für die Zeilenablenkung und für den Bildpunktwechsel aufgeprägt. Eine moderne Fernsenderöhre zeigt Abb. 54/1. Der Begleitton zur Fernsehendung wird durch einen besonderen UKW-Sender ausgestrahlt. Abb. 54/2 gibt den Innenraum eines Fernsenders wieder. Die besondere Form einer Fernsendeantenne läßt Abb. 55/1 erkennen. Zum Überbrücken großer Entfernungen dienen *Relaisstationen*, die aus einem Fernsehempfänger und Fernsender aufgebaut sind und die empfangene Fernsehendung sofort wieder ausstrahlen.

5. Die wichtigsten Vorgänge beim Fernsehempfang. Die vom Fernsender ausgestrahlten ultrakurzen, durch den Bildinhalt und die Synchronisierzeichen modulierten Wellen erzeugen in der Empfangsantenne durch Influenz- und Induktionswirkung die für den Empfang erforderliche Antennenspannung. Die Antennenspannung muß für einen ausreichenden Empfang mindestens 10^{-4} V betragen. Für den Empfang ultrakurzer Wellen ist eine *Dipol-Antenne* erforderlich, deren Wirkung durch zwei zu beiden Seiten des Dipols parallel zu ihm angebrachte Stäbe erhöht werden kann. Beide Stäbe haben die gleiche Länge wie der Dipol und stehen mit ihm nicht in leitender Verbindung; ihr Abstand vom Dipol muß auf die Wellenlänge der Trägerfrequenz abgestimmt sein und



Abb. 54/1. Moderne Fernsendeöhre des VEB Werkes für Fernmeldewesen Berlin-Oberschöneweide

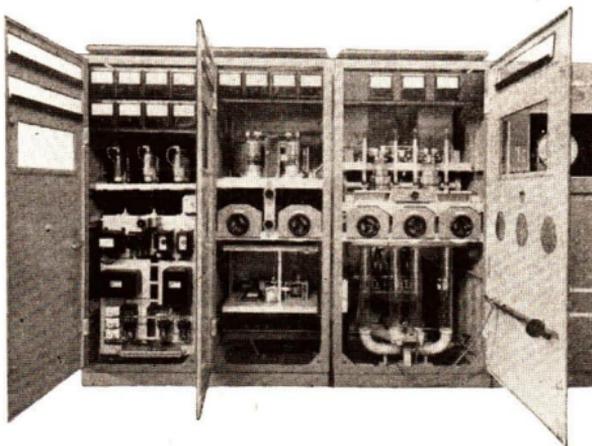


Abb. 54/2. Blick in das Innere eines Fernsenders.
Die Anlage wurde hergestellt im VEB F u n k -werk Köpenick

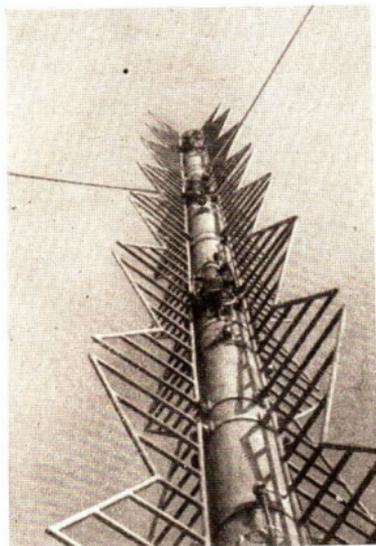


Abb. 55/1. Fernsehseendeantenne

beträgt $\frac{\lambda}{4}$ (Abb. 55/2). Der eine Stab trägt den Namen *Reflektor*, der andere den Namen *Direktor*. Diese Stäbe erweitern durch Reflexionswirkung den Auffangbereich des Dipols.

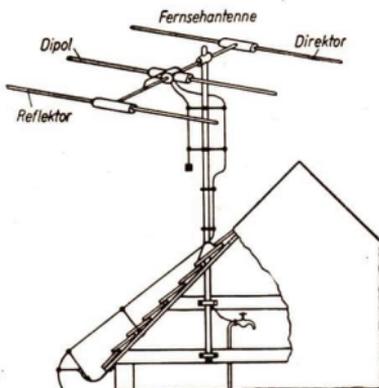


Abb. 55/2. Antennenanlage eines Fernsehempfängers

Der Widerstand der Antenne wird durch den Direktor und Reflektor verändert, weshalb eine Anpassung an die zum Empfänger führende Antennenleitung erforderlich ist. Diese ist ein *Bandkabel* und besteht aus zwei parallel laufenden Drähten, die in eine Isoliermasse eingebettet sind. Die Antennenleitung führt in den Empfangsteil für Bild und Ton, dessen Hauptaufgabe die Demodulation der Bild- und Tonsendung ist (Abb. 55/3). Die Tonschwingungen werden vom *Empfangsteil* dem Tonverstärker und unmittelbar dem

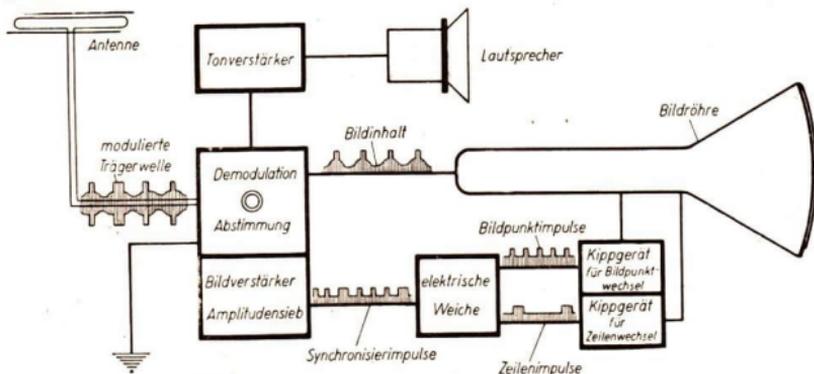


Abb. 55/3. Blockscheema eines Fernsehempfängers

Lautsprecher zugeführt. Die noch mit den Synchronisierimpulsen versehene demodulierte Bildspannung wirkt auf die Bildröhre ein und dient zur Steuerung der Stärke des Elektronenstrahles.

Die Trennung der Synchronisierimpulse von den Bildsignalen wird durch eine Einrichtung erreicht, die wie ein Sieb nur die Synchronisierimpulse hindurchläßt. Sie heißt deswegen Amplitudensieb. Aus dem *Amplitudensieb* gelangt ein Gemisch von Zeilen- und Bildwechsellimpulsen in ein weiteres Gerät, das die Zeilen- und Bildimpulse voneinander trennt. Es wirkt wie eine *elektrische Weiche* und trägt daher diese Bezeichnung. Sowohl die Zeilen- als auch die Bildimpulse wirken über je ein *Kippperät* auf die Ablenkplatten der Bildröhre ein und rufen die horizontale und die vertikale Ablenkung des Elektronenstrahles hervor. Auf Einzelheiten der Demodulation der Fernsehträgerwellen, des Amplitudensiebes, der elektrischen Weiche und der Kippperäte kann hier nicht eingegangen werden.

6. Die Entstehung des Fernsehbildes in der Bildröhre. Die zur Wiedergabe des Fernsehbildes im Empfänger dienende Bildröhre ist eine hochevakuierte Braunsche Röhre (Abbildung 56/1). Der Elektronenstrahl läuft zur Erzeugung des Bildes zeilenweise über den

Leuchtschirm. Hierzu wird er in horizontaler und in vertikaler Richtung von Magnetfeldern oder von elektrischen Feldern abgelenkt, die durch Paare von Ablenkspulen oder Ablenkplatten erzeugt werden. Die Stärke des Elektronenstrahles wird entsprechend dem *Helligkeitswert* der übertragenen Bildpunkte durch die den Bildsignalen entsprechende Spannung gesteuert. Diese Bildspannung wird an die indirekt geheizte Kathode und an den durchbohrten metallischen Steuerzylinder, den uns schon aus der 11. Klasse bekannten *Wehneltzylinder*, gelegt, der die Kathode topfartig umgibt. Je nach der Höhe der negativen Bildspannung auf dem Wehneltzylinder wird die Zahl der von der Anode durch die Zylinderöffnung gesaugten Elektronen geregelt. In den Röhrenhals ist zur scharfen Zusammenfassung der Elektronenstrahlen in einem Brennpunkt oder, wie man sagt, zu ihrer *Fokussierung*¹ eine elektrische Linse eingebaut. Dem gleichen Zweck dient ein über den Kolbenhals geschobener keramischer Ringmagnet. Am bzw. im Kolbenhals befinden sich ferner zwei Paare von Ablenkspulen und Ablenkplatten, durch die über zwei Kippperäte das punktweise und zeilenweise Weiterschreiten des Elektronenstrahles im Takte der eintreffenden Synchronisierimpulse geregelt wird.

Der Leuchtschirm der Fernsehbildröhren besteht wie bei den Oszillographenröhren aus Zinksulfid. Damit im Fernsehbild Kontrastverluste vermieden werden,

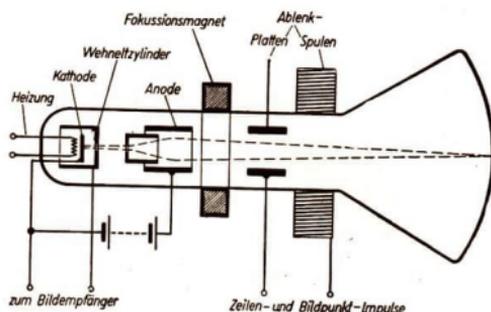


Abb. 56/1
Bildröhre eines Fernsehempfängers (stark schematisiert)

¹ fôcus (lat.) = Brennpunkt

die durch Fremdlicht, zum Beispiel durch die Raumbelichtung, hervorgerufen werden, setzt man neuerdings Kolbenböden aus Grauglas ein. Dieser Grauglasboden wird vom Fluoreszenzlicht des Fernsehbildes nur einmal, von dem reflektierten Fremdlicht der Raumbelichtung dagegen zweimal durchsetzt. Das Fremdlicht wird infolgedessen stärker absorbiert als das Fluoreszenzlicht, wodurch die Kontrastwirkung des Fernsehbildes erhöht wird. Abb. 57/1 zeigt das Innere eines modernen Fernsehempfängers.

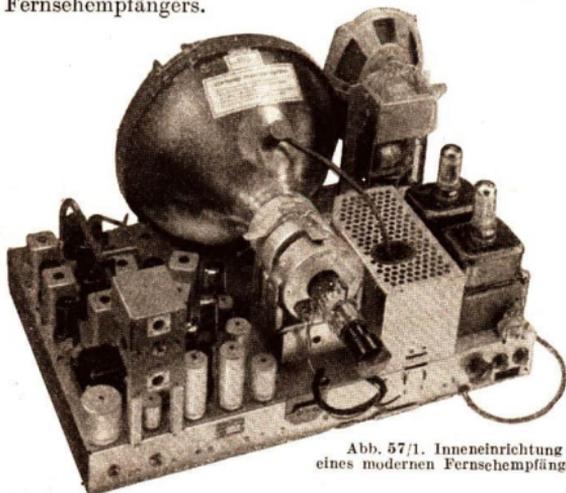


Abb. 57/1. Inneneinrichtung eines modernen Fernsehempfängers

7. Die Bedeutung des Fernsehens. Das Fernsehen ist ein modernes Nachrichtemittel, mit dessen Hilfe ein Fernsehteilnehmer das politische, das sportliche und das kulturelle Geschehen miterleben kann. Darüber hinaus ist das Fernsehen auch für die Technik und für die wissenschaftliche Forschung von großer Bedeutung.

In Großbetrieben dient beispielsweise das Fernsehen zur zentralen Überwachung der Fließbandarbeit oder zur Kontrolle gesundheitsschädigender und gar lebensgefährlicher Vorgänge. In Atomkraftanlagen ist infolge der mit manchen Vorgängen verbundenen lebensgefährlichen radioaktiven Strahlungen eine Überwachung dieser Vorgänge durch Fernsehgeräte ganz besonders dringlich. In Universitätskliniken können Operationen durch Verwenden einer Fernsehanlage, die in die Operationsleuchte eingebaut ist, einem größeren Hörerkreis außerhalb des Operationsraumes sichtbar gemacht werden, ohne daß der Ablauf der Operation durch die Anwesenheit der Zuschauer gestört wird. Durch ein Mikrophon werden Erläuterungen des Chirurgen gleichzeitig übertragen. Auch für die naturwissenschaftliche Forschung kann das Fernsehen zur Verbesserung der Arbeitsmethoden, zum Beispiel in der Tiefsee- und Luftraumforschung, weiterentwickelt werden. Weitere technische Probleme des Fernsehens, wie das Farbfernsehen und das räumliche Fernsehen, sind bereits gelöst, doch ist ihr technischer Aufwand zur Zeit noch unverhältnismäßig groß und daher der Allgemeinheit noch nicht zugänglich.

8. Fragen und Aufgaben:

1. Geben Sie die Grundlagen des Fernsehens an!
2. Schildern Sie Zerlegung und Aufbau eines Bildes mittels der Nipkowscheibe!
3. Beschreiben Sie den Bau und die Wirkungsweise eines Ikonoskops!
4. Geben Sie den Zusammenhang zwischen der Bildpunktzahl und der Wellenlänge beim Fernsehen an!
5. Was versteht man unter dem Gleichlauf zwischen dem Sender und dem Empfänger und warum ist er notwendig?
6. Erläutern Sie die Hauptfunktionen eines Fernsehempfängers an Hand seines Blockschemas!
7. Wie ist die Fernsehbildröhre eingerichtet und wie ist ihre Wirkungsweise zu erklären?
8. Welche Bedeutung hat das Fernsehen für den Sport und für das Kulturgeschehen?

B. LICHTWELLEN

IV. Interferenzerscheinungen an Wasser- und Lichtwellen

§ 12. Interferenz zweier kreisförmiger Wellen

1. Die Überlagerung zweier Wellen. Im 10. Schuljahr haben wir die Ausbreitung einer einzelnen Wasserwelle in der *Wellenwanne* kennengelernt. Wir untersuchen nunmehr die gleichzeitige Ausbreitung zweier Wasserwellen.

Dazu benutzen wir wieder die Wellenwanne und ersetzen die einzelne Luftdüse durch ein geteiltes Rohr, dessen Öffnungen einen Abstand von 1 bis 2 cm haben (Abb. 59/1). Der durch die beiden Öffnungen austretende pulsierende Luftstrom erzeugt auf der Wasseroberfläche zwei Kreiswellen, die sich ausbreiten und sich dabei gegenseitig durchdringen. Wir beobachten das Ergebnis auf dem Bildschirm (Abb. 59/2). Die beiden Erregungszentren sind von einem System von nahezu kreisförmigen Wellenfronten umgeben. Dabei fällt auf, daß die Wellenfronten von Streifen ruhigen Wassers durchsetzt werden, die strahlenförmig von dem Gebiet zwischen den Erregungszentren ausgehen.

Diese Streifen sind eine Folge der *Überlagerung* je zweier Kreiswellen. Um ihr Zustandekommen zu erklären, zeichnen wir zwei Systeme konzentrischer Kreise

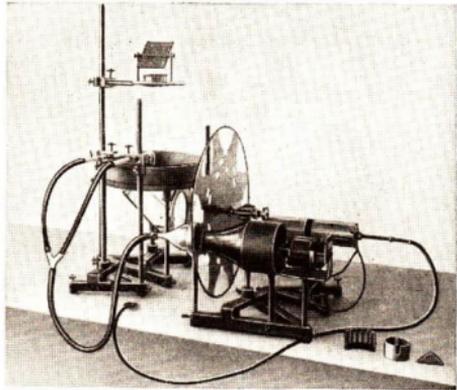


Abb. 59/1. Wellenwanne mit zwei Luftdüsen zum gleichzeitigen Erzeugen zweier Wasserwellen

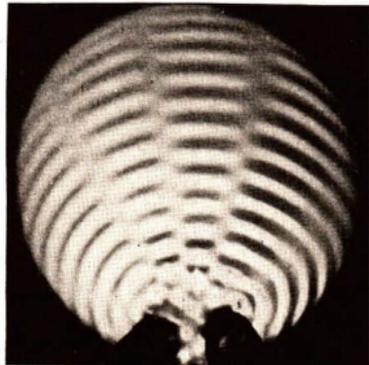


Abb. 59/2. Zwei sich durchdringende Wasserwellen

(Abb. 60/1). Die schwarzen Kreisringe mögen die Wellenberge darstellen, die hellen Kreisringe zwischen ihnen die Wellentäler. In den durch Pfeile gekennzeichneten Richtungen fallen die Wellenberge des einen Systems mit den Wellentälern des anderen zusammen.

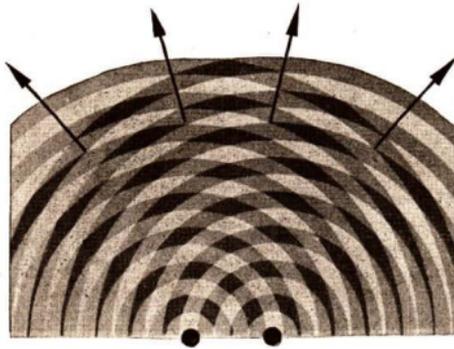


Abb. 60/1. Schematische Darstellung der Überlagerung der von zwei Erregungszentren ausgehenden Wasserwellen mit Hilfe zweier konzentrischer Kreissysteme. In den Pfeilrichtungen löschen sich die Wellen aus.

gende Wellenberg gerückt. Die Auslöschung bleibt demnach an dieser Stelle stets bestehen. Zwischen den Streifen ruhigen Wassers liegen Gebiete kräftiger Wellenbewegung; denn dort treffen die Wellenberge beider Systeme, ebenso aber auch die Wellentäler beider Systeme zusammen.

Man bezeichnet eine solche Überlagerung zweier Wellensysteme, die in bestimmten Gebieten zu einer Verstärkung, in anderen zu einer Schwächung der Wellenbewegung führt, als *Interferenz*. Die in der Wellenwanne beobachteten Streifen ruhigen Wassers inmitten einer Wellenbewegung heißen *Interferenzstreifen*.

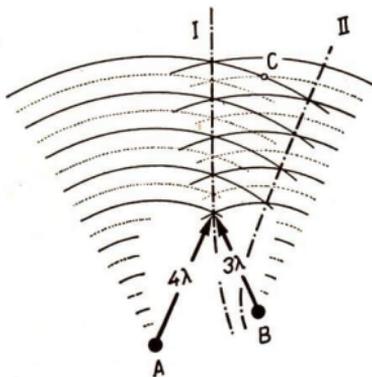


Abb. 60/2. Das Zustandekommen der Interferenz. Die Wellenberge sind ausgezogen, die Wellentäler punktiert gezeichnet.

Wir untersuchen das Zustandekommen der Interferenz an Hand der Abb. 60/2 noch etwas näher. Zunächst betrachten wir ein Gebiet, in dem sich die Wellen gegenseitig verstärken. Entlang der Linie *I* treffen jeweils zwei Wellenberge bzw. zwei Wellentäler aufeinander. Jeder Punkt dieser Linie ist vom Erregungszentrum *A* um die Wellenlänge λ weiter entfernt als von *B*. Die Linie *I* ist demnach ein Stück einer *Hyperbel*. Die beiden Wellen haben, ehe sie sich in einem Punkte der Hyperbel überlagern, von den Erregungszentren *A* und *B* aus verschiedene Wegstrecken zurückgelegt. Es besteht zwischen ihnen ein Gangunterschied l , der in Wellenlängen gemessen wird. In dem von uns betrachteten Falle ist $l = 1 \cdot \lambda$.

Dem Gangunterschied der Wellen entspricht der Phasenunterschied der Schwingungen, durch deren Weitergabe die Welle zustande kommt. Dabei wird vorausgesetzt, daß beide Erregungszentren in der gleichen Phase schwingen. Der Begriff des Phasenunterschiedes ist uns schon vom 10. Schuljahr her bekannt (vgl. LB 10, § 6, 4).

Für die Überlagerungen entlang des Hyperbelastes *II* beträgt der Gangunterschied $l = 2 \cdot \lambda$; sie liegen ebenfalls auf einem Hyperbelast.

Zwischen den beiden Hyperbelästen liegt ein Streifen, in dem die Wellenbewegung ausgelöscht wird. Der Gangunterschied beträgt für diesen Streifen $\frac{3}{2} \cdot \lambda$. Der Punkt *C* beispielsweise hat vom Zentrum *A* den Abstand $8 \cdot \lambda$, vom Zentrum *B* den Abstand $6 \cdot \frac{1}{2} \cdot \lambda$. Ganz allgemein kann man feststellen, daß sich zwei Wellen auslöschen, wenn sie einen Gangunterschied von $\frac{1}{2} \cdot \lambda$, $\frac{3}{2} \cdot \lambda$, $\frac{5}{2} \cdot \lambda$ usw., mithin von einem ungeraden Vielfachen von $\frac{\lambda}{2}$ besitzen, weil dann ein Wellenberg der einen Welle auf ein Wellental der anderen trifft.

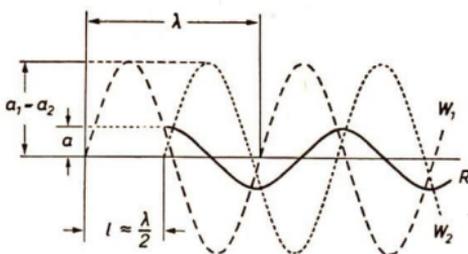
Interferenz ist die zu einer Verstärkung bzw. einer Auslöschung führende Überlagerung zweier Wellen gleicher Wellenlänge, wobei das Ergebnis der Überlagerung örtlich vom Gangunterschied der beiden interferierenden Wellen abhängt. Beträgt der Gangunterschied ein gerades Vielfaches von $\frac{\lambda}{2}$, so verstärken sich die Wellen, beträgt er ein ungerades Vielfaches von $\frac{\lambda}{2}$, so löschen sich die Wellen gegenseitig aus.

Wir haben schon im 10. Schuljahr das *Huygenssche Prinzip* kennengelernt und in ihm die Ursache für die verschiedenen Erscheinungen bei der Ausbreitung von Wellen erkannt (vgl. LB 10, § 7). Nach dem *Huygensschen Prinzip* schließen sich die Elementarwellen zu durchgehenden Wellenfronten zusammen. Die oben betrachteten Interferenzerscheinungen erfordern eine Einbeziehung der Gangunterschiede der einzelnen Elementarwellen in die Betrachtung. In diesem Sinne ist das *Huygenssche Prinzip* für sämtliche Wellenerscheinungen gültig.

2. Die zeichnerische Darstellung der Interferenz. Die zeichnerische Darstellung der Überlagerung zweier Wellen ist uns bereits vom 10. Schuljahr her bekannt (vgl. LB 10, § 9). Interferenzerscheinungen treten immer dann auf, wenn sich Wellen gleicher Wellenlänge überlagern. Wir betrachten als Beispiel den Fall, daß sich zwei Wellen W_1 und W_2 nahezu auslöschen (Abb. 61/1). Die Zeichnung

Abb. 61/1. Zeichnerische Darstellung der Überlagerung zweier Wellen. Die Phasenverschiebung beträgt nahezu $\frac{\lambda}{2}$. Die resultierende Welle hat dementsprechend nur eine sehr kleine Amplitude.

- a_1 Amplitude der Welle W_1 ,
- a_2 Amplitude der Welle W_2 ,
- a Amplitude der resultierenden Welle *R*



ist als ein senkrechter Schnitt durch zwei Systeme von Sinuswellen zu denken; bezogen auf Abb. 60/1 liegt dieser Schnitt dicht neben der Richtung eines Pfeiles. Der Gangunterschied l beträgt nahezu $\frac{\lambda}{2}$. Die resultierende Welle hat nur eine kleine Amplitude im Vergleich zu der von W_1 und W_2 . Auf diese Weise kann man die Amplitude a der resultierenden Welle für jeden beliebigen Gangunterschied ermitteln. Die beiden anfangs betrachteten Grenzfälle sind $a = a_1 + a_2$ für den Gangunterschied $l = 0$ (Wellenverstärkung) und $a = a_1 - a_2 = 0$ für den Gangunterschied $l = \frac{\lambda}{2}$, wenn a_1 und a_2 gleich groß sind (Wellenauslöschung).

3. Die Energie der Wellen bei Interferenzerscheinungen. Es ist erforderlich, auf die physikalische Bedeutung der zeichnerischen Darstellung in Abb. 61/1 einzugehen. Der tatsächliche Vorgang spielt sich so ab, daß an dem Ort, an dem die beiden Wellen mit einem Phasenunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ aufeinandertreffen, die Teilchen des Mediums unter dem Einfluß zweier gleich großer, aber entgegengesetzt gerichteter Kräfte stehen und somit in Ruhe bleiben. Sie sind folglich auch nicht imstande, die Wellenbewegung weiterzugeben. Wir wissen jedoch, daß jede fortschreitende Wellenbewegung mit einem Energietransport verbunden ist. Wird aber von einem Auslöschgebiet die Wellenbewegung nicht an die Umgebung weitergegeben, so wird folglich auch die Energie nicht weitergeleitet.

Wir müssen uns deshalb in Übereinstimmung mit der Erfahrung stets vorstellen, daß die Energie der ankommenden Wellen an den Auslöschgebieten reflektiert wird. Eine gegenseitige Auslöschung der Wellen im Sinne einer Vernichtung ihrer Energie, wie man es aus der zeichnerischen Darstellung herauslesen könnte, ist mit dem Prinzip von der Erhaltung der Energie unvereinbar. Daß sich zwei Wellen über mehrere Wellenlängen überlagern und in ihrer ganzen Ausdehnung auslöschen, wenn ihr Gangunterschied wie in Abb. 61/1 $\frac{\lambda}{2}$ beträgt, ist eine mathematische Abstraktion. Auch die Abb. 60/1 und 60/2 sind nur als die Wiedergabe einer geometrischen Modellvorstellung aufzufassen. Man nimmt dabei an, daß sich die beiden kreisförmigen Wellensysteme ohne gegenseitige Behinderung ausbreiten und dabei ungestört die hyperbelförmigen Streifen ruhigen Wassers durchlaufen. Man kommt dem tatsächlichen Vorgang wesentlich näher, wenn man annimmt, daß die Abschnitte der Wellenfronten in Richtung der Hyperbeläste fortwandern, auf beiden Seiten begrenzt durch die Auslöschungsgebiete, die als *Leitwände* wirken. Im Wellenwannenversuch kann man diese Ausbreitung der Wellen entlang der Hyperbeläste bei stroboskopischer Beleuchtung gut beobachten. Näheres über diese Beleuchtungsart ist in LB 10, § 7, 1 angegeben.

4. Die Interferenz zweier gebeugter Wellen. Wir wissen bereits, daß sich Wellenfronten hinter einer mit einem Spalt versehenen Wand halbkreisförmig um die Spaltkanten ausbreiten (vgl. LB 10, § 7, 2). Man bezeichnet diese Erscheinung als **Beugung**, weil die *Normalen*¹ der vom Erregungszentrum ausgehenden Wellen beim Durchgang durch die Öffnung eine Ablenkung erfahren und an Stellen

¹ Über die Bedeutung der Wellennormalen vgl. LB 10, § 8, 1.

gelangen, die sie bei geradliniger Ausbreitung nicht erreichen könnten (Abb. 63/1). Dieses Verhalten der Wellen ist nach dem Huygensschen Prinzip ohne weiteres verständlich.

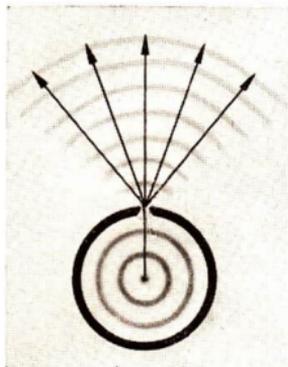


Abb. 63/1. Die Beugung einer Wasserwelle. Die vom Erregungszentrum ausgehenden Wellennormalen sind keine Geraden

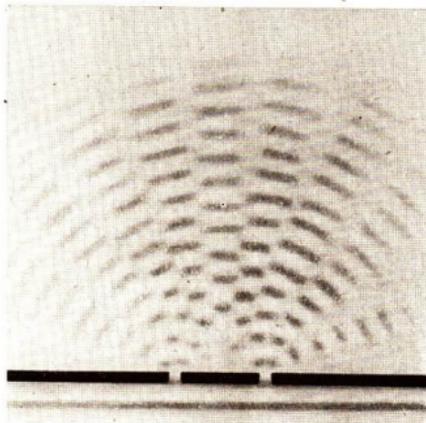


Abb. 63/2. Interferenzerscheinungen bei Wasserwellen hinter einem Doppelspalt

Lassen wir eine Wasserwelle auf zwei dicht nebeneinanderliegende Spalte, einen sogenannten *Doppelspalt*, treffen, dann beobachten wir hinter den Spalten ebenfalls die uns bereits bekannten hyperbelförmigen *Interferenzstreifen* (Abb. 63/2). Die aus den beiden Spaltöffnungen halbkreisförmig austretenden gebeugten Wellen interferieren in der gleichen Weise wie die beiden mit gleicher Frequenz erregten Wellen bei dem in Abb. 59/2 wiedergegebenen Versuch. Wir können somit bei allen folgenden Betrachtungen die beiden Spaltöffnungen zwei Erregungszentren gleichsetzen.

5. Die Abhängigkeit der Interferenzerscheinung von der Wellenlänge und dem Abstand der Erregungszentren. Wir wiederholen den in Abb. 59/1 und 59/2 dargestellten Versuch mit einer etwas anderen Versuchsanordnung. An den einen Schenkel einer *Schreibstimmgabel* werden zwei Markierungsnadeln angeschraubt (Abb. 63/3). Die Stimmgabel wird angeschlagen und so über ein mit Wasser oder Quecksilber gefülltes flaches Gefäß gehalten, daß die beiden Nadelköpfe gerade die Oberfläche berühren. Verändern wir den Abstand der beiden Nadelköpfe, so beobachten wir, daß die Zahl und die Krümmung der Hyperbeln bei der Interferenzerscheinung vom Abstand a der Erregungszentren abhängen (Abb. 64/1).

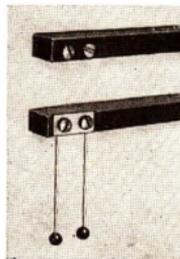


Abb. 63/3. Stimmgabel mit angeschraubten Markierungsnadeln für Wellenwannenversuche

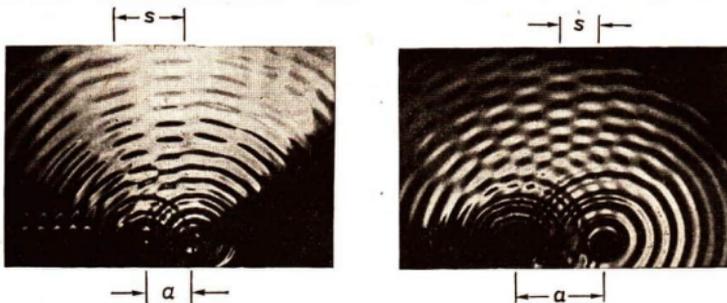


Abb. 64/1. Der Einfluß der Entfernung a der Erregungsquellen auf den Abstand und die Krümmung der Interferenzstreifen. Die Wellenlänge ist in beiden Fällen die gleiche.

Wir können diese Abhängigkeit mathematisch wiedergeben. Zunächst betrachten wir die Hyperbel, bei der der Gangunterschied λ beträgt.

Im Abstand e von den Erregungszentren stellen wir einen Schirm auf (Abbildung 64/2). Im Punkt P'_1 wird der Schirm

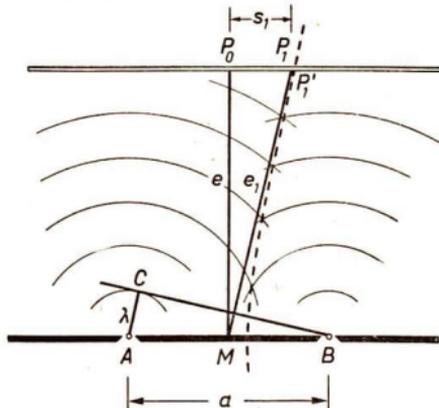


Abb. 64/2. Schematische Darstellung des ersten Interferenzstreifens bei der Beugung an einem Doppelspalt

von dem Hyperbelast getroffen, der alle Punkte mit dem Gangunterschied λ untereinander verbindet. An dieser Stelle herrscht eine kräftige Wellenbewegung.

Ferner ziehen wir die Tangente vom Spalt B aus an die erste den Spalt A umgebende Kreiswelle. Auf diese fallen wir von A aus das Lot AC . Die Mitte zwischen den Erregungszentren bezeichnen wir mit M , die gegenüberliegende Stelle auf dem Schirm mit P_0 .

Schließlich zeichnen wir die eine Asymptote der Hyperbel ein. Sie trifft den Schirm dicht neben P'_1 in P_1 . Mit wachsendem Abstand des Schirmes von den

Erregungszentren rückt Punkt P'_1 immer dichter an P_1 heran, so daß wir zur Vereinfachung der Rechnung P'_1 durch P_1 ersetzen können.

In den beiden ähnlichen Dreiecken BCA und MP_0P_1 bilden wir das Verhältnis sich entsprechender Seiten:

$$\frac{AC}{AB} = \frac{P_1P_0}{P_1M}$$

Durch Einsetzen der entsprechenden Größen geht diese Gleichung über in

$$\frac{\lambda}{a} = \frac{s_1}{e_1}$$

Diese wichtige Beziehung, die die Wellenlänge und den Spaltabstand mit der Lage der *Interferenzhyperbel* verknüpft, werden wir im folgenden noch häufig benutzen. In der hier abgeleiteten Form gilt sie für die erste Interferenzhyperbel der Wellenverstärkung, was durch den Index 1 ausgedrückt wird.

Auf der zweiten Interferenzhyperbel überlagern sich je zwei Wellen, die einen Gangunterschied von $2 \cdot \lambda$ haben (Abb. 65/1). Ersetzt man wieder die Hyperbel durch die Asymptote, so trifft dieser Streifen kräftiger Wellenbewegung den Schirm in P_2 . Es besteht dann die Gleichung

$$\frac{2 \cdot \lambda}{a} = \frac{s_2}{e_2}$$

Verallgemeinert man die abgeleiteten Beziehungen, so gilt für eine Hyperbel, auf der weisen, die *Interferenzgleichung*

$$\frac{n \cdot \lambda}{a} = \frac{s_n}{e_n} \quad \text{für } n = 1, 2, 3 \dots$$

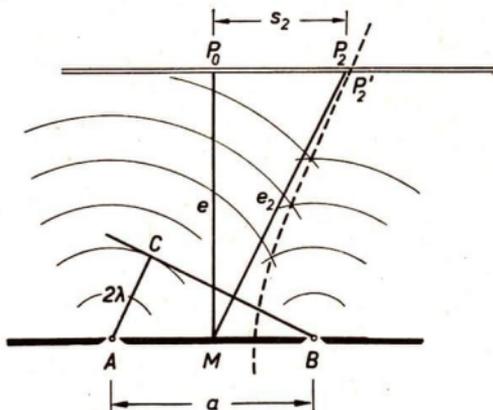


Abb. 65/1. Schematische Darstellung des zweiten Interferenzstreifens bei der Beugung am Doppelspalt

die Wellen einen Gangunterschied $l = n \cdot \lambda$ auf-

6. Fragen und Aufgaben:

1. Wodurch kommen bei der Ausbreitung zweier Kreiswellen die Interferenzerscheinungen zustande?
2. Weshalb haben die Interferenzstreifen Hyperbelform?
3. Wie ist die Auslöschung zweier Wellen physikalisch zu verstehen?
4. Zeichnen Sie die Interferenz zweier Wellen gleicher Amplitude nach Abb. 61/1 für einen Gangunterschied von

$$\frac{1}{8} \cdot \lambda, \quad \frac{2}{8} \cdot \lambda, \quad \frac{3}{8} \cdot \lambda, \quad \frac{4}{8} \cdot \lambda$$

usw.!

5. Zeichnen Sie die Interferenz zweier Wellen ungleicher Amplitude für einen Gangunterschied von $l = \frac{\lambda}{2}$!
6. Was versteht man unter Beugung?

§ 13. Interferenzerscheinungen von Wasserwellen an einem einzelnen Spalt

1. Vergleich zwischen der Interferenz am einfachen Spalt und am Doppelspalt. Benutzt man bei den Wellenwannenversuchen einen einzelnen Spalt von größter Breite, so zeigen sich Interferenzerscheinungen, die denen hinter dem Doppelspalt sehr ähnlich sind (Abb. 66/1). Es ist nicht ohne weiteres einzusehen, daß auch hinter einem einzelnen Spalt Interferenzerscheinungen auftreten. Wir gehen zur Erklärung des Vorganges vom bereits behandelten Fall des Doppelspalt aus (Abb. 66/2).

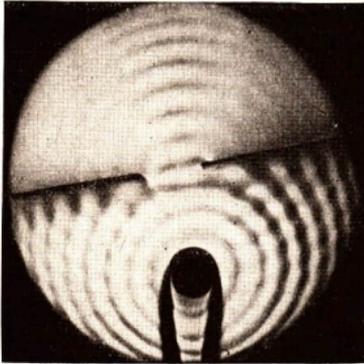


Abb. 66/1. Interferenzerscheinung hinter einem einfachen Spalt

Die beiden Spaltöffnungen A und B entsprechen den beiden Erregungszentren in Abb. 64/2. Wir bezeichnen den Abstand a der beiden Öffnungen A und B als die *Breite des Doppelspalt*. Die ausgezogenen Kreisbögen mögen die Wellenberge bezeichnen. Wir greifen als Beispiel wiederum einen der beiden Hyperbeläste heraus, auf dem der Gangunterschied eine Wellenlänge beträgt. Dieser Hyperbelast kennzeichnet demnach ein Gebiet kräftiger Wellenbewegung.

Wir gehen nun vom Doppelspalt zu einem einfachen Spalt gleicher Breite über, indem wir das in Abb. 66/2a schraffiert gezeichnete, zwischen den Öffnungen A und B liegende Stück der Wand entfernt denken (Abb. 66/2b). Nach dem Huygensschen Prinzip gehen jetzt auch von allen zwischen A und B liegenden Punkten P_1, P_2, P_3 usw., von denen in Abb. 66/2b zur Vereinfachung der Zeichnung nur sieben Punkte aufgenommen sind, Elementarwellen aus. In Abb. 66/2b sind diese Elementarwellen mit den Radien $4 \cdot \lambda$ eingezeichnet sowie für $3 \cdot \lambda$ und $5 \cdot \lambda$

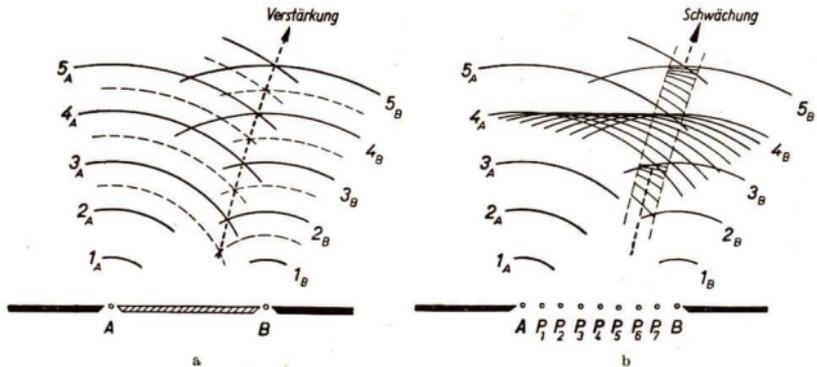


Abb. 66/2. Vergleich zwischen Doppelspalt (a) und einfachem Spalt (b). Entlang des betrachteten Hyperbelastes besteht bei a Verstärkung, bei b Auslöschung.

angedeutet. Entlang dem gestrichelten Hyperbelast folgen diese Elementarwellen lückenlos aufeinander, so daß die Wellenbewegung dort ausgelöscht wird. Diese Feststellung gilt allgemein für alle Hyperbeläste, auf denen hinter dem Doppelspalt eine Verstärkung der Wellen stattfindet. Es ergibt sich somit:

Hinter einem einfachen Spalt kommt es an allen jenen Stellen zu einer Auslöschung, an denen hinter einem Doppelspalt gleicher Breite eine Verstärkung der Wellenbewegung eintritt.

Man könnte denken, daß diese gleichmäßige Verteilung der Elementarwellen an allen Stellen hinter einem einfachen Spalt zu finden sei und daß deshalb hinter einem einfachen Spalt überhaupt keine Interferenzerscheinungen zu erwarten seien. Wir untersuchen deshalb noch eine andere Stelle. Wir wählen jetzt eine Hyperbel, die beim Doppelspalt ein Auslöschungsgebiet kennzeichnet (Abb. 67/1a),

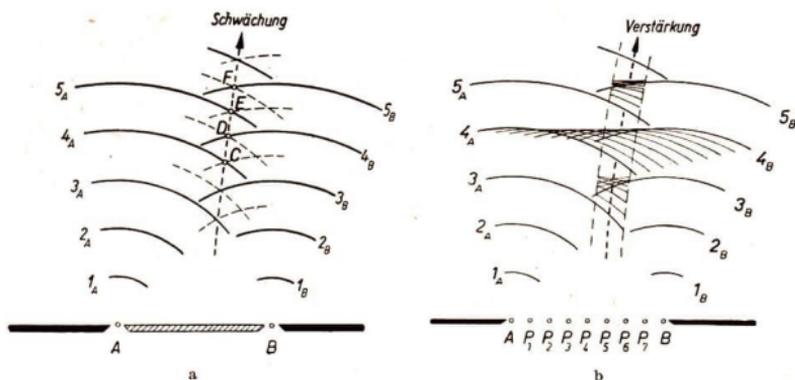


Abb. 67/1. Vergleich der Überlagerung von Wellen bei einem Doppelspalt (a) und einem einfachen Spalt (b)

denn zwischen sämtlichen sich auf ihr kreuzenden Wellen beider Systeme besteht ein Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$. Nun gehen wir wieder zum einfachen Spalt über (Abb. 67/1b). Die von der gesamten Spaltöffnung ausgehenden Elementarwellen verteilen sich jetzt nicht gleichmäßig entlang der Hyperbel. Die Wellenberge liegen sämtlich zwischen C und D, zwischen E und F usw. Entlang der gleichen Hyperbel, die beim Doppelspalt Auslöschung bezeichnet, folgen beim einfachen Spalt der gleichen Breite Anhäufungen von Wellenbergen auf solche von Wellentälern. Es herrscht somit beim einfachen Spalt entlang dieser Hyperbel eine starke Wellenbewegung. Die oben gemachte Feststellung gilt also auch in ihrer Umkehrung:

Hinter einem einfachen Spalt herrscht an allen jenen Stellen Verstärkung der Wellenbewegung, an denen hinter einem Doppelspalt gleicher Breite eine Auslöschung der Wellenbewegung eintritt.

Diese Zusammenhänge ermöglichen es, die für den Doppelspalt hergeleitete mathematische Beziehung auch auf den einfachen Spalt anzuwenden.

Die Interferenzgleichung $\frac{\lambda}{a} = \frac{s_1}{e_1}$ gilt gleichermaßen für einen Spalt der Breite a wie für einen Doppelspalt mit dem Abstand a der beiden Öffnungen.

Beim einfachen Spalt wird die Strecke e_1 von der Spaltmitte bis zum ersten Auslöschungsgebiet auf dem Auffangschirm, beim Doppelspalt bis zum ersten Verstärkungsgebiet gemessen.

2. Die Erklärung der Interferenzerscheinung hinter einem einfachen Spalt mit Hilfe der Wellennormalen. Oft wird die Interferenz gebeugter Wellen nicht mit Hilfe

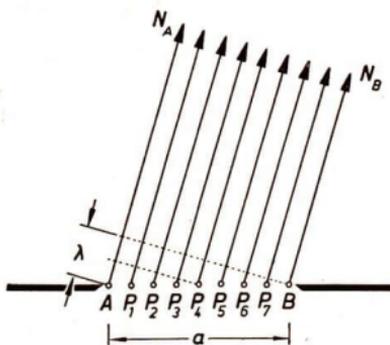


Abb. 68/1. Erklärung der Interferenzerscheinungen hinter einem Spalt mit Hilfe der Wellennormalen

der Wellenfronten, sondern mit Hilfe der *Wellennormalen* dargestellt, die auf den Wellenfronten senkrecht stehen und die Ausbreitungsrichtung angeben (vgl. LB 10, § 8). Wir greifen beispielsweise die Richtung heraus, in der die am Rande austretenden Wellennormalen N_A und N_B einen Gangunterschied von λ haben (Abb. 68/1). Dieser Fall entspricht dem in Abb. 66/2 dargestellten. Wir hatten gesehen, daß sich in dieser Richtung die Wellen hinter einem Doppelspalt verstärken, hinter einem einfachen Spalt auslöschten.

In Abb. 68/1 betrachten wir nun die Wellennormalen der vom Spalt in dieser Richtung ausgehenden Elementarwellen und untersuchen ihre gegenseitige Phasenverschiebung. Dabei stellen wir fest, daß sich jeweils zwei Wellennormalen finden lassen, die einen Gangunterschied von $l = \frac{\lambda}{2}$ haben: nämlich N_A mit N_4 , N_1 mit N_5 usw. Die zu diesen Paaren von Wellennormalen gehörigen Elementarwellen löschen sich in dieser Richtung aus. Diese Überlegung führt demnach zu dem gleichen Ergebnis wie in Abb. 66/2, wo es an den Wellenfronten zweier Kreiswellensysteme hergeleitet wurde. Sie wird für die Interferenzerscheinungen hinter einem einfachen Spalt häufig angewandt. Diese Betrachtungsweise hat gewiß ihre Vorzüge, stellt jedoch eine Abstraktion dar. Man muß dabei stets den wirklichen Vorgang der Interferenz vor Augen haben, der sich zwischen Elementarwellen abspielt.

3. Fragen und Aufgaben:

1. Erklären Sie das Auftreten von Interferenzerscheinungen hinter einem einfachen Spalt!
2. In einer Wanne mit Quecksilber befindet sich ein Spalt mit einer Breite von 5 mm. Die Wellenlänge der erregten Welle beträgt 2 mm. Welchen Abstand haben die beiden innersten Hyperbeläste, die die Auslöschungsgebiete verbinden, 2 cm vom Spalt entfernt?

3. Welche Bedeutung haben die in der Gleichung $\frac{\lambda}{a} = \frac{s_1}{e_1}$ enthaltenen Größen, wenn man die Gleichung auf einen einfachen Spalt anwendet?
4. Welche Bedeutung haben die Größen in der Gleichung $\frac{2 \cdot \lambda}{a} = \frac{s_2}{e_2}$, wenn man diese auf einen Doppelspalt anwendet?
5. Was läßt sich im allgemeinen über die Interferenzerscheinungen hinter einem einzelnen Spalt aussagen, wenn man sie mit denen eines Doppelspaltaltes der gleichen Breite vergleicht?
6. Weisen Sie durch eine Zeichnung nach Art der Abb. 66/2 nach, daß der in Frage 5 verlangte Zusammenhang in der Mitte hinter dem Spalt, mithin für den Gangunterschied Null, nicht gilt!

§ 14. Die Beugung des Lichts am Spalt und am Schirmrand

Wir wenden uns jetzt optischen Erscheinungen zu, die ganz den Charakter der eben an Wasserwellen beschriebenen Interferenzerscheinungen tragen und keinen anderen Schluß zulassen, als daß sich auch das Licht in Form fortschreitender Wellen ausbreitet. Dabei äußert sich die Auslöschung der Lichtwellen im Auftreten dunkler, die Verstärkung der Lichtwellen im Auftreten heller Gebiete. Zum Unterschied von der geometrischen Optik, der *Strahlenoptik*, die mit der Vorstellung geradliniger Lichtstrahlen auskommt, faßt man alle Erscheinungen, die sich aus der Wellennatur des Lichts erklären lassen, in der *Wellenoptik* zusammen.

1. Die Beugung des Lichts am einfachen Spalt. Wir untersuchen zunächst eine Erscheinung, die beim Durchgang des Lichts durch einen Spalt auftritt. Wir wissen aus § 12 und § 13, daß bei den Wasserwellen die Ausbildung und die Verteilung der Interferenzstreifen von der Wellenlänge und der Spaltbreite abhängen. Versuche ergeben, daß beim Licht ganz ähnliche Erscheinungen zu beobachten sind, daß aber andere Größenordnungen in Betracht kommen als bei den Versuchen mit Wasserwellen.

Wir verwenden zum Versuch einen *Spalt*, der nur 0,2 mm breit ist. Er besteht aus zwei geradlinig begrenzten Schneiden, die sich in diesem Abstand parallel gegenüberstehen. Die zu beobachtende Erscheinung tritt besonders deutlich hervor,

wenn das Erregungszentrum der Wellen selbst möglichst der Spaltform entspricht, mit anderen Worten geradlinig ist. Wir benutzen deshalb eine Lichtquelle von sehr geringer Breite, beispielsweise einen dünnen glühenden Draht oder einen von hinten beleuchteten schmalen Spalt, der bis zu 0,5 mm breit sein kann. Um die beiden Spalte immer gut auseinanderhalten zu können, bezeichnen wir den Spalt, der die Lichtquelle vertritt, als den *Leuchtspalt*, dagegen den Spalt, der die Beugungs- und Interferenzerscheinungen hervorruft, als den *Beugungsspalt*. Beide Spalte werden parallel gestellt (Abb. 69/1).

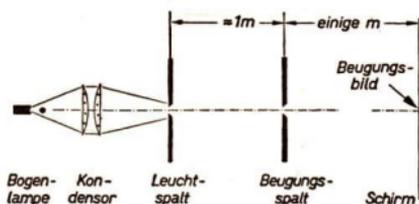


Abb. 69/1. Versuchsanordnung zum Nachweis der Beugung des Lichts an einem Spalt

Man beobachtet auf einem Bildschirm, den man etwa 2 m vom Beugungsspalt entfernt aufstellt, einen hellen Streifen, der auf beiden Seiten von mehreren schwächer sichtbaren hellen Streifen begleitet ist (Abb. 70/1). Infolge der geringen Breite der Spalte ist das Bild naturgemäß sehr lichtschwach und nur aus der Nähe gut zu erkennen.

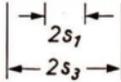


Abb. 70/1. Interferenzstreifen hinter einem beleuchteten schmalen Spalt

Ersetzen wir den schmalen Beugungsspalt durch einen breiteren, so wird der mittlere Streifen breiter und heller, die zu beiden Seiten angrenzenden Beugungsstreifen dagegen werden schmaler. Ersetzt man den engen Leuchtspalt durch einen breiteren, so ändert sich die Breite der Beugungsstreifen nicht; das Bild wird insgesamt etwas heller, aber auch verschwommener.

Wir haben es bei der durch den Versuch wiedergegebenen Erscheinung mit der Beugung des Lichts an einem einzelnen Spalt zu tun und bezeichnen die Interferenzerscheinung auf dem Auffangschirm als *Beugungsstreifen*. Genauer gesagt sind es Interferenzstreifen gebeugten Lichts, denn sie entstehen durch die Interferenz der beim Durchtritt durch den Spalt gebeugten Lichtwellen. Wir werden jedoch den Ausdruck *Beugungsstreifen* weiterhin verwenden, da er für die beschriebene Erscheinung allgemein üblich ist.

Wir haben durch diesen Versuch die Wellennatur des Lichts nachgewiesen. Die bei der Beugung von Wasserwellen gewonnenen Erkenntnisse und Gesetze sind nicht auf eine bestimmte Wellenart beschränkt, sie lassen sich ohne weiteres auf die Lichtwellen anwenden.

2. Die Wellenlänge des Lichts. Wir führen mit Hilfe der an Wasserwellen hergeleiteten Gleichung für die Interferenzerscheinungen hinter einem einzelnen Spalt eine erste angenäherte Berechnung der beim oben beschriebenen Versuch auftretenden Lichtwellenlänge durch. In der Gleichung

$$\frac{\lambda}{a} = \frac{s_1}{e_1}$$

können die Größen a , s_1 , e_1 aus der Versuchsanordnung ermittelt werden, so daß man λ aus der Gleichung berechnen kann. a ist die Spaltbreite, in unserem Falle gleich 0,2 mm. s_1 ist die auf dem Schirm gemessene Strecke von der Mitte des Spaltbildes bis zum ersten Auslöschgebiet, das heißt die Strecke vom hellen Mittelstreifen bis zum ersten dunklen Streifen (Abb. 70/1). Man mißt am besten die Strecke $2 \cdot s_1$ als Abstand der beiden ersten dunklen Streifen zu beiden Seiten des hellen mittleren Spaltbildes. Für s_1 wurden im Versuch 6 mm gemessen. e_1 ist die Entfernung zwischen dem ersten dunklen Streifen auf dem Auffangschirm und dem Spalt. Diese Entfernung bestimmen wir mit dem Bandmaß und messen 2 m. Wegen des außerordentlich geringen Abstandes der Interferenzstreifen voneinander ist der Unterschied zwischen e_1 und der Entfernung e des Spaltes vom mittleren hellen Streifen auf dem Schirm so klein, daß er vernachlässigt werden kann. Man kann somit einfach den Abstand Spalt — Schirm messen. Wir werden deshalb in Zukunft bei allen optischen Wellenberechnungen stets den Abstand e des Schirmes vom beugenden Hindernis in die Gleichung einsetzen.

Beim Einsetzen der Meßwerte in die Gleichung muß man beachten, daß alle Längen in der gleichen Längeneinheit gemessen werden müssen, beispielsweise in Millimetern. Die Rechnung ergibt

$$\lambda = \frac{a \cdot s_1}{e} = \frac{0,2 \text{ mm} \cdot 6 \text{ mm}}{2000 \text{ mm}} = 0,0006 \text{ mm}.$$

Der Versuch liefert nur einen angenäherten Wert für die Wellenlänge des verwendeten Lichts, weil die Interferenzstreifen nicht scharf begrenzt sind und folglich s_1 nicht exakt bestimmbar ist. Wir dürfen daher den errechneten Wert nur als einen Mittelwert zum Kennzeichnen der Größenordnung der Lichtwellen betrachten. Wir werden in § 15 genauere Methoden zur Bestimmung der Wellenlänge des Lichts kennenlernen.

Immerhin erkennen wir aus dem Versuch, daß die Wellenlänge des Lichts nur einen Bruchteil eines tausendstel Millimeters beträgt: $0,6 \mu$ oder $600 \text{ m}\mu$. In der Optik und in der Atomphysik wird der zehnte Teil eines Millimikrons, ein **Ångström**¹ (Å), als Längeneinheit verwendet.

$$1 \text{ Å} = \frac{1}{10} \text{ m}\mu = 10^{-8} \text{ cm},$$

$$1 \text{ m}\mu = 10 \text{ Å}.$$

Nach dieser Berechnung der Wellenlänge wird auch verständlich, warum die Interferenzerscheinungen beim Licht nur bei sehr kleinen Spaltöffnungen sichtbar werden. Würde man einen 1 mm breiten Beugungsspalt wählen, so würde man bei sonst gleicher Versuchsanordnung für s_1 den Wert 1,2 mm finden. Das direkte, ungebeugte Licht erzeugt bei dieser Spaltbreite auf dem Schirm einen etwa 3 mm breiten hellen Streifen. Der erste dunkle Streifen ist nicht zu beobachten, weil er innerhalb des hellen Streifens des ungebeugten Lichts liegt.

3. Beugungserscheinungen an engen Öffnungen. Verwendet man als Lichtquelle nicht einen langgestreckten Spalt, sondern eine *kreisförmige Blende* und als beugende Öffnung ein kleines kreisförmiges Loch, so beobachtet man auf dem Schirm konzentrische helle und dunkle Ringe (Abb. 71/1). Die Erscheinung ist jedoch außerordentlich lichtschwach. Aus diesem Grunde arbeitet man bei der Untersuchung von Beugungserscheinungen lieber mit einem Spalt als mit einer Kreisblende.

Die Versuchsanordnung zur Beugung des Lichts an einem einfachen Spalt läßt sich noch dadurch verbessern, daß man den Leuchtspalt durch eine Sammellinse, am besten durch ein korrigiertes Linsensystem, in einer Entfernung von 3 bis 4 m auf einem Auffangschirm abbildet. Das Bild des Leuchtspaltes ist ein dünner, scharf begrenzter heller Streifen. Stellt man nun unmittelbar vor oder hinter der Linse den Beugungsspalt auf, so wird der Streifen breiter und unscharf, und zu beiden Seiten zeigen sich einige ziemlich scharfe, deutlich erkennbare

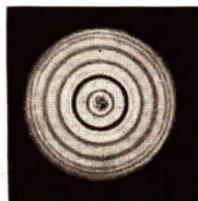


Abb. 71/1. Interferenzringe hinter einer kleinen beleuchteten kreisförmigen Öffnung

¹ Jonas Ångström (1814–1874), ein schwedischer Astronom, Professor in Upsala, der die nach ihm benannte Einheit einführte.

Beugungsstreifen (Abb. 72/1). Bei dieser Versuchsanordnung sind die Beugungsstreifen im allgemeinen etwas heller als bei der im 1. Abschnitt beschriebenen. Zusammenfassend kann man feststellen:

Die Interferenzstreifen bei der Beugung des Lichts am einfachen Spalt sind sehr lichtschwach und nicht scharf begrenzt, so daß sich mit ihrer Hilfe lediglich die Größenordnung der Wellenlänge des benutzten Lichts bestimmen läßt.

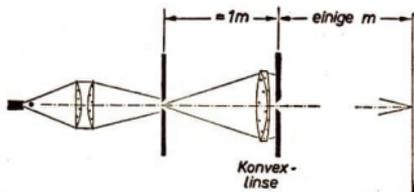


Abb. 72/1. Verbesserte Versuchsanordnung zur Beugung am Spalt

4. Die Beugung am Rande eines undurchsichtigen Schirmes. Wir bringen in der in Abb. 69/1 wiedergegebenen Versuchsanordnung an die Stelle des Beugungspaltes parallel zum Leuchtpalt die möglichst geradlinige Kante eines undurchsichtigen Schirmes, beispielsweise die Schneide einer Rasierklinge. Dadurch wird die Fläche des Bildschirms in ein helles, beleuchtetes und ein dunkles, beschattetes Feld geteilt. Außerdem beobachtet man Interferenzstreifen, die sich ins helle Gebiet hinein erstrecken. Im Schattengebiet entstehen keine Streifen (Abb. 72/2). Diese Interferenzerscheinung ist sehr häufig zu beobachten; denn sie tritt immer auf, wenn das Licht einer Lichtquelle geringer Ausdehnung an irgendeiner Körperbegrenzung vorbeistreift und dabei einen Schatten bildet.

Die Ursache der Erscheinung ist eine Interferenz zwischen dem direkten und dem an der Kante gebeugten Licht. Die genaue Erklärung des Sachverhaltes ist mit elementaren Mitteln sehr schwierig, so daß hier nicht darauf eingegangen werden kann.

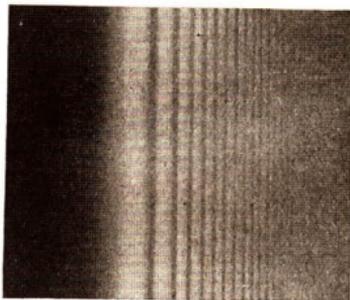


Abb. 72/2. Interferenzstreifen hinter einem geradlinig begrenzten Hindernis

5. Die Beugung an einem Draht. Wir ersetzen jetzt bei dem im 4. Abschnitt angegebenen Versuch die Rasierklinge durch einen geraden, zum Leuchtpalt parallel liegenden Draht oder ein Haar. Auf dem Bildschirm wird ein schmaler Schatten entworfen. Zu beiden Seiten des schmalen Schattens erstrecken sich Interferenzstreifen ins helle Gebiet. Neu ist jedoch das Auftreten schmaler heller Streifen im Schattengebiet, die beim Interferenzbild des einfachen Schirmrandes nicht vorhanden sind (Abb. 73/1). Die Erscheinung läßt sich ähnlich erklären wie die Interferenzstreifen hinter einem Doppelspalt. Dabei entsprechen die beiden an den Drahrändern gebeugten Wellen den beiden aus dem Doppelspalt austretenden Wellen. Wie beim Doppelspalt haben die Wellen genau in der Mitte hinter dem Draht, das heißt in der Mitte des Schattens, keinen Gangunterschied und verstärken sich. Zu beiden Seiten folgen je nach dem Gang-

unterschied der beiden Wellen abwechselnd helle und dunkle Streifen. Ihre Feinheit und Zahl hängt von der Drahtstärke und den anderen Größen der Versuchsanordnung ab.

Die für den Doppelspalt hergeleitete Beziehung ist auch auf die Beugung am Draht anwendbar.

In der Gleichung

$$\frac{\lambda}{a} = \frac{s_1}{e}$$

bedeutet jetzt lediglich die Größe a , die beim Doppelspalt der Abstand der beiden Spalte war, die Breite des Drahtes. s_1 bleibt der Abstand des ersten hellen Streifens von der hellen Mitte. Man bestimmt s_1 genauer, wenn man den Abstand über mehrere Streifen mißt und durch Division einen Mittelwert für s_1 errechnet. e ist der Abstand vom Draht zum Schirm.

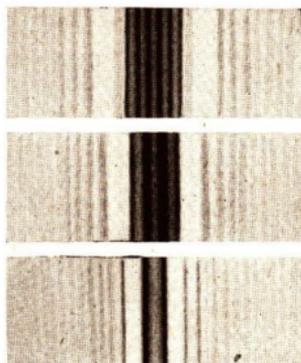


Abb. 73/1. Interferenzerscheinung hinter einem Draht

6. Fragen und Aufgaben:

- Beschreiben Sie eine Versuchsanordnung für die Beugung am Spalt!
- Wie ist das Zustandekommen der Interferenzstreifen bei der Beugung des Lichts an einem Spalt zu erklären?
- In welchen Längeneinheiten mißt man die Wellenlängen des Lichts?
- Bei einem Beugungsversuch wurde ein Beugungsspalt mit einer Breite $a = 0,5$ mm verwendet. Der Auffangschirm wurde in einer Entfernung von $e = 5$ m aufgestellt. Der Abstand zwischen dem zweiten dunklen Streifen links und rechts des hellen Mittelstreifens (vergleiche Abb. 70/1) wurde mit 22 mm gemessen. Wie groß war die Wellenlänge des verwendeten Lichts?
- Berechnen Sie die Wellenlänge des verwendeten gelben Lichts, wenn die Versuchsergebnisse $a = 0,2$ mm, $e = 2,5$ m, $2 \cdot s_2 = 29$ mm lauten!
- Bei einem Beugungsversuch beträgt die Breite des Beugungspaltes 0,3 mm, der Abstand des Auffangschirmes vom Spalt 3,5 m, die Wellenlänge des verwendeten Lichts 600 μ . Berechnen Sie den Abstand der ersten beiden dunklen Beugungsstreifen unter Zugrundelegung der obigen Versuchsergebnisse!
- Weshalb kann man bei der Beugung des Lichts am Spalt die Abstände e_1 , e_2 usw. stets gleich dem senkrechten Abstände e zwischen Spalt und Auffangschirm setzen?
- Mit welcher Versuchsanordnung kann man Interferenzerscheinungen hinter einem Schirmrand oder einem Draht erzeugen?
- Wie sieht das Interferenzbild eines geradlinigen Schirmrandes aus?
- Was für ein Interferenzbild liefert ein dünner Draht? Wie ist die Erscheinung zu erklären?
- Ein Draht mit einem Durchmesser von 1 mm zeigt bei Beleuchtung mit gelbem Licht ($\lambda = 580$ μ) im Schatten Interferenzstreifen mit einem Abstand von 1 mm. Wie weit ist der Auffangschirm vom Draht entfernt?

§ 15. Die Beugung des Lichts am optischen Gitter

1. Die Beugung einfarbigen Lichts am optischen Gitter. Ein *optisches Gitter* besteht aus vielen aneinandergereihten Spalten, beispielsweise aus einem photographischen Negativ mit feinen schwarzen Linien und engen durchsichtigen Zwischenräumen zwischen den Linien. Auf die technische Herstellung optischer Gitter wird weiter unten näher eingegangen werden. Um die Beugung des Lichts am Gitter zu beobachten, benutzen wir die in Abb. 72/1 wiedergegebene Versuchsanordnung, ersetzen in ihr jedoch den Beugungsspalt durch ein Gitter.

Wir arbeiten zunächst mit einfarbigem Licht, indem wir beispielsweise ein rotes Filterglas in den Strahlengang einschalten. Zuerst bilden wir wieder den Leuchtspalt als scharfen roten Streifen auf dem Bildschirm ab. Nach Einführen des Gitters zeigt sich eine Anzahl ziemlich scharf begrenzter roter Streifen zu beiden Seiten des Spaltbildes (Abb. 74/1a). Wir werden im folgenden erkennen, daß diese Streifen durch die Beugung des Lichts beim Durchgang durch das Gitter zustande kommen, daß es sich um Beugungsstreifen handelt. Führen wir den gleichen Versuch unter Verwendung eines grünen



Abb. 74/1. Interferenzstreifen in einfarbigem Licht hinter einem Beugungsgitter.
a) rotes Licht, b) grünes Licht, c) blaues Licht

Filters durch, so haben die Beugungsstreifen einen kleineren Abstand voneinander, bei einem blauen Filter einen noch kleineren (Abb. 74/1b und 74/1c).

Die nach außen zu immer lichtschwächer werdenden Beugungsstreifen zählt man nach *Ordnungen*. Das mittlere Spaltbild, das auch ohne Gitter vorhanden ist, hat die 0. Ordnung. Links und rechts davon erscheinen die beiden Streifen 1. Ordnung, anschließend die beiden Streifen 2. Ordnung usw.

2. Die Erklärung für die Beugung des Lichts am optischen Gitter. Die Beugung am Gitter ist mit der Beugung am Doppelspalt vergleichbar. Wir knüpfen deshalb an unsere Kenntnisse vom Doppelspalt an und betrachten zunächst diejenige Richtung, in der die beiden Wellen einen Gangunterschied von λ haben und sich somit verstärken (Abb. 74/2a). Geht man nun zum Gitter über, das heißt, bringt man in gleichen Abständen weitere Spaltöffnungen an, so hat jede hinzukommende Welle zur benachbarten wiederum einen Phasenunterschied von λ . In der betrachteten Richtung addieren sich demnach sämtliche durch die Gitteröffnungen tretenden Wellen (Abb. 74/2b).

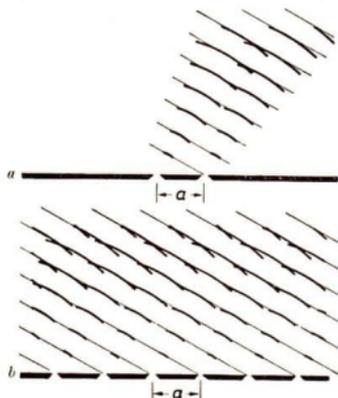


Abb. 74/2
Die Beugung an einem Doppelspalt (a) und an einem Gitter (b). Die gebeugten Elementarwellen verstärken sich beim Doppelspalt und beim Gitter in der gleichen Richtung.

Die Gleichung $\frac{\lambda}{a} = \frac{s_1}{e}$, die beim Doppelspalt für diejenige Richtung gilt, in der die interferierenden Wellen einen Gangunterschied von λ haben und sich somit verstärken, gilt also auch für Gitter. Der Abstand a zweier benachbarter Spalte wird beim Gitter als *Gitterkonstante* bezeichnet. s_1 ist der Abstand zwischen den Beugungsstreifen 0. und 1. Ordnung.

Für den Beugungsstreifen 2. Ordnung gilt die Gleichung

$$\frac{2 \cdot \lambda}{a} = \frac{s_2}{e},$$

worin s_2 den Abstand zwischen den Beugungsstreifen 0. und 2. Ordnung bezeichnet.

Die Orte, an denen sich die Wellen verstärken, stimmen somit beim Doppelspalt und beim Gitter überein. Für die Orte, an denen sich die Wellen gegenseitig schwächen, ergibt sich jedoch ein grundlegender Unterschied.

Beim Doppelspalt vollzieht sich genau wie beim einfachen Spalt der Übergang zwischen den Orten der maximalen Verstärkung und der maximalen Schwächung allmählich. Vollständige Auslöschung der Wellenbewegung tritt nur genau in der Mitte zwischen zwei Verstärkungen ein, wo nämlich die beiden Wellen einen Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ haben. An den übrigen Stellen ist die Stärke der Wellenbewegung von dem Gangunterschied der beiden Wellen abhängig, der zwischen 0 und $\frac{\lambda}{2}$ liegt.

Beim Gitter dagegen konzentriert sich die maximale Verstärkung auf eng begrenzte Stellen des Bildschirms, es entstehen schmale scharfe Streifen. Unmittelbar zu beiden Seiten dieser Streifen und im gesamten Zwischenraum ist die Wellenbewegung praktisch ausgelöscht.

Zur Erklärung dieser Eigenart der Beugung am Gitter betrachten wir beispielsweise die Richtung, in der zwei benachbarte Wellen den Gangunterschied $l = \frac{1}{10} \cdot \lambda$ haben. Die Amplitude der aus der Überlagerung resultierenden Wellenbewegung bestimmen wir zeichnerisch auf dieselbe Art wie in Abb. 61/1.

Beim Doppelspalt überlagern sich nur zwei Wellen (Abbildung 75/1a). Die resultierende Welle ist stärker gezeichnet.

Anders liegen die Verhältnisse beim Gitter. Befinden sich beispielsweise zehn Spalte nebeneinander, besteht demnach das Gitter aus zehn Öffnungen, so löschen sich die zehn hindurchtretenden Wellen, die einen gegenseitigen Gangunterschied von $\frac{1}{10} \cdot \lambda$ haben, vollständig aus, wie die zeichnerische Darstellung erkennen läßt (Abb. 75/1b). Wie man sieht, lassen sich

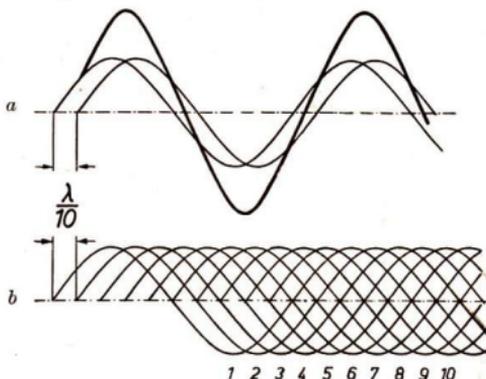


Abb. 75/1. Die zeichnerische Ermittlung der Amplitude der durch Überlagerung a) aus zwei Wellen, b) aus zehn Wellen resultierenden Welle. Der Phasenunterschied beträgt in beiden Fällen $\frac{1}{10} \cdot \lambda$.

von den zehn in der Zeichnung wiedergegebenen Wellen jeweils zwei zusammenfassen, die einen Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ haben.

Der oben vorgenommene Vergleich läßt sich noch für andere Gangunterschiede durchführen. Das Ergebnis ist in Abb. 76/1 dargestellt. Im oberen Teil des Bildes ist für den Doppelspalt die Amplitude der resultierenden Welle in Abhängigkeit vom Gangunterschied wiedergegeben. Für den Gangunterschied $l = 0$ hat die Amplitude ein Maximum, die Wellen verstärken sich maximal, wenn sie in Phase sind. Für $l = \frac{\lambda}{2}$ ist die Amplitude Null; die beiden Wellen löschen sich aus. Die Größe der Amplitude für $l = \frac{1}{10} \cdot \lambda$ wurde in Abb. 75/1a zeichnerisch ermittelt.

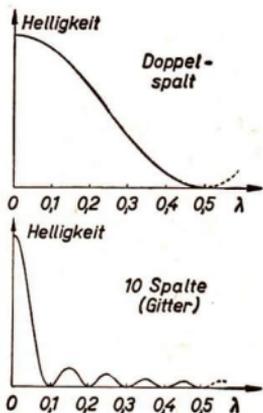


Abb. 76/1. Die Darstellung der resultierenden Amplitude in Abhängigkeit vom Phasenunterschied bei einem Doppelspalt und b) bei einem zehnteiligen Gitter

Im unteren Diagramm ist die Amplitude der Resultierenden von zehn Wellen dargestellt, und zwar ebenfalls in Abhängigkeit vom dem Gangunterschied l zwischen den Wellen. Für $l = 0$ sind sämtliche Wellen in Phase; ihre Amplituden, die hier kleiner als beim Doppelspalt angenommen sind, addieren sich. Für $l = \frac{1}{10} \cdot \lambda$ löschen sich die Wellen aus, wie es in Abbildung 75/1b dargestellt ist. Das gleiche erfolgt bei $l = \frac{2}{10} \cdot \lambda$, $l = \frac{3}{10} \cdot \lambda$ usw. Dazwischen ergeben sich geringe Maxima, die man als *Nebenmaxima* bezeichnet.

Auf Grund der soeben betrachteten Darstellung der Amplituden der interferierenden Wellen bezeichnet man die hellen Interferenzstreifen oft als *Maxima* und die Auslöschgebiete als *Minima*.

Der Vergleich zwischen den Interferenzstreifen hinter einem Doppelspalt und hinter einem Gitter mit zehn Öffnungen hat erbracht:

Die Interferenzmaxima hinter einem Gitter sind bei Verwendung einfarbigen Lichts schmal und scharf begrenzt. Sie sind um so schmaler, je mehr Spalte ein Gitter enthält. Um so gleichmäßiger sind auch die Wellen im gesamten Gebiet zwischen den Maxima ausgelöscht. Für die Maxima gilt die Gleichung

$$\frac{n \cdot \lambda}{a} = \frac{s_n}{e}$$

Hierin bedeuten a die Gitterkonstante, e die Schirm Entfernung, s den Abstand eines Maximums von der hellen Mitte und n die Ordnung.

Dabei sind, wie bereits in § 12, 3 nachgewiesen wurde, die dunklen Gebiete nicht dadurch entstanden, daß dort Energie vernichtet wurde; es ist überhaupt keine Energie in diese Gebiete gelangt. Die gesamte einfallende Lichtenergie wird vielmehr in die schmalen Gebiete der Wellenverstärkung gelenkt, woraus sich die große Helligkeit der Maxima erklärt.

3. Die Bestimmung von Wellenlängen des Lichts mit dem optischen Gitter. Wie im vorhergehenden Abschnitt ausgeführt wurde, gilt für die beiden Interferenzstreifen 1. Ordnung hinter einem Gitter die Gleichung

$$\frac{\lambda}{a} = \frac{s_1}{e}$$

Da die Streifen hell, schmal und scharf begrenzt sind und im allgemeinen weit auseinanderliegen, kann man ihren gegenseitigen Abstand $2 \cdot s_1$ genau messen und daraus die Wellenlänge des benutzten Lichts wesentlich genauer berechnen als bei Verwendung eines einzelnen Spaltes oder eines Doppelspaltes. Wir führen als Beispiel die Bestimmung der Wellenlänge des roten Lichts durch. Dazu benutzen wir die in Abb. 72/1 dargestellte Versuchsanordnung, ersetzen aber den Beugungsspalt durch ein *Beugungsgitter*.

Einfarbiges rotes Licht erhalten wir, indem wir ein rotes Glasfilter hinter dem Leuchtpspalt in den Strahlengang halten.

Der Versuch liefert folgende Werte:

Die Gitterkonstante a entnehmen wir dem Aufdruck auf dem Gitter, andernfalls bestimmen wir sie unter dem Mikroskop. Sie beträgt in unserem Falle 0,015 mm. Das bedeutet, daß das Gitter auf 1 mm 67 Linien und 67 Spalte enthält. Den Abstand e vom Gitter zum Beugungsstreifen 1. Ordnung auf dem Aufschirm, messen wir mit einem Bandmaß zu 2,17 m = 2170 mm. Den gegenseitigen Abstand $2 \cdot s_1$ der beiden Beugungsstreifen 1. Ordnung ermitteln wir durch ein auf den Aufschirm gelegtes Lineal zu $2 \cdot s_1 = 19 \text{ cm} = 190 \text{ mm}$. Mithin ist $s_1 = 95 \text{ mm}$. Die Rechnung an Hand der Interferenzgleichung ergibt somit:

$$\lambda = \frac{a \cdot s_1}{e} = \frac{0,015 \cdot 95}{2170} \text{ mm} = 0,00067 \text{ mm} = 670 \mu\text{m}.$$

Mit der gleichen Versuchsanordnung und nach dem gleichen Rechenverfahren kann auch die Gitterkonstante berechnet werden, wenn die Wellenlänge des verwendeten Lichts bekannt ist.

4. Monochromatisches Licht. Bei Verwendung eines andersfarbigen Glasfilters, zum Beispiel eines Blau- oder Grünfilters, liegen die Beugungsstreifen an anderen Stellen als beim roten Licht.

Die Wellenlängen der wichtigsten Farben des sichtbaren Lichts sind in der beigefügten Tabelle angegeben.

Wellenlängen des Lichts, gemessen in μm

| Rot | Orange | Gelb | Gelbgrün | Blaugrün | Blau | Violett |
|-----|--------|------|----------|----------|------|---------|
| 650 | 600 | 580 | 550 | 500 | 450 | 400 |

Die angegebenen Werte sind als Mittelwerte der Wellenlängen in den genannten Farbbereichen anzusehen.

Wir hatten durch Abb. 76/1 veranschaulicht, daß eine Wellenbewegung hinter einem Gitter schmale und scharf begrenzte Beugungsstreifen hervorruft. Wir setzten dabei stillschweigend voraus, daß die interferierenden Wellen nur eine einzige Wellenlänge besitzen. Lichtwellen, die dieser Bedingung genügen, nennt man *monochromatisch*¹.

Wir untersuchen daraufhin das bei den oben beschriebenen Versuchen verwendete Licht. Die Beugungsstreifen hinter farbigen Glasfiltern erweisen sich, abgesehen von bestimmten Rotfiltern, als ziemlich breit. Man kann demnach

¹ *mónos* (griech.) = ein; *chróma* (griech.) = die Farbe; *monochromatisch* = einfarbig

das hindurchgelassene Licht nicht als monochromatisch ansprechen, obwohl das Filter für das Auge einen einheitlichen Farbeindruck hinterläßt. Es läßt sich somit nach dem oben beschriebenen Verfahren nur eine mittlere Wellenlänge berechnen. Rein monochromatisches Licht läßt sich durch Interferenzfilter erzeugen. Das sind Filter, die nicht aus gefärbtem Glas bestehen, sondern durch Interferenz bestimmte Farben auslöschen. Sie lassen beispielsweise von dem weißen Licht einer Bogenlampe nur eine bestimmte Farbe hindurch und erzeugen so hinter dem Gitter sehr schmale Beugungstreifen. Das von ihnen ausgesonderte Licht ist monochromatisch.

Leuchtende Gase geben außerordentlich scharfe Beugungstreifen verschiedener Farbe. Die gelbe Natriumflamme zum Beispiel liefert scharfe gelbe Beugungstreifen zu beiden Seiten des Spaltbildes. Für sehr hohe Anforderungen an die Einfarbigkeit des Lichts benutzt man das Licht leuchtender Gase in Verbindung mit Glasfiltern.

Als besonders schmal und scharf hat sich die rote Linie des *Cadmiumlichts* erwiesen. Man hat deshalb die Längeneinheit auf die Wellenlänge dieses Lichts zurückgeführt und hat damit ein weitgehend *unveränderliches Längennormal* gefunden, das leicht reproduziert werden kann:

Die Wellenlänge der roten Cadmiumlinie beträgt bei 15° C und bei 760 Torr $\lambda_{\text{Cd}} = 6438,4696 \text{ \AA}$. Demnach enthält 1 m 1553 164,13 Wellenlängen des roten Lichts der Cadmiumlinie.

5. Das kontinuierliche optische Spektrum. Wie die bisher durchgeführten Versuche zeigen, liegen die Beugungstreifen der verschiedenen Farben nicht an der gleichen Stelle des Auffangschirms. Sie sind nach ihrer Wellenlänge geordnet. Das geht aus der Gleichung

$$\frac{\lambda}{a} = \frac{s_1}{e}$$

hervor. Da innerhalb eines Versuches die Gitterkonstante a und der Abstand e vom Gitter zum Auffangschirm konstant bleiben, ist s_1 proportional λ . Wenn das Gitter bei Benutzung weißen Lichts verschiedenfarbige Beugungstreifen in kontinuierlicher Folge nebeneinander zeigt, mit anderen Worten, ein kontinuierliches Spektrum erzeugt (Abb. 78/1), dann ist daraus zu schließen, daß das weiße Licht Lichtwellen sämtlicher Wellenlängen im sichtbaren Bereich enthält.

Die durch ein Gitter erzeugten Spektren nennt man **Beugungsspektren** zur Unterscheidung von den **Dispersionsspektren**, die durch ein Prisma erzeugt werden (vgl. LB 10, § 22, 1).

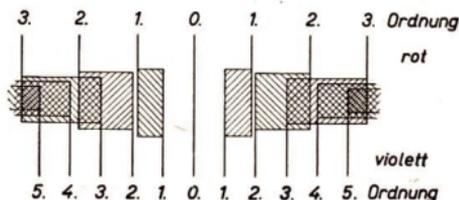


Abb. 78/1. Kontinuierliches Beugungsspektrum. Zum Vergleich sind die roten und violetten Interferenzstreifen eingezeichnet. Von der zweiten Ordnung an überschneiden sich die Spektren.

Das Beugungsspektrum hat gegenüber dem Dispersionsspektrum den Vorteil, daß die Spektralfarben auf dem Auffangschirm nach einer linearen Wellenlängenskala angeordnet sind, da, wie oben ausgeführt, der Abstand s_1 jeder Farbe von der Mitte proportional der Wellenlänge λ ist (Abb. 79/1). Rot mit der

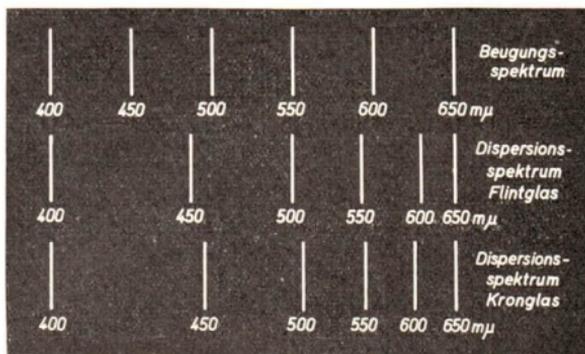


Abb. 79/1. Vergleich zwischen einem Beugungsspektrum und zwei Dispersionsspektren. Im Beugungsspektrum sind die Farben linear nach der Wellenlänge angeordnet.

größten Wellenlänge wird durch Beugung am stärksten abgelenkt, während beim Dispersionsspektrum Rot am wenigsten abgelenkt wird.

An die zwei Beugungsspektren 1. Ordnung zu beiden Seiten des weißen Mittelstreifens schließen sich zwei Beugungsspektren 2. Ordnung an. Die beiden Spektren 3. Ordnung überdecken mit ihrem violetten Teil noch das rote Gebiet des Spektrums 2. Ordnung (vgl. Abb. 78/1). Wir erkennen das auch aus einer kurzen Rechnung. Das rote Gebiet des Spektrums 2. Ordnung hat den Abstand

$$s_2 = \frac{e \cdot 2 \cdot \lambda}{a} = \frac{e \cdot 2 \cdot 630}{a} = 1260 \frac{e}{a} \text{ m}\mu$$

vom weißen Mittelstreifen. Das Violett der 3. Ordnung hat den Abstand

$$s_3 = \frac{e \cdot 3 \cdot \lambda}{a} = \frac{e \cdot 3 \cdot 420}{a} = 1260 \frac{e}{a} \text{ m}\mu.$$

Beide Farben liegen somit auf der gleichen Stelle des Schirmes und lassen eine weißliche Mischfarbe entstehen. Die Spektren höherer Ordnung überdecken sich in noch stärkerem Maße. Beispielsweise fallen das Violett (400 $\text{m}\mu$) der 6. Ordnung, das Blaugrün (480 $\text{m}\mu$) der 5. Ordnung und das Orange (600 $\text{m}\mu$) der 4. Ordnung auf die gleiche Stelle des Schirmes.

Der für den Menschen sichtbare Wellenlängenbereich des Lichts liegt etwa zwischen 400 und 700 $\text{m}\mu$. Die größte Empfindlichkeit hat das menschliche Auge für das Licht der Wellenlängen 500 bis 550 $\text{m}\mu$, mithin für Blaugrün bis Gelbgrün. Diese Tatsache ist ein eindrucksvolles Beispiel für die Anpassung der Lebewesen an die gegebenen Bedingungen im Laufe ihrer Entwicklung; denn die Sonne strahlt gerade Licht dieser Wellenlänge am intensivsten aus. Nach den Grenzen des sichtbaren Gebiets zu nimmt die Empfindlichkeit des Auges erheblich ab: Bei 390 $\text{m}\mu$ und bei 610 $\text{m}\mu$ ist die Empfindlichkeit gegenüber dem Maximum auf ein Hundertstel abgesunken, bei 370 $\text{m}\mu$ und bei 630 $\text{m}\mu$ auf ein Tausendstel.

An das Gebiet des sichtbaren Lichts schließen sich die Spektralgebiete des *ultra-roten* und die des *ultravioletten Lichts* an (vgl. LB 10, § 29, 4 und 5).

Das Gesamtgebiet des sichtbaren und des ultraroten wie des ultravioletten Lichts bezeichnet man als das **optische Spektrum**.

Über die Wellenlängen der unsichtbaren Teile des optischen Spektrums werden wir im Abschnitt Das elektromagnetische Spektrum Näheres erfahren.

6. Die Herstellung optischer Gitter. Gute, für wissenschaftliche Zwecke angefertigte Beugungsgitter werden hergestellt, indem auf einer *Teilmaschine* mit einem Diamanten Striche in eine Glasplatte geritzt werden. Die geritzten Stellen sind lichtundurchlässig, die unverletzten Glasstreifen sind die Spalte des Gitters (Abb. 80/1). Man hat die Dichte der Linien bis auf etwa 800 Linien je Millimeter steigern können. Für viele Zwecke genügen die weniger kostspieligen Gitterkopien, die als Gelatineabdruck eines geritzten Gitters gewonnen werden. Gitter mit nicht so feinen Linien lassen sich auch auf *photographischem Wege* durch Reproduktion eines gezeichneten Linienrasters erzeugen. Auch parallel gespannte dünne Drähte mit regelmäßigen Zwischenräumen sind als Beugungsgitter verwendbar.

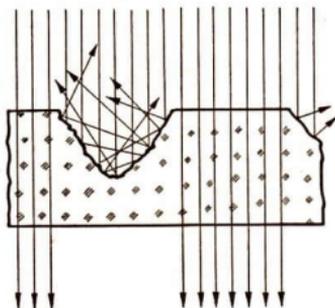


Abb. 80/1. Schnitt durch ein in Glas geritztes Beugungsgitter. Die unverletzten Glasstreifen sind die durchlässigen Spalte.

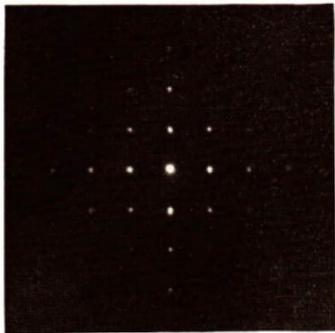


Abb. 80/2. Interferenzerscheinungen hinter einem Kreuzgitter im monochromatischen Licht

Da die Fäden in zwei zueinander senkrechten Richtungen angeordnet sind, nennen wir solche Gitter *Kreuzgitter*. Ersetzen wir in der in Abb. 72/1 skizzierten Anordnung den Leuchtpalt durch ein kleines Loch von etwa 1 mm Durchmesser, dann erzeugt ein Kreuzgitter ein Beugungsbild, wie es in Abb. 80/2 gezeigt ist.

Besondere Bedeutung haben auch die *Reflexionsgitter*, bei denen die Linien in eine polierte, leicht zylindrisch gewölbte Metallplatte eingeritzt sind. Man betrachtet das vom Gitter reflektierte Licht. Diese Anordnung hat den Vorteil, daß es auch für Spektralbereiche verwendet werden kann, die im Glas absorbiert werden würden, denn es benötigt dank seiner Krümmung keine Glaslinsen zur Abbildung des Spektrums.

Vogelfedern wirken infolge ihrer regelmäßigen Struktur auch als Beugungsgitter. Davon kann man sich überzeugen, wenn man durch eine Feder hindurch gegen eine Lichtquelle geringer Ausdehnung blickt. Feine Gewebe, beispielsweise Regenschirmseide, wirken ebenfalls als Beugungsgitter.

Auch der Strahlenkranz, mit dem eine grelle Lichtquelle umgeben zu sein scheint, wenn man sie im Dunkeln betrachtet, ist durch Beugung verursacht, die die Lichtwellen an den *Augenwimpern* erleiden.

7. Versuche, Fragen und Aufgaben:

1. Beschreiben Sie eine Versuchsanordnung zur Vorführung der Beugung am Gitter!
2. Warum sind die Beugungstreifen bei Verwendung monochromatischen Lichts hinter einem Gitter schmal und scharf, beim Doppelspalt bzw. einfachen Spalt jedoch breit und unscharf?
3. Was versteht man unter monochromatischem Licht?
4. Wie kommt ein Beugungsspektrum zustande?
5. Wodurch unterscheidet sich ein Beugungsspektrum von einem Dispersionsspektrum?
6. Wie kommt es, daß sich die höheren Ordnungen der Beugungsspektren überlagern?
7. Welchen Wellenbereich umfaßt das sichtbare Licht?
8. Ein optisches Gitter hat eine Gitterkonstante von 0,015 mm. Bei einem Beugungsversuch sind auf dem 2,5 m entfernten Auffangschirm die beiden Beugungstreifen 1. Ordnung 20 cm voneinander entfernt. Wie groß ist die Wellenlänge des verwendeten Lichts?
9. Bei einem Beugungsversuch mit einem optischen Gitter wurden die folgenden Werte festgestellt. Das verwendete Natriumlicht hat eine Wellenlänge von $\lambda = 590 \text{ m}\mu$. Der Auffangschirm ist 2 m vom Gitter entfernt. Der Abstand der beiden Beugungstreifen 1. Ordnung voneinander beträgt 18 cm. Wie groß ist die Gitterkonstante?
10. Stechen Sie mit einer glühenden Nadelspitze ein Loch in ein Stück schwarzes Papier! Halten Sie das Papier vor eine helle Glühlampe und betrachten Sie das Loch durch eine Vogelfeder, durch ein Stück feines Gewebes (Gaze), durch ein feines Küchensieb aus Draht oder Kunststoff, durch ein Beugungsgitter! Was beobachten Sie, und wie ist die Erscheinung zu erklären?
11. Photographieren Sie einen Bogen Millimeterpapier, ein regelmäßiges kariertes oder ein Streifenmuster stark verkleinert und verwenden Sie das photographische Negativ als Beugungsgitter!

§ 16. Die Fresnelschen Interferenzversuche

Schon der holländische Physiker *Christian Huygens* hatte im Jahre 1678 erkannt, daß das Licht Wellennatur besitzt, und gründete die Erkenntnis von der Ausbreitung des Lichts und anderer Wellenvorgänge auf das von ihm aufgestellte Prinzip von den Elementarwellen (vgl. LB 10, § 7).

Die in den Paragraphen 14 und 15 beschriebenen Interferenzerscheinungen des gebeugten Lichts sind eine starke Stütze der Vorstellung von der Wellennatur des Lichts. Es konnte aber damit nicht der Einwand entkräftet werden, das Licht erhalte erst bei dem Beugungsvorgang, das heißt beim Auftreffen auf das beugende

Hindernis, Welleneigenschaften. Doch wies der französische Physiker *Fresnel*¹ im Jahre 1822 mit Hilfe einer von ihm angeordneten Versuchsanordnung nach, daß eine Lichtinterferenz auch ohne Beteiligung der Beugung auftreten kann. Beugungstreifen sind allerdings auch hierbei stets als störende Nebenerscheinung zu beobachten und dürfen nicht mit den unmittelbar erzeugten Interferenzstreifen verwechselt werden.

1. Der Fresnelsche Spiegelversuch. Die Versuchsanordnung besteht im wesentlichen aus einem sehr schmalen Leuchtspalt und zwei aneinanderstoßenden, ganz wenig gegeneinander geneigten Spiegeln. Sie bilden miteinander einen Winkel, der nur wenig kleiner als 180° ist. Diese Anordnung zweier Spiegel nennt man den *Fresnelschen Doppelspiegel*. Er ist aus zwei ebenen Platten schwarzen Glases gefertigt, die sich ein wenig

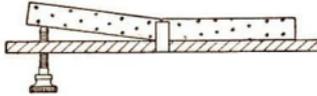


Abb. 82/1. Fresnelscher Doppelspiegel

gegeneinander neigen lassen und deren Oberflächen wie Spiegel wirken (Abb. 82/1). Wir führen den Versuch schrittweise durch. Zuerst lassen wir das Lichtbündel durch den Leuchtspalt hindurch auf den Auffangschirm fallen, auf dem wir einen nicht scharf begrenzten Lichtfleck beobachten. Dann bringen wir den

Doppelspiegel so in den Strahlengang, daß das Lichtbündel nahezu streifend auftrifft. Die beiden Spiegel sind zunächst deutlich gegeneinander geneigt (160°). Auf dem Bildschirm erscheinen neben dem ursprünglichen Lichtfleck als Folge der Spiegelung zwei weitere Lichtflecke. Sie weisen an den Rändern Beugungstreifen auf, die auf eine Beugung an den Kanten der Spiegel zurückzuführen sind (Abb. 82/2 a, vgl. auch die Beugung am Schirmrand § 14, 4). Nun drehen wir den neigbaren Spiegel behutsam zurück, bis er mit dem anderen Spiegel nahezu in einer Ebene liegt. Dabei wandert der eine Lichtfleck langsam auf den anderen zu und über-

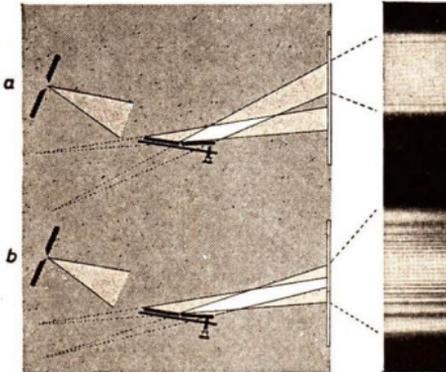


Abb. 82/2. Fresnelscher Spiegelversuch

- a) Die beiden Lichtflecke überdecken sich nicht. Es treten nur Beugungstreifen auf.
b) Die beiden Lichtflecke überdecken sich. Im Überdeckungsgebiet sind Interferenzstreifen zu erkennen.



Augustin Jean Fresnel
(1788—1827)

¹ Augustin Jean Fresnel (1788—1827), ein bedeutender französischer Physiker. Er hat die Wellentheorie des Lichts weiterentwickelt und sie durch seine Forschungen gefestigt.

deckt ihn schließlich. Es werden außer den Beugungsstreifen feine, scharf begrenzte Interferenzstreifen im Überlappungsgebiet sichtbar (Abbildung 82/2b).

Die gleiche Erscheinung zeigt sich, wenn man an Stelle des Doppelspiegels ein *Fresnelsches Biprisma*¹ verwendet (Abb. 83/1). Man kann sich das Biprisma aus zwei flachen Prismen mit sehr kleinen brechenden Winkeln zusammengesetzt denken, die das Lichtbündel teilen und die Teilbündel unter einem sehr spitzen Winkel gegeneinander lenken. Im Überlappungsgebiet zeigen sich wieder Interferenzstreifen.

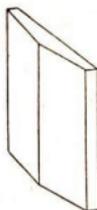


Abb. 83/1
Fresnelsches
Biprisma

2. Die Erklärung für das Zustandekommen der Interferenzstreifen. Wie aus den Versuchen hervorgeht, teilen der Doppelspiegel und das Biprisma das vom Spalt ausgehende Licht in zwei sich überlappende Lichtbündel. Diese beiden Lichtbündel scheinen von zwei dicht nebeneinander liegenden Lichtquellen S_1 und S_2 herzukommen (Abb. 83/2). Die beiden Lichtquellen sind mit dem in § 13, 1 be-

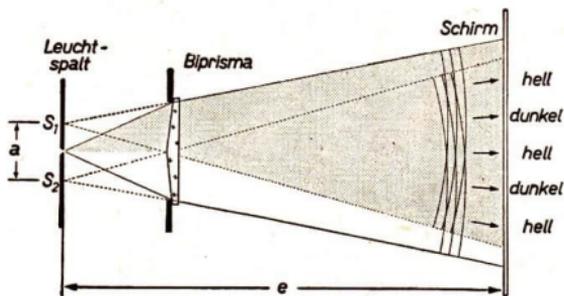


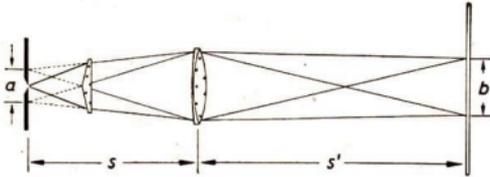
Abb. 83/2. Das Zustandekommen der Interferenzstreifen hinter dem Biprisma. In S_1 und S_2 liegen die scheinbaren Lichtquellen beider Strahlenbündel. Das durch die eine Prismenhälfte verlaufende Bündel ist durch Grautönung hervorgehoben.

handelten Doppelspalt vergleichbar. Wie dort ausführlich dargestellt wurde, müssen im Überlappungsgebiet der beiden Wellensysteme Interferenzstreifen auftreten.

Betrachtet man S_1 und S_2 als zwei getrennte Lichtquellen, so stimmen beide Anordnungen weitgehend überein. Man kann somit die für den Doppelspalt aufgestellte Gleichung $\frac{\lambda}{a} = \frac{s_1}{e}$ ohne weiteres auf den Doppelspiegel und das Biprisma anwenden. e ist der Abstand zwischen dem Bildschirm und den beiden virtuellen Lichtquellen, mithin der Abstand zwischen dem Bildschirm und dem Spalt. s_1 ist beim Doppelspalt der Abstand des ersten hellen Interferenzstreifens von der Mitte. Bei den zahlreichen Streifen im Interferenzbild beim Biprisma ist der mittlere Streifen meist gar nicht zu bestimmen. Da die Streifen alle gleichen Abstand haben, ermittelt man s_1 als den Abstand zwischen zwei benachbarten hellen Streifen. Der Abstand a der beiden virtuellen Lichtquellen voneinander wird durch eine vergrößerte optische Abbildung bestimmt. Dazu setzt man eine achromatische Linse vor das Biprisma bzw. vor den Doppelspiegel und bildet die beiden

¹ bi (lat.) = zwei, doppelt

virtuellen Spaltbilder scharf auf den Schirm ab (Abb. 84/1): Den Vergrößerungsmaßstab bestimmt man aus dem Verhältnis der Bildweite s' zur Gegenstandsweite s . Es ist dann $\frac{a}{b} = \frac{s}{s'}$,

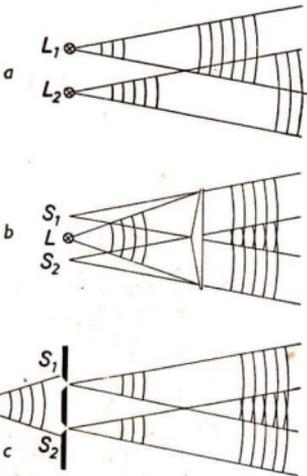


worin b der Abstand der beiden Schirmbilder der virtuellen Spaltbilder ist.

Abb. 84/1. Versuchsanordnung zur Bestimmung des Abstandes der beiden scheinbaren Lichtquellen voneinander

3. Die Kohärenzbedingung. Hinsichtlich der Interferenzbilder unterscheidet sich die Wirkung der beiden virtuellen Lichtquellen nicht von den beiden beleuchteten Öffnungen eines Doppelspaltes. Man könnte deshalb versuchen, die beiden Spaltöffnungen durch zwei wirklich vorhandene Lichtquellen, etwa durch zwei dünne leuchtende Drähte gleicher Breite und gleichen Abstandes zu ersetzen. Diese Drähte liefern indessen nicht die geringste Interferenzerscheinung. Die Ursache liegt in der Eigenart der Lichtausendung.

Das Licht besteht aus einer unvorstellbar großen Zahl von *Wellenzügen*, die in rascher, unregelmäßiger Folge von den einzelnen Atomen der Lichtquelle, beispielsweise den Atomen eines glühenden Drahtes, ausgesandt werden. Zur Veranschaulichung eines Wellenzuges kann man sich eine Wasserwelle vorstellen,



die nur durch vereinzelte Schwingungen eines Erregungszentrums erzeugt wurde. Man sieht einen Wellenzug, der aus nur wenigen, beispielsweise aus zehn Wellenlängen besteht und sich auf der Wasseroberfläche ausbreitet. Ähnlich liegen die Verhältnisse beim Licht, nur liegt hier die Länge der Wellenzüge zwischen Bruchteilen eines Millimeters bei weißem Licht und einigen Dezimetern bei monochromatischem Licht.

Wir gehen nun von dieser Feststellung aus und untersuchen die Möglichkeiten für das Zustandekommen von Interferenzerscheinungen bei zwei nebeneinanderliegenden parallelen Drähten L_1 und L_2 . Zur Vereinfachung der Darstellung nehmen wir an, daß die Drähte monochromatisches Licht, das heißt Wellenzüge gleicher Wellenlänge, aussenden. Die von den beiden Drähten L_1 und L_2 in unregelmäßiger Folge ausgehenden Wellenzüge interferieren zum Teil gar nicht (Abb. 84/2a), zum Teil interferieren sie zwar, bewirken jedoch infolge des willkürlichen und zufälligen Gangunter-

Abb. 84/2. Kohärenz als Vorbedingung für das Zustandekommen einer Interferenz

- a) zwei reelle Lichtquellen — inkohärentes Licht — keine Interferenz,
- b) eine reelle Lichtquelle, Verdoppelung durch Spiegelung oder Brechung — kohärentes Licht — Interferenz,
- c) eine reelle Lichtquelle, Verdoppelung durch Beugung — kohärentes Licht — Interferenz

schiedes zweier solcher Wellenzüge einen raschen Wechsel in der Lage der hellen und dunklen Interferenzstreifen auf dem Bildschirm. Dadurch erscheint der Schirm gleichmäßig beleuchtet; eine Interferenzerscheinung wird nicht wahrgenommen.

Anders ist es, wenn man nur eine reelle Lichtquelle verwendet und sie durch einen Doppelspalt oder durch ein Biprisma verdoppelt. Wir ersetzen auch beim Biprisma den Spalt durch einen dünnen leuchtenden Draht, der unregelmäßig Wellenzüge aussendet (Abb. 84/2 b). Das Biprisma spaltet aber jeden einzelnen der Wellenzüge in zwei Wellenzüge auf, die stets in der gleichen Weise interferieren und ein ruhendes Interferenzbild mit hellen und dunklen Streifen liefern. Dasselbe kann man durch Verwenden eines Fresnelschen Doppelspiegels erreichen. Die beiden scheinbaren Lichtquellen senden im Gegensatz zu den beiden vorher betrachteten realen Lichtquellen ihre Wellenzüge stets gleichzeitig aus. Licht, das diese Bedingung erfüllt, nennt man *kohärentes*¹ Licht. Licht, für das dies nicht zutrifft, heißt *inkohärent*. Die oben angegebenen Versuche haben erwiesen, daß Interferenzerscheinungen nur dann auftreten, wenn man kohärentes Licht verwendet.

In Abb. 84/2 c ist dargestellt, daß auch das aus einem Doppelspalt austretende Licht kohärent ist, denn es wird von einer Lichtquelle ausgesendet. Der Leuchtpalt ist dabei wieder durch einen leuchtenden Draht ersetzt.

Lichtwellenzüge sind kohärent, wenn sie einer Lichtquelle entstammen.

Kohärente Wellenzüge lassen sich durch Reflexion, Brechung und Beugung zur Interferenz bringen.

4. Interferometer. *Interferometer* sind Geräte, in denen ähnlich wie bei den Fresnelschen Versuchen ein Lichtbündel durch Reflexion oder Brechung in zwei Teilbündel zerlegt wird. Nach der Wiedervereinigung interferieren die beiden Teilbündel. Bringt man in das eine der beiden Teilbündel eine durchsichtige Substanz, dann erhalten die Bündel einen zusätzlichen Gangunterschied, der sich in einer Verschiebung der Interferenzstreifen äußert. Daraus kann man das Brechungsverhältnis der zu untersuchenden Substanz gegen die Luft errechnen. Interferometer ermöglichen es außerdem, kleine Längen in Wellenlängen des verwendeten monochromatischen Lichts auszumessen und somit Längen mit höchster Genauigkeit zu messen. Sie werden zu diesem Zweck in der Wissenschaft wie in der Technik vielfach verwendet und werden heute in verschiedenen Ausführungsformen von der Industrie gebaut.

Abb. 85/1 zeigt das Interferometer des VEB Carl Zeiss, Jena. Dieses Gerät teilt die Lichtwellenzüge durch einen Doppelspalt und vereinigt sie wieder durch eine Sammellinse (Abb. 86/1). In die beiden getrennten Lichtwege werden Kammern für zwei zu vergleichende Flüssigkeiten oder Gase gebracht. Diese Kammern sind je nach dem Verwendungszweck 5 mm bis 1 m lange Glasröhren.

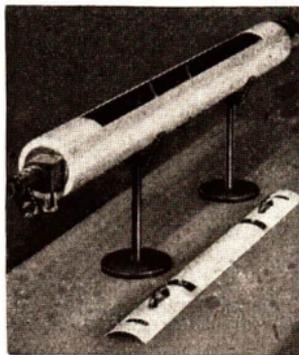


Abb. 85/1. Zeiss-Interferometer

¹ cohaerere (lat.) = zusammenhängen

5. Fragen und Aufgaben:

1. Wie ist das Zustandekommen der Interferenzstreifen beim Versuch mit dem Fresnelschen Doppelspiegel zu erklären?
2. Wie kommen die Interferenzstreifen hinter einem Fresnelschen Biprisma zustande?
3. Erklären Sie die Entstehung der Beugungsstreifen beim Fresnelschen Spiegelversuch!
4. Ein Versuch mit dem Fresnelschen Biprisma ergab die folgenden Werte. Für das verwendete weiße Licht kann man im Mittel die Wellenlänge $\lambda = 550 \text{ m}\mu$ zugrunde legen. Der Abstand vom Spalt zum Auffangschirm betrug 2 m. Der Abstand der beiden virtuellen Lichtquellen wurde aus der vergrößerten Abbildung gemäß Abb. 84/1 berechnet. Dabei wurden b mit 22 mm, s mit 20 cm und s' mit 2,4 m gemessen. Wie groß ist der Abstand s_1 der Interferenzstreifen voneinander?
5. Weshalb treten bei zwei parallelen leuchtenden Drähten keine Interferenzerscheinungen auf?
6. Was versteht man unter kohärentem Licht?
7. Wie kann man zwei kohärente Lichtwellenzüge erzeugen?

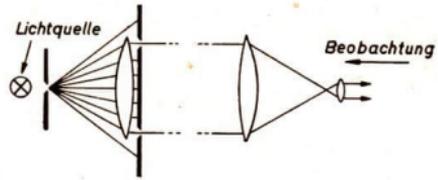


Abb. 86/1. Strahlengang im Zeiss-Interferometer (stark schematisiert)

§ 17. Interferenzerscheinungen an dünnen Schichten

1. Interferenzstreifen an einer Seifenhaut bei Verwendung monochromatischen Lichts. Es gibt zahlreiche Interferenzerscheinungen, die an sehr dünnen Schichten

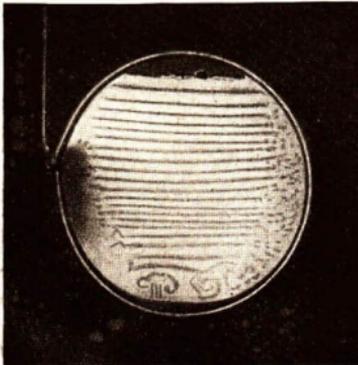


Abb. 86/2. Interferenzstreifen auf einer Seifenhaut bei Beleuchtung mit monochromatischem Licht

durchsichtiger Stoffe auftreten. Wir stellen uns ein solches dünnes Häutchen her, indem wir einen Drahtrahmen in *Seifenlösung* tauchen und senkrecht zur Oberfläche herausziehen. Beleuchtet man die sich bildende Seifenhaut mit monochromatischem Licht, beispielsweise mit gelbem Natriumlicht, so kann man im reflektierten Licht beobachten, daß ihre gesamte Fläche von zahlreichen hellen und dunklen horizontalen Streifen durchzogen ist (Abb. 86/2). Die Streifen wandern langsam von oben nach unten. Kurz vor dem Platzen der Seifenhaut beobachtet man, daß sich im oberen Teil ein schwarzer Fleck ausbreitet. Im durchfallenden Licht sind die Streifen nur sehr schwach zu sehen.

2. Die Reflexion an dünneren und dichteren Medium — Der Phasensprung.

Die an der Seifenhaut beobachtete Interferenzerscheinung kommt folgendermaßen zustande. Das auffallende Licht wird zu einem Teil an der Vorderseite der Haut reflektiert. Von dem in die Schicht eindringenden Licht wird wiederum ein Teil an der Rückseite der Seifenhaut reflektiert. Diese beiden reflektierten Lichtwellenzüge sind kohärent und haben einen Gangunterschied, der von der Dicke und von der optischen Dichte der Schicht abhängig ist. Infolge des Gangunterschiedes interferieren die Lichtwellenzüge miteinander.

Unter dem Einfluß der Schwerkraft fließt die Seifenlösung der Lamelle langsam nach unten; diese nimmt eine keilförmige, sich nach unten verbreiternde Gestalt an. An der oben befindlichen dünnsten Stelle erscheint die Haut im reflektierten Licht dunkel. Die beiden Wellenzüge löschen sich demnach hier aus, ihr Gangunterschied ist offenbar gleich $\frac{\lambda}{2}$. Man könnte zunächst annehmen, die Schicht sei an ihrer dünnsten Stelle gerade so dick, daß sie diesen Gangunterschied bewirkt. Versuche und Messungen haben jedoch ergeben, daß sie an dieser Stelle eine selbst im Vergleich zu den Lichtwellenlängen nur geringe Dicke hat. Danach müßten die beiden Wellenzüge, die an der Vorder- und an der Rückseite reflektiert werden, den Phasenunterschied Null aufweisen und sich verstärken. Die Beobachtung lehrt aber, daß sich die Lichtwellen an der dünnsten Stelle der Seifenhaut auslöschen. Die Auflösung dieses Widerspruchs ist durch die Verschiedenartigkeit des Reflexionsvorganges an der Vorder- und an der Rückseite der Schicht gegeben. An der Vorderseite handelt es sich um den Übergang des Lichts vom optisch dünneren ins optisch dichtere Medium, an der Rückseite um den umgekehrten Übergang. Die beiden Reflexionsvorgänge sind vergleichbar mit der Reflexion einer Welle am festen und am losen Ende, die wir an Seilwellen schon im 10. Schuljahr zu unterscheiden gelernt haben (vgl. LB 10, § 9, 1). Jede Welle erhält bei einer Reflexion am festen Ende einen Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$; sie erleidet eine Phasenumkehr, die man auch als *Phasensprung* bezeichnet. Bei einer Reflexion am losen Ende findet kein Phasensprung statt. Dieselben Feststellungen gelten für alle Arten von Wellen, auch für die Lichtwellen.

Die Reflexion einer Lichtwelle an der Grenzschicht von einem optisch dünneren zu einem optisch dichteren Medium ist stets mit einem Phasensprung verbunden.

In Abb. 87/1 ist die Reflexion monochromatischen Lichts in einer Seifenhaut veranschaulicht, deren Schichtdicke so gering ist, daß man sie praktisch vernachlässigen kann ($d \rightarrow 0$). Die an der Vorder- und

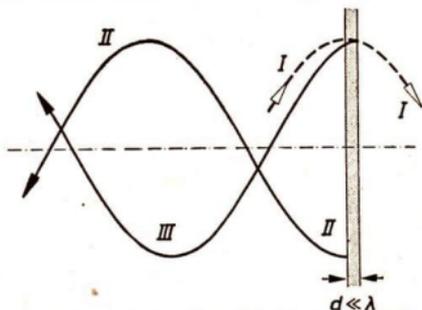


Abb. 87/1. Reflexion einer Lichtwelle an einer Seifenhaut mit einer zu vernachlässigenden Schichtdicke (stark schematisiert)

I einfallende Welle,
II an der Vorderseite reflektierte Welle,
III an der Rückseite reflektierte Welle

an der Rückseite der Schicht reflektierten Wellenzüge haben einen Gangunterschied von angenähert $\frac{\lambda}{2}$ und löschen sich infolgedessen nahezu aus.

Wir untersuchen nunmehr die Interferenz von Lichtwellen bei der Reflexion an einer Schicht, die gerade so dick ist, daß in ihr etwa ein Viertel der Wellenlänge des benutzten Lichts liegt (Abb. 88/1). Dabei ist zu beachten, daß die Wellenlängen infolge der geringeren Geschwindigkeit im optisch dichteren Medium kürzer sind als in der Luft.

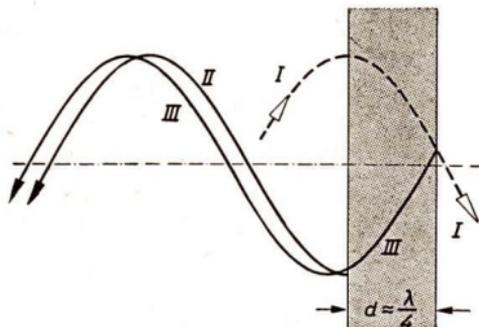


Abb. 88/1. Reflexion einer Lichtwelle an einer Seifenhaut mit einer Schichtdicke $d \approx \frac{1}{4} \cdot \lambda$

I einfallende Welle,
II an der Vorderseite reflektierte Welle,
III an der Rückseite reflektierte Welle

Die Division beider Gleichungen ergibt

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$$

Das Verhältnis der Lichtgeschwindigkeiten in zwei Medien ist, wie uns ebenfalls aus dem 10. Schuljahr bekannt ist, gleich dem Brechungsverhältnis n der beiden Medien (vgl. LB 10, § 21, 2). Somit ist

$$n = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$$

Ist beispielsweise die Wellenlänge des grünen Lichts in Luft $\lambda_1 = 500 \text{ m}\mu$, dann ist sie in Glas mit dem Brechungsverhältnis 1,5 gegen Luft

$$\lambda_2 = \frac{\lambda_1}{n} = \frac{500}{1,5} \text{ m}\mu = 333 \text{ m}\mu$$

Die Verkürzung der Wellenlänge ist in den Abbildungen 87/1 und 88/1 nicht berücksichtigt, ebenso auch nicht die Intensitätsunterschiede zwischen den einfallenden und den reflektierten Wellen.

Wie aus Abb. 88/1 ersichtlich ist, haben die reflektierten Wellen infolge der Schichtdicke $d = \frac{\lambda}{4}$ eine Wegdifferenz von $\frac{\lambda}{2}$ und damit einen Gangunterschied von $l = \frac{\lambda}{2}$. Dazu kommt noch der Phasensprung von $\frac{\lambda}{2}$ bei der Reflexion am dichteren Medium. Somit ergibt sich insgesamt ein Gangunterschied von $l = \lambda$. Die beiden

Diese Tatsache läßt sich mathematisch aus der uns schon vom 10. Schuljahr her bekannten Gleichung

$$c = f \cdot \lambda$$

für die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Welle ableiten (vgl. LB 10, § 6, 6). Wenn die Frequenz konstant bleibt, dann muß in einem Medium mit geringerer Lichtgeschwindigkeit auch die Wellenlänge kleiner sein. Für zwei verschiedene Lichtgeschwindigkeiten c_1 und c_2 folgt

$$c_1 = f \cdot \lambda_1 \quad \text{und} \quad c_2 = f \cdot \lambda_2$$

Wellen verstärken sich demnach. Überall, wo die Schichtdicke ein ungerades Vielfaches von $\frac{\lambda}{4}$ beträgt, verstärken sich die beiden reflektierten Wellenzüge. Dort wo dagegen die Schichtdicke ein gerades Vielfaches von $\frac{\lambda}{4}$ ist, löschen sich die Wellenzüge aus.

Eine keilförmige Schicht, wie beispielsweise die Seifenhaut, zeigt bei Beleuchtung durch monochromatisches Licht abwechselnd helle und dunkle Streifen. Man kann im monochromatischen Licht an keilförmigen Schichten einige Hundert solcher Interferenzstreifen zählen. Daraus folgt, daß die beiden reflektierten Wellenzüge noch bei Gangunterschieden von einigen hundert Wellenlängen interferieren müssen, woraus man einen Schluß auf die Länge der Wellenzüge ziehen kann. Wird beispielsweise ein kurzer Wellenzug mit einer Länge von $100 \cdot \lambda$ durch die Reflexion an der Vorder- und an der Rückseite der Schicht in zwei Wellenzüge aufgespalten, so können die beiden reflektierten Wellenzüge bei einem Gangunterschied von $100 \cdot \lambda$ nicht mehr interferieren, weil sie sich nicht mehr überlappen. Interferieren dagegen Wellen noch bei diesem Gangunterschied, so ist zu folgern, daß die Wellenzüge wesentlich länger sind.

Die Beobachtungen der optischen Erscheinungen an einer Seifenhaut lassen sich zu folgenden Feststellungen zusammenfassen:

Die Seifenhaut bildet eine dünne keilförmige Schicht. Die an der Vorder- und an der Rückseite reflektierten Wellenzüge interferieren miteinander, wobei je nach der Dicke der Schicht abwechselnd eine Verstärkung und eine Auslöschung eintritt. Wenn die Seifenhaut infolge der Schwere in ihrem oberen Teil dünner wird, wandern die Streifen nach unten.

Am schwarzen Fleck hat die Haut eine so geringe Dicke, daß diese gegenüber der Wellenlänge vernachlässigt werden kann. Infolge des Phasensprunges an der Vorderseite verstärken sich aber die beiden reflektierten Wellen nicht, sondern löschen sich aus.

3. Interferenzerscheinungen an dünnen Schichten bei Verwendung weißen Lichts. Wir knüpfen an das oben ausgeführte Beispiel einer Seifenhaut mit der Schichtdicke $d = \frac{1}{4} \cdot \lambda$ an (vgl. Abb. 88/1). Das verwendete Licht sei rotes Licht an der Grenze des sichtbaren Teiles des Spektrums. Die beiden an der Vorder- und an der Rückseite der Schicht reflektierten Wellen verstärken sich gegenseitig. An der Wellenlänge des kurzwelligen violetten Lichts gemessen beträgt dagegen die gleiche Schichtdicke $d = 2 \cdot \frac{1}{4} \cdot \lambda$ (Abb. 89/1). Das violette Licht

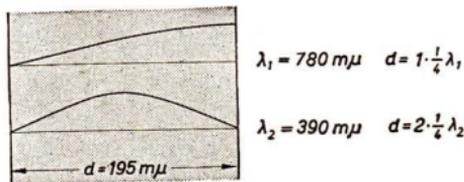


Abb. 89/1. Seifenhaut mit einer Schichtdicke von 195μ . Das reflektierte Licht ist rötlich, Violett wird ausgelöscht.

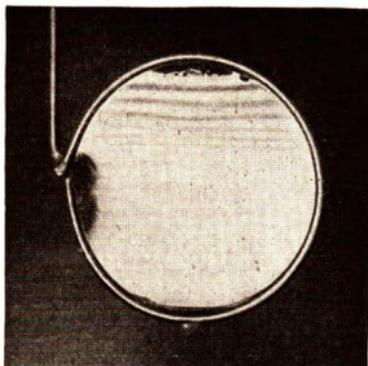


Abb. 90/1. Interferenzstreifen auf einer Seifenhaut bei Beleuchtung mit weißem Licht

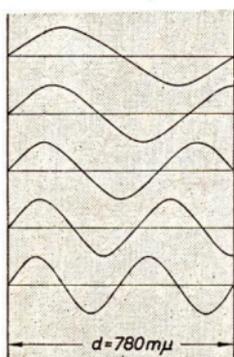


Abb. 90/2. Seifenhaut mit einer Schichtdicke von $780 \text{ m}\mu$. Das reflektierte Licht ist weiß.

wird somit bei der Reflexion ausgelöscht. Trifft weißes Licht auf eine Seifenhaut von der Dicke $d = 195 \text{ m}\mu$, so fehlt im reflektierten Licht das Violett, während die übrigen Spektralfarben nach Rot hin zunehmend reflektiert werden. Das reflektierte Licht hat eine rötliche Farbe. Bei anderen Schichtdicken zeigen sich andere Farben.

Nimmt die Schicht jedoch die Dicke von einigen Wellenlängen an, so werden die farbigen Interferenzstreifen immer blasser und verschwinden schließlich bei noch größerer Dicke ganz (Abb. 90/1). Wir machen uns diese Erscheinung an Hand der Abb. 90/2 klar. Die Seifenhaut habe jetzt die Dicke $d = 780 \text{ m}\mu$. Das Licht mit den Wellenlängen λ_1 , λ_2 und λ_5 wird ausgelöscht. Im reflektierten Licht finden sich vorwiegend die Farben mit den Wellenlängen λ_2 (rotgelb) und λ_4 (blau). Diese beiden Farben vereinigen sich zu einer weißlichen Mischfarbe. Je dicker nun die Schicht ist, um so mehr Farben des Spektrums finden sich im reflektierten Licht, so daß die Mischfarbe immer weißlicher wird und schließlich keine Interferenzstreifen mehr zu erkennen sind.

Die an der Seifenhaut untersuchten Interferenzstreifen beobachtet man auch an anderen sehr dünnen Flüssigkeitshäutchen. Bekannt sind die buntschillernden *Ölflecke* auf regennasser Straße, die ebenfalls ihre Ursache in Interferenzvorgängen haben. Die Interferenzerscheinung wird durch die außerordentlich dünne Ölschicht verursacht, die sich auf dem Wasser mit zum Rande hin abnehmender Dicke ausbreitet. Die Farben entstehen durch Interferenz des an der Ober- und Unterseite der Ölschicht reflektierten Lichts.

Auch die *Anlauffarben* des Stahls sind Interferenzerscheinungen an dünnen Schichten. Hält man beispielsweise eine Messerklinge ins Feuer, dann zeigen sich Interferenzfarben. Sie beginnen bei etwa 210° C mit Weißgelb und durchlaufen bei steigender Temperatur die Farbtöne Gelb, Braun, Rot, Violett, Blau und Grau, das sie bei 340° C erreichen. Die Anlauffarben beruhen auf Veränderungen

der optischen Dichte in äußerst dünnen Oberflächenschichten, die sich beim Erhitzen bilden. Aus der Farbe kann man auf die Temperatur schließen, bis zu der der Stahl erhitzt wurde.

4. Die Newtonschen Ringe. Legt man eine sehr schwach gewölbte Plankonvexlinse auf eine Glasscheibe, so beobachtet man im reflektierten Licht um die Berührungsstelle herum farbige Ringe (Abb. 91/1). Diese Erscheinung bezeichnet man als die *Newtonschen Ringe*, weil *Newton* sie als erster untersuchte. Die Interferenz verursachende Schicht ist in diesem Falle die vom Berührungspunkt nach außen zu immer dicker werdende Luftschicht zwischen der Linse und der ebenen Platte. Die Berührungsstelle selbst, an der also die Luftschicht nahezu die Dicke Null hat, ist im reflektierten Licht dunkel. Das beweist erneut, daß mit der einen Reflexion ein Phasensprung von $\frac{\lambda}{2}$ verbunden ist.

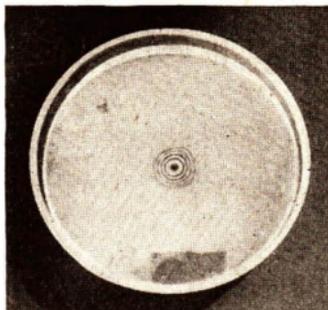


Abb. 91/1. Newtonsche Ringe. Eine Plankonvexlinse wird gegen eine ebene Glasplatte gepreßt.

Nicht nur im reflektierten Licht, sondern auch im durchfallenden Licht zeigen sich die Ringe, jedoch in komplementärer Färbung. Denn wenn eine Welle durch Interferenz bei der Reflexion ausgelöscht wird, so ist die von ihr transportierte Energie keineswegs vernichtet, sondern findet sich im durchgehenden Licht. Die Deutlichkeit der Ringe ist allerdings in der Durchsicht ungleich schwächer als bei der Reflexion. Die Newtonschen Ringe lassen sich zwischen zwei gut gereinigten, aufeinandergepreßten Gläsern ohne Schwierigkeit erzeugen. Man benutzt sie bei der Fertigung von Linsen und Planscheiben zur Gütekontrolle, indem man das geschliffene Glasstück zu diesem Zweck auf ein gutes Probeglas legt. Je stärker die Form des geschliffenen Glasstückes von der des Probeglasses abweicht, um so mehr Ringe und Streifen bilden sich infolge der verbleibenden Luftschichten (Abb. 91/2). Auch Risse und Schrammen machen sich durch Interferenzstreifen bemerkbar.

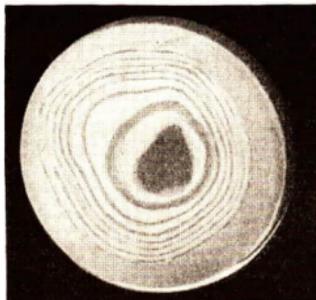


Abb. 91/2. Prüfung einer Linse mit Hilfe der Newtonschen Ringe. Die auftretenden Interferenzstreifen zeigen die Abweichungen von der gewünschten Form an.

5. Oberflächenvergütung. Die Interferenz an dünnen Schichten wird bei modernen Objektiven zur *Entspiegelung* der Oberfläche ausgenutzt. Man dampft im Vakuum auf die Glasoberfläche ($n_g = 1,5$) eine dünne Schicht einer brechenden Substanz mit dem Brechungsverhältnis $n_s = 1,2$ und der Dicke $\frac{\lambda}{4}$ auf. Die Schicht bewirkt, daß die an der Vorder- wie an der Rückseite der Schicht reflektierten Wellenzüge einen Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ erhalten, so daß das reflektierte Licht

der Wellenlänge λ ausgelöscht wird. Ein Phasensprung findet an der Vorder- und an der Rückseite der Schicht statt, da es sich in beiden Fällen um eine Reflexion am dichteren Medium handelt. Er braucht demnach nicht in Rechnung gestellt zu werden. Wählt man als Bezug die

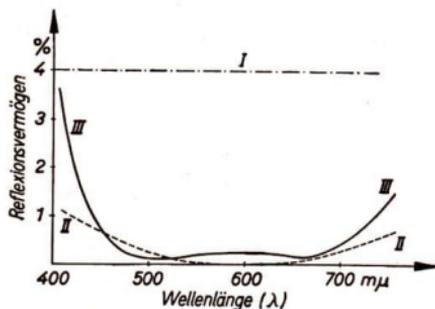


Abb. 92/1. Das Reflexionsvermögen einer Glasoberfläche für senkrecht auffallendes Licht

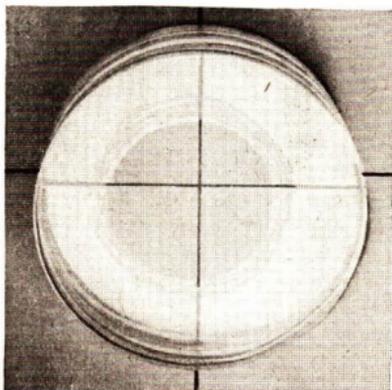
I ohne Oberflächenvergütung

II mit Oberflächenvergütung — eine Schicht, Dicke $\frac{\lambda}{4}$

III mit Oberflächenvergütung — mehrere Schichten

zwei Funktionen, die eng miteinander verbunden sind: Sie verhindert störende Reflexe und erhöht die Lichtdurchlässigkeit. Dies erkennt man, wenn man einige Platten aufeinanderlegt, die in ihrer Mitte oberflächenvergütet sind (Abb. 92/2).

Durch die Oberflächenvergütung, in der optischen Technik meist als *T-Belag*¹ bezeichnet, werden bei modernen Objektiven, die oft aus zahlreichen Linsen bestehen, die störenden Reflexe an den Oberflächen beseitigt, zum anderen ergibt sich ein erheblicher Lichtgewinn. Vier vergütete Linsen haben beispielsweise eine Durch-



lässigkeit von etwa 92%, vier unvergütete eine solche von nur etwa 62%. Deshalb werden heute in *optische Instrumente* von hoher Qualität, wie photographische Kameras, Fernrohre, Projektoren, Feldstecher, Mikroskope usw., durchweg oberflächenvergütete Linsen und Objektive eingebaut.

Es wurde schon in § 12, 3 darauf hingewiesen, daß die gegenseitige Auslöschung zweier Wellen nicht einer Vernichtung ihrer Energie gleichkommt. Die Lichtmenge, deren Reflexion durch Interferenz verhindert wurde, muß sich demnach im durchgehenden Licht wiederfinden. Das ist auch experimentell bestätigt worden.

Die *Oberflächenvergütung* erfüllt somit

zwei Funktionen, die eng miteinander verbunden sind: Sie verhindert störende Reflexe und erhöht die Lichtdurchlässigkeit. Dies erkennt man, wenn man einige Platten aufeinanderlegt, die in ihrer Mitte oberflächenvergütet sind (Abb. 92/2).

Abb. 92/2. Nachweis der Erhöhung der Lichtdurchlässigkeit durch Oberflächenvergütung

¹ Fabrikationsbezeichnung — *T* = Abkürzung für Transparenz

6. Versuche, Fragen und Aufgaben:

1. Biegen Sie sich einen Drahtrahmen und tauchen Sie ihn in Seifenlösung! Erklären Sie die entstehenden Streifen! Betrachten Sie die Streifen durch ein Farbfilter!
2. Weshalb sind im weißen Licht nur wenige Streifen, im monochromatischen Licht sehr viele Interferenzstreifen an dünnen Schichten zu sehen?
3. Nennen Sie Beispiele für Interferenzerscheinungen an dünnen Schichten und erklären Sie ihre Entstehung!
4. Legen Sie nach vorangegangener guter Säuberung eine Plankonvexlinse auf eine ebene Glasplatte und untersuchen Sie die auftretenden Newtonschen Ringe im reflektierten und im durchfallenden Licht! Betrachten Sie die Ringe durch ein Farbfilter!
5. Welchem Zweck dient die Oberflächenvergütung von Linsen und worauf beruht ihre Wirkung?

V. Die Polarisation der Lichtwellen

§ 18. Lineare Polarisation durch doppelbrechende Kristalle

1. Linear polarisiertes Licht. Von der optischen Industrie werden Folien hergestellt, die man als *Polarisationsfilter* bezeichnet. Es sind dies durchsichtige, leicht grau gefärbte Scheiben mit einem Durchmesser von einigen Zentimetern, deren Wirkung wir im folgenden Versuch näher untersuchen. Wir blicken durch ein solches Filter gegen eine Lichtquelle. Dann halten wir parallel dazu ein zweites Filter davor und drehen es langsam um die Blickrichtung als Achse. Dabei beobachten wir, daß das Licht in verschiedenen Stellungen ausgelöscht wird (Abb. 94/1).

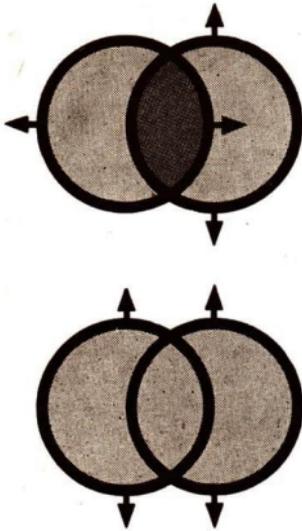


Abb. 94/1. Zwei aufeinandergelegte Polarisationsfilter. Wird das eine der beiden Filter gedreht, so ändert sich die Lichtdurchlässigkeit.

Zur modellartigen Veranschaulichung dieser Erscheinung betrachten wir einen ähnlichen Vorgang an einer Seilwelle. Eine Seilwelle kann in allen Richtungen senkrecht zum Seil, das heißt senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung, erregt werden. Wir erzeugen eine Seilwelle mit einer beliebigen Schwingungsebene und lassen sie durch einen in einem Brett angebrachten

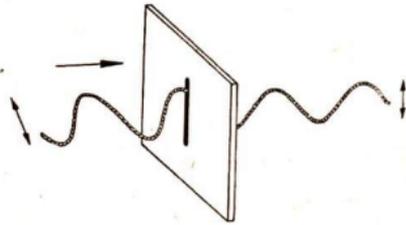


Abb. 94/2. Eine durch einen Schlitze hindurchtretende Seilwelle. Vor dem Durchlaufen des Schlitzes schwingt die Seilwelle schräg zur Schlitzrichtung. Hinter dem Schlitze schwingt sie nur in der Ebene des Schlitzes.

schmalen vertikalen Schlitze hindurchtreten (Abb. 94/2). Hinter dem Schlitze schwingt die Seilwelle mit etwas verringerter Amplitude in einer vertikalen Ebene. Nun lassen wir die Seilwelle noch durch einen zweiten Schlitze laufen. Steht dieser ebenfalls vertikal, dann läuft die Welle ungehindert hindurch; liegt der zweite Schlitze dagegen waagrecht, steht er mithin senkrecht zum ersten Schlitze, so kann ihn die Welle nicht durchlaufen.

Weist eine Welle wie die soeben erwähnte Seilwelle eine bestimmte Schwingungsrichtung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung auf, so spricht man von einer *Polarisation* der Welle. Auf eine longitudinale Welle, beispielsweise auf eine in der Längsrichtung angestoßene Schraubenfeder, würde die Stellung der beiden Schlitze keinen Einfluß haben.

Die zunächst nur an mechanischen Wellen festgestellten Vorgänge haben für die Lichtwellen nur die Bedeutung eines Modellversuches. Sie helfen uns aber, das Wesen der Lichtwellen zu veranschaulichen. Die Polarisationsfilter sind in ihrer Wirkung auf das Licht den eben betrachteten Schlitzten vergleichbar. Wie bei den Seilwellen kann auch bei Lichtwellen die beobachtete Wirkung nur eintreten, wenn die Lichtwellen transversale Wellen sind.

Ein Polarisationsfilter läßt nur solche Lichtwellen hindurchtreten, die in einer bestimmten Ebene schwingen. Ein so ausgerichtetes Licht heißt *linear polarisiert*. Der Name geht auf den französischen Physiker *Etienne Louis Malus*¹ zurück, der 1808 als erster die Polarisation in ihrer vollen Bedeutung erkannte. Er nahm an, daß das Licht aus länglichen Korpuskeln bestehe, die an den Enden Pole besitzen.

Sind keine Polarisationswirkungen zu erkennen, so spricht man von *natürlichem Licht*. Es besteht, wie die Forschungen ergeben haben, aus zahllosen linear polarisierten Wellenzügen, deren Schwingungsebenen im Mittel gleichmäßig verteilt sind (Abbildung 95/1).

Durchläuft natürliches Licht ein Polarisationsfilter, so werden dadurch alle Schwingungskomponenten absorbiert, die nicht in die Durchlaßrichtung des Filters fallen. Das Licht wird polarisiert. Trifft das polarisierte Licht auf ein zweites Filter und stehen die Durchlaßrichtungen beider Filter parallel, so kann das linear polarisierte Licht auch das zweite Filter ungehindert durchlaufen. Stehen die Durchlaßrichtungen dagegen senkrecht zueinander, dann wird das Licht vom zweiten Filter absorbiert.

Die Tatsache der Polarisierbarkeit des Lichtes ist ein Beweis dafür, daß die Schwingungen der Lichtwellen quer zur Ausbreitungsrichtung der Wellen erfolgen.

Lichtwellen sind transversale Wellen. Longitudinalwellen sind nicht polarisierbar.



Abb. 95/1. Natürliches Licht (schematische Darstellung). Es besteht aus polarisierten Wellenzügen der verschiedensten Schwingungsrichtungen, von denen keine besonders vorherrscht.

¹ Etienne Louis Malus (1775–1812), ein französischer Physiker, ist als der eigentliche Entdecker der Polarisation anzusehen, nachdem schon Isaac Newton und Christian Huygens die Doppelbrechung an Kalkspatkristallen beobachtet hatten.

Hiermit stimmen die Feststellungen überein, die wir bei den elektromagnetischen Wellen machten (vgl. § 6, 4). Wir erkannten, daß ein aus parallelen Drähten bestehendes Drahtgitter eine elektromagnetische Welle nur hindurchtreten läßt, wenn die elektrischen Wellenanteile senkrecht zu den Drähten, die magnetischen Wellenanteile in Richtung der Drähte schwingen. Die von einem Dipol ausgestrahlte elektromagnetische Welle erweist sich somit als linear polarisiert. Da eine elektromagnetische Welle wie eine Lichtwelle reflektiert und gebrochen wird und da beide Wellen die gleiche Ausbreitungsgeschwindigkeit haben, liegt die Vermutung nahe, daß auch die Lichtwelle elektromagnetischer Natur sei, eine Annahme, die wir sehr bald bestätigt finden werden.

2. Die Doppelbrechung des Kalkspats. Zur Untersuchung der Polarisation des Lichtes ist *Kalkspat* in besonderem Maße geeignet. Seine Kristalle sind farblos und von rhombischen Flächen begrenzt. Man wählt für optische Zwecke klare, durchsichtige Kristalle aus.

Mit einem solchen Kristall führen wir nun den folgenden Versuch durch. Zunächst bilden wir eine von hinten beleuchtete kleine Lochblende mittels einer Linse scharf auf einen Schirm ab. Hält man nun den Kalkspatkristall auf die Lochblende, so erscheinen auf dem Bildschirm an Stelle des einen Bildes zwei nebeneinanderliegende Bilder der Lochblende. Der Kristall hat das in ihn eintretende Lichtbündel *in zwei getrennte Bündel aufgespalten*. Wir untersuchen den Polarisationszustand der beiden Lichtbündel, indem wir ein Polarisationsfilter in den Strahlengang bringen und langsam drehen. Es wird abwechselnd das eine und das andere Bild der Lochblende ausgelöscht. Das bedeutet, daß die beiden Strahlenbündel, in die der Kalkspatkristall das einfallende Licht aufspaltet, *linear polarisiert* sind, und zwar liegen ihre Schwingungsebenen senkrecht zueinander.

Wenn man einen Gegenstand durch einen doppelbrechenden Kristall hindurch betrachtet, so erscheint er doppelt (Abb. 96/1). Man bezeichnet die Aufspaltung eines Bündels natürlichen Lichtes in zwei senkrecht zueinander linear polarisierte Bündel als **Doppelbrechung**.

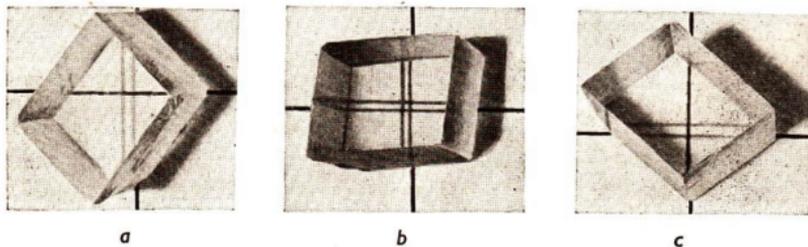


Abb. 96/1. Kalkspatkristall, auf einem gezeichneten Achsenkreuz liegend. Infolge der Doppelbrechung erscheinen die Striche doppelt.

Wenn man bei dem soeben angegebenen Versuch den Kristall auf der Lochblende dreht, kann man weiterhin beobachten, daß das eine Bild der Lochblende seine Lage nicht verändert, während das andere Bild einen kleinen Kreis darum beschreibt. Die Schwingungsebenen der beiden Lichtbündel drehen sich mit. Das

Lichtbündel, das beim senkrechten Durchtritt durch den von parallelen Flächen begrenzten Kristall keine Ablenkung erfährt, das sich demnach in der vom Brechungsgesetz her bekannten Weise verhält, nennt man den *ordentlichen Strahl*. Das andere Bündel, das in einer vom Brechungsgesetz abweichenden Weise beim senkrechten Durchtritt seitlich abgelenkt wird, nennt man den *außerordentlichen Strahl*. Auf die Ursachen dieses Verhaltens kann hier nicht näher eingegangen werden.

Der holländische Physiker *Christian Huygens* erforschte bereits gegen Ausgang des 17. Jahrhunderts die Doppelbrechung grundlegend, nahm jedoch noch an, daß die Lichtwellen longitudinale Wellen seien. Er erkannte aber, daß die Aufspaltung des Lichtes in die beiden Bündel darauf zurückzuführen ist, daß die *Lichtgeschwindigkeit im Kristall nicht in allen Richtungen die gleiche* ist.

Veranschaulicht man die Lichtgeschwindigkeit im Kristall in einer gegebenen Richtung durch einen Vektor, so stellen die von demselben Punkte ausgehenden *Geschwindigkeitsvektoren* der ordentlichen Strahlen eine Kugel dar; denn die Geschwindigkeit des ordentlichen Strahles ist in allen Richtungen gleich groß. In Abb. 97/1 ist ein Ausschnitt aus dieser Kugel wiedergegeben. Für den außer-

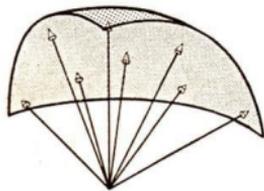


Abb. 97/1. Die zu einem Punkte gehörenden Geschwindigkeitsvektoren des ordentlichen Strahles. Ihre Endpunkte liegen auf einer Kugel.

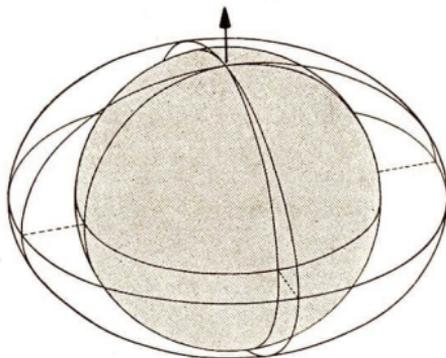


Abb. 97/2. Die Geschwindigkeitsvektoren des außerordentlichen Strahles bilden ein Rotationsellipsoid.

ordentlichen Strahl dagegen bilden die zu demselben Punkte gehörenden Geschwindigkeitsvektoren ein *Rotationsellipsoid*, das der Kugel umschrieben ist und sie berührt (Abb. 97/2); denn die Geschwindigkeit des außerordentlichen Strahles stimmt lediglich in einer Richtung, die man die *optische Achse* des Kristalls nennt, mit der des ordentlichen Strahles überein, in allen anderen Richtungen ist sie größer. Doch gibt es auch doppelbrechende Kristalle, bei denen das Licht im außerordentlichen Strahl eine geringere Geschwindigkeit hat als im ordentlichen. Senkrecht zur optischen Achse ist der Unterschied der Lichtgeschwindigkeiten des außerordentlichen und des ordentlichen Strahles am größten. In der Richtung der optischen Achse spaltet der Kristall das durchtretende Licht nicht in zwei Anteile auf, in dieser Richtung findet demnach keine Doppelbrechung statt.

Entsprechend den verschiedenen Ausbreitungsgeschwindigkeiten sind für den ordentlichen und für den außerordentlichen Strahl auch die Brechungsverhältnisse des Kalkspats verschieden. Er hat für den ordentlichen Strahl das

Brechungsverhältnis $n_o = 1,66$, für den außerordentlichen Strahl senkrecht zur optischen Achse das Brechungsverhältnis $n_a = 1,49$.

Außer den hier besprochenen doppelbrechenden Kristallen mit einer optischen Achse, die man optisch einachsige Kristalle nennt, gibt es die *optisch zweiachsigen Kristalle*, die das Licht ebenfalls in zwei senkrecht zueinander polarisierte Anteile aufspalten und somit doppelbrechend sind. Sie haben jedoch zwei Richtungen, in denen keine Doppelbrechung auftritt. Auf ihr optisches Verhalten kann aber hier nicht eingegangen werden. Zu den optisch zweiachsigen Kristallen gehören Gips und Glimmer.

3. Polarisatoren. *Polarisatoren* sind Geräte zum Erzeugen linear polarisierten Lichtes. Verwendet man einen Polarisator dazu, die Schwingungsrichtung eines polarisierten Lichtbündels zu bestimmen, so bezeichnet man ihn als *Analysator*. Kalkspatkristalle sind infolge ihrer Doppelbrechung zur Herstellung von Polarisatoren sehr geeignet. Es muß lediglich Vorsorge getroffen werden, daß eines der beiden polarisierten Lichtbündel ausgeschaltet wird. Das geschieht beispielsweise in dem nach dem englischen Physiker *William Nicol*¹ benannten *Nicolschen Prisma*. Ein solches wird hergestellt, indem man einen Kalkspatkristall unter einem bestimmten Winkel zur optischen Achse durchschneidet und die beiden Teile mit Hilfe von Kanadabalsam wieder zusammenkittet. Dieser ist ein häufig verwendeter Glaskitt, dessen Brechungsverhältnis $n = 1,53$ dem Werte nach zwischen denen des Kalkspats für den ordentlichen und für den außerordentlichen Strahl liegt. Die beiden Strahlen, in die jedes in das Prisma eintretende

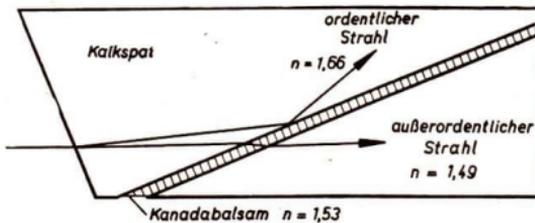
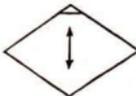
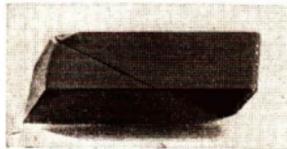


Abb. 98/1. Die Wirkung der Kittschicht beim Nicolschen Prisma

Lightbündel aufgespalten wird, treffen sehr schräg gegen die Kittschicht. Dabei wird der ordentliche Strahl am optisch dünneren Medium total reflektiert; nur der außerordentliche Strahl kann die Schicht durchdringen (Abbildung 98/1). Das Nicolsche Prisma ist an den Stirnflächen so geschliffen, daß der außerordentliche Strahl das Prisma nahezu ohne Ablenkung durchsetzt (Abb. 98/2).



a) Vorderansicht mit Schwingungsrichtung des durchgelassenen Lichts



b) Seitenansicht

Abb. 98/2. Nicolsches Prisma

Es gibt doppelbrechende Kristalle, die von Natur aus die Eigenschaft besitzen, den einen Strahl mehr als den anderen zu absorbieren. Meist ist die Absorption auch noch für die einzelnen Farben verschieden. Bei richtiger Dicke einer solchen Kristallplatte kann man erreichen, daß der eine Strahl ganz absorbiert

¹ William Nicol (1768–1851), Lehrer der Physik in Edinburgh. Er erfand die nach ihm bezeichneten Polarisationsprismen.

wird. Das bekannteste Beispiel ist der *Turmalin*, der in Scheiben von etwa 3 mm Dicke nur noch den ordentlichen Strahl durchläßt. Allerdings werden auch beim ordentlichen Strahl bestimmte Wellenlängen absorbiert, so daß der Kristall meist grünlich erscheint und deswegen als Polarisator für höhere Anforderungen nicht geeignet ist.

In den einführenden Versuchen des 1. Abschnittes hatten wir *Polarisationsfilter* benutzt. Sie bestehen meist aus einem künstlich gezüchteten halbabsorbierenden Einkristall oder aus vielen kleinen, ausgerichteten, in ein Bindemittel eingebetteten Kriställchen. Die so hergestellte dünne Folie wird zwischen Glasplatten gekittet. Die Polarisationsfilter haben den Vorteil, daß sie sich ziemlich großflächig herstellen lassen. Nachteilig ist, daß sie nicht ganz farblos sind und auch nicht vollständig polarisieren, das heißt, in gekreuzter Stellung ein mehr oder weniger gefärbtes schwaches Restlicht durchlassen.

Es ist erwogen worden, mit Hilfe von Polarisationsfiltern die Blendung durch Autoscheinwerfer auszuschalten. Wenn statt der Scheinwerferscheiben Polarisationsfilter eingesetzt werden, die das Licht nur in einer, beispielsweise in der horizontalen Ebene schwingend durchlassen, und jeder Fahrer eine Polarisationsbrille mit senkrechter Durchlaßrichtung trägt, dann sind ihm die Scheinwerfer entgegenkommender Kraftwagen nur ganz schwach sichtbar. Das auf der Straße und an den dort befindlichen Gegenständen zerstreute Licht wird durch die Brille nicht ausgelöscht, denn es ist nicht mehr polarisiert.

4. Fragen und Aufgaben:

1. Woraus schließt man, daß die Lichtwellen Transversalwellen sind?
2. Welche Vorstellungen haben wir vom linear polarisierten und vom natürlichen Licht?
3. Was versteht man unter der Doppelbrechung?
4. Beschreiben Sie einige Polarisatoren und erklären Sie ihre Wirkungsweise!

§ 19. Polarisation des Lichtes durch Reflexion und Brechung

1. Polarisation des Lichtes bei der Reflexion und Brechung an einer Glasscheibe.

Wir wissen, daß ein Lichtbündel beim Auftreffen auf die Grenzfläche zweier optischer Medien in zwei Teile aufgespalten wird, wobei der eine Teil reflektiert wird und im ersten Medium verbleibt, während der andere Teil gebrochen wird und in das andere Medium eintritt. Wir untersuchen die beiden Lichtbündel mit Hilfe eines Polarisationsfilters auf ihren Polarisationszustand. Dazu benutzen wir eine optische Scheibe mit angeklebtem halbkreisförmigem Glasstück (Abb. 99/1). Das reflektierte Licht erweist sich bei einem Einfallswinkel von rund 57° als linear polarisiert. Das gebrochene Lichtbündel zeigt

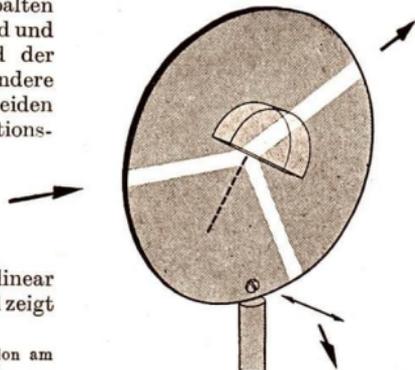


Abb. 99/1. Polarisation des Lichtes durch Reflexion am Glas unter dem Polarisationswinkel $\alpha = 57^\circ$

beim Drehen des Filters nur geringe Helligkeitsunterschiede; es ist nur zum Teil polarisiert. Der englische Physiker *Brewster*¹ entdeckte das folgende, nach ihm benannte Gesetz:

Das reflektierte Lichtbündel ist linear polarisiert, wenn es auf dem gebrochenen Lichtbündel senkrecht steht.

Außer dem Glas zeigen auch alle elektrisch nichtleitenden Stoffe, wie etwa Lack, Zelluloid, Wasser, diese Polarisationseigenschaft. Den Winkel, unter dem ein Lichtstrahl einfallen muß, damit der reflektierte Strahl vollständig polarisiert ist, nennt man den *Polarisationswinkel* (Formelzeichen α_p). Er ist vom Brechungsverhältnis der Substanz abhängig und ergibt sich aus dem *Brewsterschen Gesetz*, das für alle Nichtleiter gilt. Nach Abb. 100/1 gelten die folgenden Beziehungen:

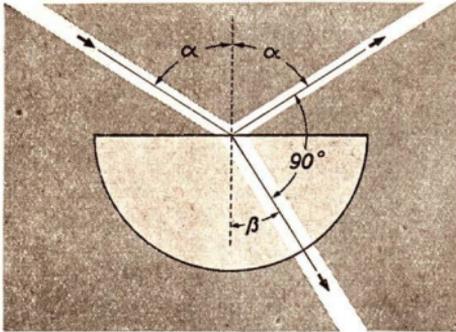


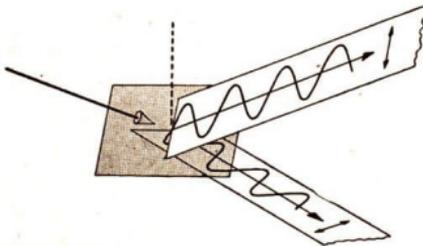
Abb. 100/1. Brewstersches Gesetz

Polarisationswinkel $\alpha_p = 56,3^\circ$, für Wasser mit dem Brechungsverhältnis $n = 1,33$ ist $\alpha_p = 53,1^\circ$.

Hinsichtlich der Schwingungsebenen führt der Versuch zu folgenden Ergebnissen:

Der polarisierte Lichtanteil des gebrochenen Lichtbündels schwingt in der Einfallsebene. Die Schwingungsebene des reflektierten Strahles liegt senkrecht zur Einfallsebene (Abb. 100/2).

Man kann sich dieses wichtige Ergebnis durch eine Modellvorstellung veranschaulichen, indem man annimmt, daß sich das gebrochene Lichtbündel, das

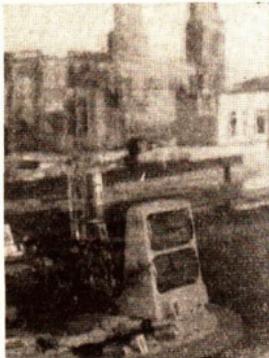


in der Einfallsebene schwingt, gleichsam in die Glasfläche einsägt, während das reflektierte Lichtbündel, das senkrecht dazu schwingt, an der Oberfläche abgleitet. Fällt polarisiertes Licht auf eine diffus reflektierende Wand, so wird die Polarisation dadurch wieder aufgehoben.

Abb. 100/2. Die Schwingungsebenen des reflektierten und des gebrochenen Strahles bei einem unter dem Polarisationswinkelnfallenden Strahl (schematisch)

¹ David Brewster (1781–1868), Professor der Physik an der Universität Edinburgh

2. Glasplatten als Polarisatoren. Eine Glasplatte wirkt, wie wir soeben sahen, bei der Reflexion als Polarisator, wenn natürliches Licht unter dem Polarisationswinkel auftrifft. Dieser Umstand ermöglicht es, störende Reflexe auf Glasplatten zu beseitigen. Will man beispielsweise ein Schaufenster bei Tageslicht photographieren, so stören häufig die Spiegelungen des einfallenden Lichtes auf



a) mit Spiegelungen des einfallenden Lichtes an der Schaufensterscheibe b) nach Beseitigung der Spiegelungen durch ein Polarisationsfilter

Abb. 101/1. Photographische Aufnahme eines Schaufensters

der Glasscheibe (Abb. 101/1 a). Ein vor die Kamera gesetztes Polarisationsfilter mit horizontaler Durchlaßrichtung beseitigt die Spiegelungen um so besser, je näher der Einfallswinkel der Lichtstrahlen dem Polarisationswinkel des Glases kommt (Abb. 101/1 b).

Beim Auftreffen linear polarisierten Lichtes auf eine Glasplatte zeigt sich ganz analog den anderen Polarisatoren die Auslöschung der Lichtbündel bei bestimmten Lagen der Glasflächen zur Schwingungsebene des einfallenden Lichtes (Abb. 101/2).

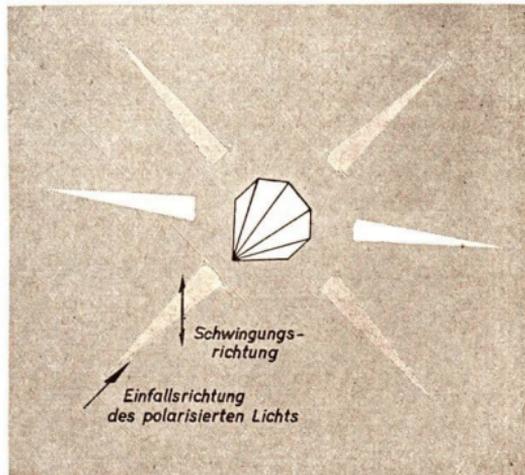


Abb. 101/2. Auffallen linear polarisierten Lichtes auf die Flächen einer Glaspyramide

Man kann demnach mit einfachsten Mitteln, lediglich mit Hilfe zweier Glasplatten, die Polarisierbarkeit des Lichtes nachweisen. Die Glasplatten wählen wir aus dunkelgefärbtem Glas oder versehen sie auf der Rückseite mit einer absorbierenden schwarzen Schicht aus Ruß oder Tusche, damit nur das an der Vorder-

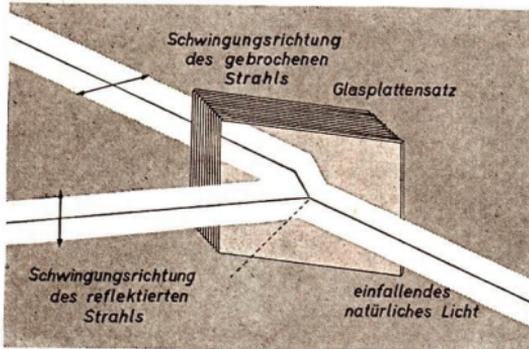


Abb. 102/1. Polarisation durch einen Glasplattensatz (schematisch)

seite reflektierte Licht wirksam wird. Mit der ersten Glasplatte erzeugen wir linear polarisiertes Licht, mit der zweiten weisen wir dessen Polarisationszustand nach, indem wir die Platte drehen.

Das nur teilweise polarisierte Licht, das man bei der Brechung eines Lichtstrahles erhält, läßt sich noch stärker polarisieren, wenn man es durch mehrere Glasplatten hindurchtreten läßt. Nach

dem Durchgang durch acht Platten ist das durchfallende Licht schon mit großer Annäherung linear polarisiert (Abb. 102/1). Ein schräg in den Strahlengang gehaltener *Glasplattensatz* wirkt somit ebenfalls als einfacher Polarisator.

3. Die Reflexion des Lichtes an Metallflächen. Wird natürliches Licht an einer geschliffenen Metallplatte reflektiert, so ist zunächst keine Polarisation des reflektierten Lichtbündels zu erkennen. Läßt man jedoch linear polarisiertes Licht auf den *Metallspiegel* fallen und untersucht das reflektierte Licht mit einem Polarisationsfilter, so kann man eine Drehung der Schwingungsebene beobachten. Außerdem ist festzustellen, daß das Licht nicht mehr vollständig linear polarisiert ist. Für die *Totalreflexion* gilt das gleiche wie für die Reflexion an Metallflächen. Was bei dem soeben angegebenen Versuch am Metallspiegel eine unvollständige Polarisation des reflektierten Lichtbündels zu sein scheint, erweist sich bei eingehender Untersuchung als eine andere Schwingungsform des Lichtes. Das Licht schwingt nach der Reflexion nicht mehr in einer Ebene.

Auf Einzelheiten dieser Vorgänge kann hier nicht näher eingegangen werden.

4. Versuche und Fragen:

1. In welcher Weise wird natürliches Licht an Glasplatten polarisiert?
2. Was besagt das Brewstersche Gesetz?
3. Schwärzen Sie eine Glasplatte (beispielsweise eine abgewaschene Photoplatte) auf der Rückseite mit Ruß oder Farbe! Stellen Sie sich einen zweiten Polarisator her, indem Sie bis zu zehn gut geputzte Glasscheiben aufeinander legen! Stellen Sie die Glasplatte so auf, daß Sie eine Lichtquelle etwa unter dem Polarisationswinkel reflektiert erblicken! Halten Sie nun den Plattensatz schräg in den Strahlengang und drehen Sie ihn langsam um den Lichtstrahl als Achse! Was beobachten Sie, und wie ist die Erscheinung zu erklären?

§ 20. Die Drehung der Schwingungsebene linear polarisierten Lichtes

1. Optisch aktive Stoffe. Wir untersuchen einige Stoffe im polarisierten Licht. Die Versuchsanordnung besteht aus einer Lichtquelle, einem Rotfilter und zwei Polarisatoren, zwischen denen sich die zu untersuchende flüssige oder feste Substanz befindet (Abb. 103/1). Der hinter der Lichtquelle stehende Polarisator erzeugt linear polarisiertes Licht, der Analysator dient zur Untersuchung des Schwingungszustandes des Lichtes, das die Substanz durchsetzt hat. Der Analysator ist drehbar angeordnet und mit einer Kreisteilung versehen. Die beiden Polarisatoren stehen zu Beginn des Versuches gekreuzt, so daß im Gesichtsfeld hinter dem Analysator Dunkelheit herrscht.

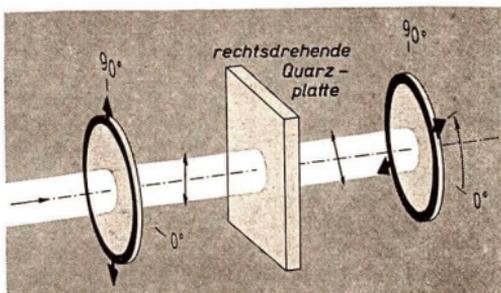


Abb. 103/1. Quarzplatte zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren. Das Gesichtsfeld erscheint aufgehellt. Es wird beim Drehen des Analysators wieder dunkel. Die in dieser und in den folgenden Abbildungen an den Polarisatoren angebrachten Pfeilspitzen geben die Durchlaßrichtungen an.

Wir untersuchen zunächst eine *Quarzplatte* mit einer Dicke von beispielsweise 1 mm. Die Quarzplatte ist senkrecht zur optischen Achse aus dem Kristall herausgeschnitten und zeigt in dieser Richtung keine Doppelbrechung. Die Platte bringen wir senkrecht zum Lichtstrahl zwischen die beiden Polarisatoren. Das Ergebnis ist eine Aufhellung des Gesichtsfeldes. Drehen wir den Analysator, gegen die Richtung des Lichtstrahles gesehen, um etwa 15° rechts herum, mithin im Uhrzeigersinne, so wird das Gesichtsfeld wieder dunkel. Wir müssen daraus schließen, daß die *Schwingungsebene* des linear polarisierten Lichtes in der Quarzplatte *gedreht* worden ist. Derartige Stoffe, deren es eine große Zahl gibt, nennt man **optisch aktiv**.

Manche Stoffe drehen die Schwingungsebene nach rechts, andere nach links. Vom Quarz gibt es zwei Modifikationen, die man nach ihrem *optischen Drehvermögen* als *Rechtsquarz* und als *Linksquarz* bezeichnet. Sie unterscheiden sich in der Kristallform, wie sich etwa die linke von der rechten Hand unterscheidet. Die Größe des Drehwinkels ist der Dicke der Platte proportional und stark von der Farbe des Lichtes abhängig. Blaues Licht wird durch die gleiche Quarzplatte beispielsweise doppelt so stark gedreht wie rotes. Dadurch wird erklärlich, daß bei der Verwendung weißen Lichtes das Gesichtsfeld farbig wird. Dreht man den Analysator beispielsweise um 15° , so wird das rote Licht ausgelöscht, das grüne, blaue, violette Licht jedoch nicht. Das Gesichtsfeld wird infolgedessen bläulich erscheinen. Dreht man den Analysator um 30° , so ist das Gesichtsfeld rötlich gefärbt.

Zahlreiche Flüssigkeiten, wie Zuckerlösungen, organische Säuren, sind optisch aktiv. Die Ursache dafür ist das Vorhandensein asymmetrischer Kohlenstoffatome im Molekül.

2. Polarimeter. Geräte, mit denen man den durch einen optisch aktiven Stoff hervorgerufenen Drehwinkel bestimmen kann, heißen *Polarimeter*. Wir betrachten als Beispiel das *Taschenpolarimeter* des VEB Carl Zeiss, Jena (Abb. 104/1). Es besteht aus einer 20 cm langen Porzellanröhre, die an den Enden mit je einer Glasplatte abgeschlossen ist und die zu untersuchende Flüssigkeit aufnimmt.

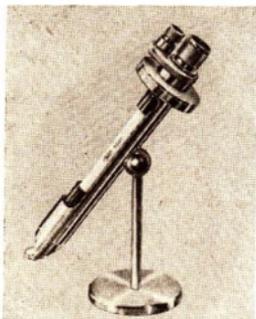


Abb. 104/1. Taschenpolarimeter des volkseigenen Carl-Zeiss-Werkes, Jena

Ein Spiegel reflektiert das Licht ähnlich wie der Beleuchtungsspiegel eines Mikroskops in das Gerät. Ehe das Licht in die Porzellanröhre eintritt, durchläuft es ein Polarisationsfilter. Auf der anderen Seite der Röhre befindet sich der Analysator, der mit einer Präzisionskristeileitung versehen ist. Der Analysator ist kein einfaches Polarisationsfilter, sondern eine Vorrichtung, die das Gesichtsfeld in zwei Hälften teilt, die auf gleiche Helligkeit eingestellt werden müssen, wodurch die Meßgenauigkeit wesentlich erhöht wird. Ferner enthält die Anordnung ein Interferenzfilter. Es sind dies Farbfilter, deren Filterwirkung auf der Ausnutzung von Interferenzerscheinungen beruht. Andere Geräte sind mit einer Natrium-spektrallampe ausgestattet, die monochromatisches Licht liefert.

Polarimeter werden zum Beispiel in der medizinischen Praxis zur Untersuchung des Harns verwandt, in dem sie schon geringe Mengen von Blutzucker nachzuweisen ermöglichen. Ihre größte Bedeutung aber liegt in ihrer Verwendung in den zuckerverarbeitenden Industriezweigen.

Außer von der Schichtdicke ist die Drehung der Polarisationsebene von der Konzentration der Zuckerlösung abhängig. Die zu Zuckeruntersuchungen verwendeten Geräte bezeichnet man als *Saccharimeter*¹. Die verschiedenen Zuckerarten unterscheiden sich durch ihr optisches Drehvermögen. Eine 20 cm dicke Schicht 20%iger Rohr- oder Rübenzuckerlösung, das heißt einer Lösung von 20 g Zucker in 100 g Lösung, dreht die Schwingungsebene des gelben Lichtes etwa um 26° nach rechts, eine frische Traubenzuckerlösung um etwa 21° nach rechts, eine Fruchtzuckerlösung um etwa 3,5° nach links. Traubenzucker wird darum auch als Dextrose², Fruchtzucker als Lävulose³ bezeichnet. Die beiden Zuckerarten haben die gleiche chemische Summenformel $C_6H_{12}O_6$. Ihre Struktur ist jedoch unterschiedlich.

3. Versuche und Fragen:

1. Was versteht man unter einem optisch aktiven Stoff?
2. Wie ist es zu erklären, daß optisch aktive Stoffe im Polarimeter bei der Verwendung weißen Lichtes ein farbiges Gesichtsfeld hervorrufen?
3. Wie ist ein Polarimeter konstruiert?
4. Wie ist die Wirkungsweise eines Polarimeters zu erklären? Wozu wird es verwendet?
5. Bringen Sie zwischen zwei Polarisatoren, beispielsweise zwischen zwei schräggestellte Glasplattensätze, eine mit Zuckerlösung gefüllte Glasröhre, der an den beiden abgeschirmten Enden je eine kleine Glasscheibe aufgekittet ist, und weisen Sie die Drehung der Polarisationsebene nach!

¹ sácccharum (lat.) = Zucker ² dèxter (lat.) = rechts ³ laevus (lat.) = links

§ 21. Interferenzerscheinungen in linear polarisiertem Licht

1. Drei Polarisatoren im Strahlengang. Wir haben im § 20 optisch aktive Stoffe kennengelernt. Sie wurden in linear polarisiertem Licht untersucht. Auf die gleiche Weise kann man auch Platten doppelbrechender Kristalle zwischen zwei Polarisatoren bringen. Auch hierbei zeigt sich eine Aufhellung des Gesichtsfeldes, die sich jedoch nicht durch Drehen des Analysators beseitigen läßt und nicht auf eine Drehung der Schwingungsebene zurückzuführen ist, sondern durch Interferenz verursacht wird.

Um das Zustandekommen dieser Erscheinungen zu ergründen, führen wir einen Vorversuch durch, bei dem wir ein drittes Polarisationsfilter zwischen den Polarisator und den Analysator bringen. Es ergibt sich, daß das Gesichtsfeld aufgehellt wird, wenn die Durchlaßrichtung des dazwischengebrachten Polarisationsfilters nicht zu einer Durchlaßrichtung der beiden anderen Polarisatoren parallel ist (Abbildung 105/1). Das hat folgende Ursache. Das aus dem Polarisator austretende linear polarisierte Licht trifft auf das Polarisationsfilter. Nach dem Winkel, den die Schwingungsebene des ankommenden Lichtes mit dessen Durchlaßrichtung einschließt, wird ein mehr oder weniger großer Teil des Lichtes durchgelassen. Die Amplitude der hindurchtretenden Lichtwelle ergibt sich aus einer einfachen Vektorkonstruktion, die uns schon von der Zusammensetzung und Zerlegung von Kräften her geläufig ist. Der Vorgang ist auch tatsächlich mit einer zwangsläufigen Bewegung (vgl. LB 9, § 6, 6) vergleichbar; denn die Schwingung kann hinter dem Filter nur in dessen Durchlaßrichtung erfolgen.

Das Licht trifft nach Verlassen des Filters auf den Analysator. Dort wiederholt sich der Vorgang. So ist es erklärlich, daß zwei gekreuzte Polarisatoren Licht hindurchlassen, wenn ein dritter Polarisator dazwischengebracht wird. Liegt die Durchlaßrichtung des mittleren Filters zu einer der beiden anderen parallel, so bleibt das Gesichtsfeld dunkel.

Das Licht trifft nach Verlassen des Filters auf den Analysator. Dort wiederholt sich der Vorgang. So ist es erklärlich, daß zwei gekreuzte Polarisatoren Licht hindurchlassen, wenn ein dritter Polarisator dazwischengebracht wird. Liegt die Durchlaßrichtung des mittleren Filters zu einer der beiden anderen parallel, so bleibt das Gesichtsfeld dunkel.

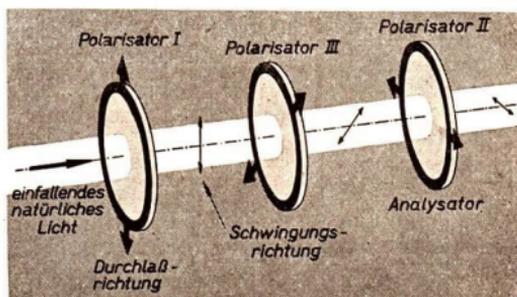
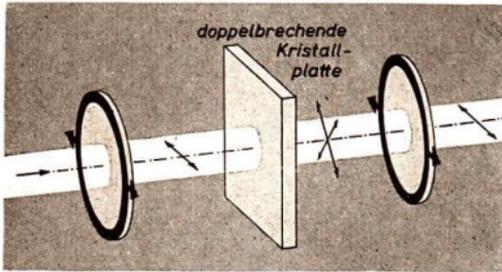


Abb. 105/1. Polarisationsfilter zwischen einem Polarisator und einem Analysator

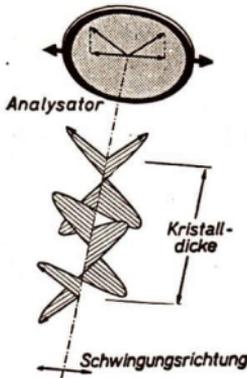
2. Doppelbrechende Kristallplatten zwischen zwei Polarisatoren. Wir untersuchen jetzt auf die gleiche Weise eine dünne Platte eines doppelbrechenden Kristalls. Die Platte sei parallel zur optischen Achse aus dem Kristall herausgesägt. Ein senkrecht auftreffender Lichtstrahl durchsetzt somit die Kristallplatte senkrecht zur optischen Achse und wird in den ordentlichen und den außerordentlichen Strahl aufgespalten. Beide Strahlen durchlaufen die Platte mit verschiedener Geschwindigkeit. Durchleuchtet man die Platte zwischen zwei Polarisatoren mit einfarbigem Licht, so spielt sich der folgende Vorgang ab. Das vom



Polarisator herkommende linear polarisierte Licht trifft auf die doppelbrechende Kristallplatte, deren Durchlaßrichtungen etwa um 45° gegen die Schwingungsebene geneigt sein mögen (Abb. 106/1).

Abb. 106/1. Doppelbrechende Kristallplatte zwischen zwei Polarisatoren mit parallelen Durchlaßrichtungen

Beim Eintritt in den Kristall wird das Licht in zwei senkrecht zueinander schwingende Teile aufgespalten. Infolge der ungleichen Ausbreitungsgeschwindigkeit erhalten die beiden Teilstrahlen beim Austritt einen Phasenunterschied.



Das Zustandekommen des Phasenunterschiedes im Kristall ist in Abb. 106/2 veranschaulicht. Im gewählten Beispiel liegen in der nach rechts geneigten Schwingungsebene zwei Wellenlängen im Kristall; die Phase der Welle ist beim Austritt die gleiche wie beim Eintritt. In der anderen, dazu senkrechten Schwingungsebene liegen infolge der größeren Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser Welle nur $1\frac{1}{2}$ Wellenlängen im Kristall; die Phase ist beim Austritt gegenüber der beim Eintritt um eine halbe Schwingung verschoben.

Abb. 106/2. Entstehen des Phasenunterschiedes zwischen dem ordentlichen und dem außerordentlichen Strahl beim Durchlaufen eines doppelbrechenden Kristalls

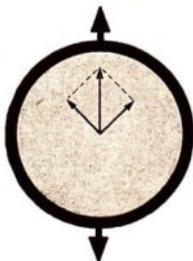


Abb. 106/3. Verstärkung der beiden Komponenten des hindurchtretenden Lichtes bei zwei Polarisatoren mit gekreuzter Durchlaßrichtung

Wie der französische Physiker *Dominique François Arago*¹ nachgewiesen hat, können zwei senkrecht zueinander linear polarisierte Lichtbündel nicht miteinander interferieren. Erst wenn sie durch den Analysator wieder in einer gemeinsamen Schwingungsebene vereinigt werden, kann sich der durch den Kristall verursachte Gangunterschied der beiden Teilwellen in *Interferenzerscheinungen* auswirken.

Liegen die Durchlaßrichtungen beider Polarisatoren parallel wie in Abb. 106/2, so wird das Licht ausgelöscht, wenn der Gangunterschied $\frac{\lambda}{2}$ beträgt. Stehen sie beide zueinander gekreuzt, so wird es bei dem gleichen Gangunterschied hindurchgelassen (Abb. 106/3). Die beiden Lichtkomponenten verstärken sich.

¹ Dominique François Arago (1786–1853), bedeutender französischer Astronom und Physiker

Im weißen Licht treten wieder farbige Interferenzerscheinungen auf, da der durch eine bestimmte Kristalldicke hervorgerufene Gangunterschied für verschiedene Wellenlängen verschieden groß ist.

Die Farbe ändert sich mit der Dicke der Platte. Je dicker die Platte, um so blasser werden die Farben. Die Interferenzerscheinungen des polarisierten Lichtes sind darin denen an dünnen Schichten ähnlich. Auch die Reihenfolge der Farben ist der für dünne Schichten geltenden gleich. Insbesondere an *Glimmerplättchen* beobachtet man im polarisierten Licht farbige Interferenzerscheinungen. Die beiden Brechungsverhältnisse unterscheiden sich nur wenig voneinander. Infolgedessen ist eine Dicke von einigen Zehntelmillimetern erforderlich, wenn zwischen den beiden Strahlen ein Gangunterschied von einigen Wellenlängen auftreten soll. Glimmerplättchen dieser Dicke sind aber leicht herstellbar.

Sehr einfach lassen sich farbige Interferenzerscheinungen an Folien aus *Cellophan*, *Polystyrol* oder dgl. beobachten. Verschiedene Schichtdicken erreicht man durch Übereinanderlegen mehrerer Folien, am besten durch Falten. Mit zunehmender Schichtdicke sieht man, daß die von den Interferenzerscheinungen an dünnen Schichten aus § 17 her bekannten Interferenzfarben durchlaufen werden. Dreht man den Analysator um 90° , so zeigen sich die komplementären Farben.

Die Eigenschaft der Doppelbrechung erhalten die Folien durch das Strecken während des Fabrikationsprozesses. Dadurch werden die Molekülketten in bestimmter Weise ausgerichtet. Wird die Streckung der Folie durch Eintauchen in heißes Wasser rückgängig gemacht, so verschwindet auch die Doppelbrechung.

3. Spannungsdoppelbrechung. Glas ist normalerweise isotrop¹, das heißt, es verhält sich dem Licht und anderen Vorgängen gegenüber nach allen Raumrichtungen gleichartig. Wird es jedoch elastischen Spannungen ausgesetzt, so zeigt es in einzelnen Richtungen und Gebieten unterschiedliche Lichtgeschwindigkeiten. Im polarisierten Licht beobachtet man daher überall dort Interferenzfarben, wo das Glas durch Druck oder Zug deformiert wird. Abbildung 107/1 zeigt eine gepreßte Glasplatte zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren. Die Erscheinung

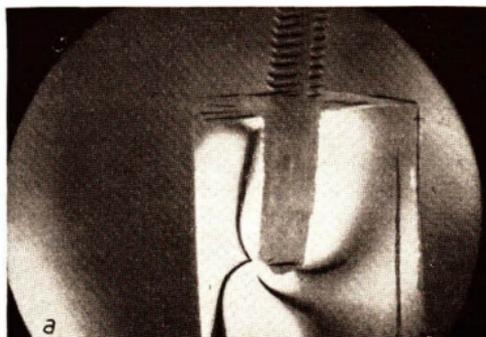


Abb. 107/1. Gepreßte Glasplatte zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren

¹ isos (griech.) = gleich, tropein (griech.) = wenden; isotrop = gleichartig wendbar

bezeichnet man als *Spannungsdoppelbrechung*. Sie tritt besonders bei ungleichmäßiger Abkühlung einer Glasschmelze auf (Abb. 108/1). Untersuchungen im polarisierten Licht sind darum der optischen Industrie ein wertvolles Hilfsmittel, wenn es gilt, fehlerhafte Glasstücke auszusondern. Unsere volkseigene optische Industrie hat Spannungsprüfer zur Untersuchung von Brillengläsern nach dem Einsetzen in die Brillenfassung und von anderen Prüfstücken entwickelt (Abb. 108/2).

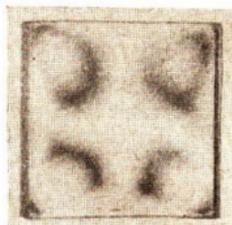


Abb. 108/1. Ungleichmäßig gekühlte Glasplatte zwischen zwei gekreuzten Polarisatoren

4. Doppelbrechung von Flüssigkeiten — Der Kerr-effekt. Einige Flüssigkeiten, insbesondere Nitrobenzol und Schwefelkohlenstoff, werden doppel-

brechend, wenn sie einem elektrischen Feld ausgesetzt werden. Zwischen gekreuzte Polarisatoren gebracht, bewirken sie eine

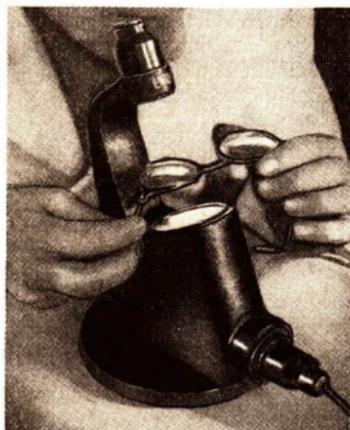


Abb. 108/2. Spannungsprüfer des VEB Carl-Zeiss-Werkes, Jena

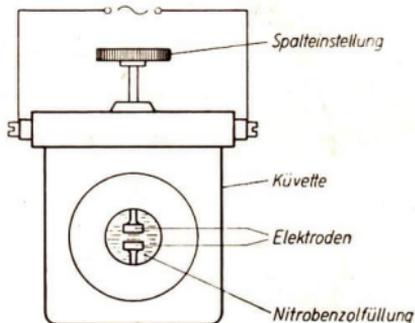


Abb. 108/3. Kerrzelle

Gesichtsfeldaufhellung, deren Größe von der angelegten Spannung abhängt. Diese Erscheinung wurde von dem englischen Physiker *John Kerr*¹ 1877 zum erstenmal beobachtet. Nach ihm wird diese Erscheinung als *Kerreffekt* und eine Vorrichtung, in der diese Doppelbrechung technisch ausgenutzt wird, als *Kerrzelle* bezeichnet. Man versteht darunter einen mit Nitrobenzol gefüllten Kondensator, der von Licht durchsetzt werden kann (Abb. 108/3).

Man kann mit der Kerrzelle elektrische Spannungsänderungen trägheitslos in Lichtschwankungen umwandeln. Dies ist beim *Tonfilm* von großer technischer Bedeutung, wenn bei der Aufnahme die im Mikrophon erzeugten elektrischen Wechselströme als Helligkeitsschwankungen auf das Filmband aufgezeichnet werden. Die Aufzeichnung geht folgendermaßen vor sich: Ein Lichtstrahl durch-

¹ John Kerr (1824–1907), schottischer Physiker, entdeckte 1877 den nach ihm benannten Effekt.

setzt einen Polarisator, die Kerrzelle und den Analysator und fällt schließlich durch einen Spalt auf den Rand des vorbeilaufenden Tonfilmstreifens. Durch die tonfrequenten Spannungsschwankungen an den Kondensatorplatten der Kerrzelle wird die Intensität des Lichtstrahles im gleichen Rhythmus trägheitslos gesteuert. Dadurch wird die Tonspur als sogenannte *Sprossenschrift* seitlich auf dem Filmstreifen aufgezeichnet (Abb. 109/1a).

Ein anderes Verfahren zeichnet den Ton als *Zackenschrift* auf (Abb. 109/1b). Ein Lichtstrahl fällt dabei auf einen Spalt, hinter dem der Tonfilmstreifen vorbeiläuft. Der Lichtstrahl wird durch einen in der Tonfrequenz magnetisch gedrehten Spiegel mehr oder weniger seitlich abgelenkt, so daß er auf dem dahinter vorbeilaufenden Filmstreifen eine Zackenspur hinterläßt. Auf Einzelheiten beider Tonaufnahmeverfahren kann hier nicht näher eingegangen werden.

5. Versuche und Fragen:

1. Wie kommen die Farben an doppelbrechenden Kristallen im polarisierten Licht zustande?
2. Untersuchen Sie gefaltete Cellophan- oder Polystyrolfolien zwischen zwei Plattensatz-Polarisatoren oder zwischen zwei Polarisationsfiltern!
3. In welcher Anordnung wird die Doppelbrechung von Flüssigkeiten technisch angewandt?
4. In einem doppelbrechenden Stoff haben die beiden Strahlen einen Phasenunterschied erhalten. Weshalb ist dahinter zum Hervorrufen von Interferenzerscheinungen noch ein Polarisator erforderlich? Weshalb zeigt sich beim Drehen dieses Polarisators um 90° die Komplementärfarbe?
5. Was versteht man unter Spannungsdoppelbrechung?

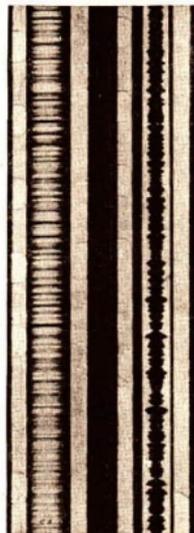


Abb. 109/1. Tonspur auf einem Tonfilmstreifen
a) Sprossenschrift
b) Zackenschrift

VI. (§ 22) Die elektromagnetische Natur des Lichtes

1. **Elektrooptische und magnetooptische Erscheinungen.** Im Jahre 1845 entdeckte *Michael Faraday*, daß die Schwingungsebene des polarisierten Lichtes, das einen zwischen den Polschuhen eines kräftigen Elektromagneten befindlichen Stoff durchsetzt, gedreht wird. Das Lichtbündel muß dabei das Magnetfeld in der Feldrichtung durchsetzen. Die Polschuhe des Elektromagneten müssen demnach in der Richtung ihrer Verbindungslinie durchbohrt sein, damit man diesen Effekt, den man als den *Faraday-Effekt* bezeichnet, beobachten kann. Den Einfluß elektrischer Felder auf die optischen Eigenschaften verschiedener Stoffe hatten wir in § 21, 4 im *Kerreffekt* kennengelernt.

Im Jahre 1896 gelang es dem holländischen Physiker *Pieter Zeeman*¹, einen weiteren Einfluß magnetischer Felder auf das Licht nachzuweisen. Während *Faraday* das Licht beim Durchtritt durch einen im Magnetfeld befindlichen Körper untersucht hatte, brachte *Zeeman* die Lichtquelle selbst in ein sehr starkes magnetisches Feld. Er benutzte eine Lichtquelle, die ein Linienspektrum liefert, beispielsweise eine gefärbte Flamme, und zerlegte das Licht mittels eines Spektroskops.

Beim Einschalten des Elektromagneten zeigten sich zu beiden Seiten jeder Linie dicht daneben weitere Linien. Dabei muß noch unterschieden werden, ob das Licht in der Magnetfeldrichtung untersucht wird oder quer zu ihr. Im ersten Falle müssen die Polschuhe des Magneten wie bei der Beobachtung des Faraday-Effekts durchbohrt sein.

Einige Linien zeigen den einfachsten Fall der Aufspaltung, den normalen *Zeeman-Effekt*. In diesem Falle wird bei der Beobachtung senkrecht z zum Magnetfeld die beobachtete Linie linear polarisiert. Zu beiden Seiten erscheinen zwei weitere Linien, die senkrecht zur ersten polarisiert sind (Abb. 110/1c). Bei der Beobachtung in der Feldrichtung ist die ursprüngliche Linie nicht zu sehen. Die beiden seitlichen Linien sind zirkular polarisiert² (Abb. 110/1b).

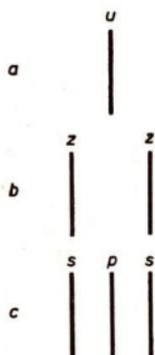


Abb. 110/1. Zeeman-Effekt. u unpolarisiertes Licht; z zirkular polarisiertes Licht; p linear polarisiertes Licht, parallel zum Magnetfeld schwingend; s linear polarisiertes Licht, senkrecht zum Magnetfeld schwingend

¹ Pieter Zeeman (1865–1943), ein bedeutender holländischer Physiker, von 1900 an Professor in Amsterdam. Seine Forschungen über die Aufspaltung der Spektrallinien waren von größter Bedeutung für die Weiterentwicklung der Atomphysik.

² Zirkular polarisiertes Licht schwingt nicht in einer Ebene wie das linear polarisierte.

Einen ähnlichen Effekt entdeckte 1913 der deutsche Physiker *Johannes Stark*¹, indem er die Lichtquelle in ein elektrisches Feld brachte. Er ließ Kanalstrahlen zwischen den auf einige tausend Volt aufgeladenen Platten eines Kondensators hindurchtreten und betrachtete das von den Kanalstrahlen ausgesandte Licht in Richtung des elektrischen Feldes und senkrecht dazu. Er beobachtete eine Linienaufspaltung ähnlich dem Zeeman-Effekt. Man bezeichnet sie als den *Stark-Effekt*.

2. Die Grundlagen der elektromagnetischen Lichttheorie. Die im Abschnitt I angegebenen elektro- und magneto-optischen Erscheinungen lassen einen Zusammenhang zwischen der Erzeugung und der Ausbreitung von Lichtwellen einerseits und elektromagnetischen Vorgängen andererseits erkennen. Für diesen Zusammenhang stellt die folgende Tatsache einen weiteren Beweis dar.

Innerhalb eines Elektronenstromes üben die Elektronen abstoßende elektrostatische Kräfte aufeinander aus. Andererseits herrscht zwischen parallel bewegten Elektronen eine magnetische Anziehung, eine Tatsache, die wir bereits im 10. Schuljahr an zwei benachbarten, von gleichgerichteten Strömen durchflossenen Drähten kennengelernt haben (vgl. LB 10, § 49, 2). Wie die Forschungen ergeben haben, tritt in dem Verhältnis dieser beiden Kräfte das Quadrat der Lichtgeschwindigkeit auf. Der deutsche Physiker *Wilhelm Eduard Weber*² hat im Jahre 1858 aus solchen elektrischen Messungen den Wert der Lichtgeschwindigkeit bestimmt.

Diese Zusammenhänge gaben den Anstoß zu einer tiefgründigen mathematischen Untersuchung elektromagnetischer Feldvorgänge, die der englische Physiker *James Clerk Maxwell* 1865 durchführte. Nach der von ihm aufgestellten elektromagnetischen Lichttheorie ist das *Licht eine elektromagnetische Welle*, gleichartig den durch elektrische Schwingungen erzeugten Wellen, die um diese Zeit noch unbekannt waren, deren Existenz aber durch *Maxwell* vorausgesagt wurde. Dreiundzwanzig Jahre später, im Jahre 1888, gelang es dem großen deutschen Physiker *Heinrich Hertz*, den Nachweis dieser Wellen zu erbringen. *Hertz* bestimmte auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit der mit einer Funkenstrecke erzeugten elektromagnetischen Wellen, die eine Wellenlänge von 9,6 m besaßen, indem er durch Reflexion stehende Wellen erzeugte und aus deren Wellenlänge und der Schwingungsfrequenz die Geschwindigkeit errechnete. Es ergab sich die nach der Theorie *Maxwells* geforderte Übereinstimmung mit der Lichtgeschwindigkeit. *Hertz* stellte auch eine Brechung der langwelligen elektromagnetischen Wellen in Isolatoren wie Paraffin u. ä. fest und bestimmte deren Brechungsverhältnisse. Die Werte stimmten gut mit den von der Theorie geforderten überein. Nach der Theorie hängt das Brechungsverhältnis von der Dielektrizitätskonstante ϵ_{rel} des brechenden Stoffes ab. Danach ist

$$n = \sqrt{\epsilon_{rel}}.$$

Diese Beziehung spielt auch in der Optik eine große Rolle. Bei der Nachprüfung der Gültigkeit dieser Gleichung ist zu beachten, daß n nicht konstant, sondern

¹ Johannes Stark (geb. 1874), deutscher Physiker, legte durch seine Forschungen über die Kanalstrahlen den Grund zu wichtigen Erkenntnissen, die die Entwicklung der Atomtheorie erheblich förderten.

² Näheres über Wilhelm Eduard Weber siehe LB 10, Fußnote S. 136!

von der Wellenlänge abhängig ist, wie die Erscheinung der Dispersion zeigt, und daß diese Abhängigkeit in einigen Bereichen sogar Unstetigkeiten aufweist.

3. Das Licht als elektromagnetische Welle. In der Folgezeit wurden an den neuentdeckten Hertzschen Wellen alle Welleneigenschaften nachgewiesen, die von den Lichtwellen her bekannt waren:

die Reflexion und die Brechung, die Polarisation, experimentell durchgeführt an Drahtgittern, die Beugung und die Interferenz.

Als Quelle der Lichtwellen erkannte man bestimmte sich innerhalb der Atome abspielende Vorgänge. Die Entstehung einer Hertzschen elektromagnetischen Welle an einem elektrischen Dipol wurde in engster Analogie gesetzt zur Entstehung der Lichtwellen im Atom. Noch ehe der dänische Physiker *Niels Bohr* 1913 die moderne Atomtheorie begründete, führte man die Entstehung der Lichtwellen auf Schwingungen oder auf Rotationsbewegungen von Elektronen um den Atomkern zurück. Die Frequenz der Welle wurde ganz wie bei den Hertzschen Wellen mit der Frequenz der schwingenden elektrischen Ladungen gleichgesetzt. Wir werden in der Atomphysik Näheres über die heute als richtig erkannte Vorstellung vom Aussendungsprozeß des Lichtes im Atom erfahren.

Zusammenfassend können wir feststellen:

Das Licht ist eine elektromagnetische Welle. Die Art ihrer Ausbreitung kann man am besten an den Hertzschen elektromagnetischen Wellen studieren.

Elektrische und magnetische Felder, die in ihrer Phase um $\frac{\lambda}{4}$ gegeneinander verschoben sind und aufeinander senkrecht stehen, lösen sich von atomaren Oszillatoren ab und breiten sich um diese mit Lichtgeschwindigkeit aus.

Der chemisch wirksame Teil des Lichtes ist die elektrische Komponente.

Im linear polarisierten Licht schwingt diese Komponente gleichbleibend in einer einzigen Ebene.

Natürliches Licht ist eine Mischung linear polarisierter Wellen, die in allen möglichen Ebenen schwingen. Die Länge der Wellenzüge ist von der Zusammensetzung des Lichtes abhängig. Monochromatisches Licht weist Wellenzüge mit einer Länge bis zu einigen Zentimetern auf. Weißes Licht, das von glühenden festen oder flüssigen Körpern ausgesandt wird, besteht aus Wellenzügen mit stark unterschiedlicher Wellenlänge und mit einer Ausdehnung von nur wenigen Wellenlängen, oft nur aus einzelnen Impulsen.

