

Robert Wichard Pohl

# Einführung in Die Elektrizitätslehre

*10th– 11th Edition*

# EINFÜHRUNG IN DIE ELEKTRIZITÄTSLEHRE

VON

ROBERT WICHARD POHL

DR. PHIL., DR.-ING. E. H., DR. PHYS. E. H.  
O. Ö. PROFESSOR DER PHYSIK AN DER  
UNIVERSITÄT GÖTTINGEN

ZEHNTE UND ELFTE  
VERBESSERTE AUFLAGE

MIT 497 ABBILDUNGEN,  
DARUNTER 20 ENTLEHNTEN



SPRINGER-VERLAG BERLIN HEIDELBERG GMBH  
1944

ISBN 978-3-662-35977-8      ISBN 978-3-662-36807-7 (eBook)  
DOI 10.1007/978-3-662-36807-7

**ALLE RECHTE, INSBESONDERE DAS DER ÜBERSETZUNG  
IN FREMDE SPRACHEN, VORBEHALTEN.**

**COPYRIGHT 1927, 1935, 1941 AND 1944 BY SPRINGER-VERLAG BERLIN HEIDELBERG  
URSPRÜNGLICH ERSCHIENEN BEI SPRINGER VERLAG OHG IN BERLIN 1944.  
SOFTCOVER REPRINT OF THE HARDCOVER 10-11ST EDITION 1944**

DIES BUCH HABE ICH  
HERRN PROFESSOR LIC.  
**ADOLF METZ**  
(1846—1932)  
GEWIDMET  
ALS ZEICHEN DER VEREHRUNG  
UND DER DANKBAREN ERINNERUNG  
AN MEINE GYMNASIALZEIT  
IM JOHANNEUM ZU HAMBURG

## Aus dem Vorwort zur vierten Auflage.

Verbesserungen und Einschaltungen hatten die Gliederung des Stoffes beeinträchtigt, und als Schlimmstes erschien die Gefahr einer Umfangsvergrößerung, dieses nie trügenden Zeichens für das Veralten eines Buches. — Zur Behebung dieser Übelstände habe ich das Buch diesmal in allen seinen wesentlichen Teilen vollständig neu angelegt und geschrieben. Dabei ist manche unnötige Weitschweifigkeit in Wegfall geraten und Platz für heute wichtige Dinge geschaffen worden. Der Stoff ist jetzt auf 16 statt bisher auf 11 Kapitel verteilt worden. Seine Gliederung ist nach wie vor in allen wesentlichen Punkten die der historischen Entwicklung geblieben. Doch scheue ich mich nirgends vor den technischen Hilfsmitteln unserer Tage. Das ist nur eine zeitersparende Äußerlichkeit. Ich habe ja auch Gesänge Homers aus einem gedruckten Texte gelernt und nicht nach dem festlichen Vortrag eines Rhapsoden.

Der schon früher geringe Aufwand an experimentellen Hilfsmitteln<sup>1)</sup> ist weiter verringert worden.

## Aus dem Vorwort zur achten Auflage.

Das 5., 9., 12. und Teile des 13. Kapitels mußten neu abgefaßt werden; sie waren teils durch Einschaltungen unübersichtlich geworden, teils veraltet. In den übrigen Kapiteln sind viele kleine Änderungen und Verbesserungen vorgenommen worden.

Die zum 1. Januar 1940 vorgesehene unwesentliche Änderung der Einheiten Ampere und Volt ist nicht zur Ausführung gelangt. Anderslautende Angaben im Schrifttum sind unzutreffend. Daher mußte in diesem Buch für die Induktionskonstante nach wie vor der Wert

$$\mu_0 = 1,2560 \cdot 10^{-6} \text{ Voltsek/Amperemeter}$$

benutzt werden.

Auf S. 287 sind einige zwar entbehrliche, aber im Schrifttum noch häufig vorkommende Nebenbegriffe zusammengestellt worden. Ihre in den meisten Büchern fehlenden Definitionsgleichungen dürften manchem Leser willkommen sein.

## Vorwort zur zehnten Auflage.

Für die zehnte Auflage waren die §§ 112 und 120 neu verfaßt und im übrigen mancherlei kleine Verbesserungen eingefügt worden. Die §§ 118 bis 121 stützen sich im wesentlichen auf die Arbeiten meines Instituts.

Göttingen, im Dezember 1943.

**R. W. POHL.**

---

<sup>1)</sup> Bezugsquelle Spindler & Hoyer, G.m.b.H., Göttingen.

# Inhaltsverzeichnis.

Seite

I. Meßinstrumente für Strom und Spannung . . . . .	1
Vorbemerkung S. 1. — Der elektrische Strom S. 1. — Technische Ausführung von Strommessern oder Amperemetern S. 5. — Die Eichung der Strommesser oder Amperemeter S. 7. — Die elektrische Spannung S. 7. — Technischer Aufbau statischer Spannungsmesser oder Voltmeter S. 7. — Die Eichung der Spannungsmesser oder Voltmeter S. 8. — Stromdurchflossene Spannungsmesser oder Voltmeter S. 9. — Einige Beispiele für Ströme und Spannungen verschiedener Größe S. 10. — Stromstöße und ihre Messung S. 12. — Schlußbemerkung S. 14.	
II. Das elektrische Feld . . . . .	15
Grundbeobachtungen. Elektrische Felder verschiedener Gestalt S. 15. — Das elektrische Feld im Vakuum S. 18. — Die elektrischen Ladungen oder Substanzen S. 19. — Feldzerfall durch Materie S. 20. — Beweglichkeit der Elektrizitätsatome in Leitern, Unbeweglichkeit in Isolatoren S. 20. — Influenz und ihre Deutung S. 21. — Sitz der ruhenden Ladungen auf der Leiteroberfläche S. 23. — Strom beim Feldzerfall S. 25. — Messung elektrischer Ladungen durch Stromstöße S. 25. — Die elektrische Feldstärke $\mathcal{E}$ S. 27. — Proportionalität von Flächendichte der Ladung und elektrischer Feldstärke S. 28. — Die Verschiebungsdichte $\mathcal{D}$ S. 30. — Das elektrische Feld der Erde. Raumladung und Feldgefälle S. 30. — Kapazität von Kondensatoren und ihre Berechnung S. 31. — Kondensatoren verschiedener Bauart. Dielektrika und ihre Elektrisierung S. 33.	
III. Kräfte und Energie im elektrischen Feld . . . . .	36
Vorbemerkung S. 36. — Der Grundversuch S. 36. — Erste Anwendungen der Gleichung $K = \frac{1}{2} q \cdot \mathcal{E}$ S. 38. — Druck auf die Oberfläche geladener Körper. Verkleinerung der Oberflächenspannung S. 40. — GUERICQUES Schwebversuch (1672). Elektrische Elementarladung $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Ampere Sekunden S. 41. — Energie des elektrischen Feldes S. 42. — Elektrische Niveaulächen und Potential S. 43. — Elektrischer Dipol, elektrisches Moment S. 43. — Influenzierte und permanente elektrische Momente. Pyro- und piezoelektrische Kristalle S. 45.	
IV. Kapazitive Stromquellen und einige Anwendungen elektrischer Felder . . . . .	47
Vorbemerkung. Allgemeines über Stromquellen S. 47. — Influenzmaschinen S. 47. — Kapazitive Stromquellen für sehr hohe Spannungen S. 50. — Abschirmung elektrischer Felder; Käfigschutz S. 51. — Messung kleiner Zeiten mit Hilfe des Feldzerfalles S. 52. — Messung großer Widerstände mit Hilfe des Feldzerfalles S. 53. — Statische Voltmeter mit Hilfsfeld S. 53.	
V. Materie im elektrischen Feld . . . . .	55
Vorbemerkung S. 54. — Begriffsbildung S. 54. — Verfahren zur Messung elektrischer Stoffwerte für polare und unpolare Stoffe S. 55. — Entelektrisierung. Das elektrische Feld in Hohlräumen S. 56. — Polare und unpolare Stoffe in inhomogenen elektrischen Feldern S. 58. — Die molekulare elektrische Polarisierbarkeit S. 59. — Das permanente elektrische Moment polarer Moleküle S. 60. — Elektrostriktion S. 61.	
VI. Das magnetische Feld . . . . .	62
Herstellung verschieden gestalteter magnetischer Felder durch elektrische Ströme S. 62. — Die magnetische Feldstärke $\mathcal{H}$ . Das Magnetometer S. 65. — Erzeugung magnetischer Felder durch mechanische Bewegung elektrischer Ladungen S. 67. — Auch die Magnetfelder permanenter Magnete entstehen durch Bewegung elektrischer Ladungen S. 68. — Zusammenfassung S. 70.	

	Seite
<b>VII. Verknüpfung elektrischer und magnetischer Felder . . . . .</b>	<b>71</b>
<p>Vorbemerkung S. 71. — Die Induktionserscheinungen S. 71. — Herleitung des Induktionsgesetzes mit einer ruhenden Induktionsspule S. 73. — Vertiefte Auffassung des Induktionsvorganges. II. MAXWELLSche Gleichung S. 74. — Die magnetische Spannung eines Leitungsstromes S. 76. — Verschiebungsstrom und I. MAXWELLSche Gleichung S. 80. — Zusammenfassung S. 83.</p>	
<b>VIII. Kräfte im magnetischen Felde . . . . .</b>	<b>84</b>
<p>Die Kraftflußdichte <math>\mathfrak{H}</math> S. 84. — Die Induktion in bewegten Leitern S. 85. — Deutung der Induktion in bewegten Leitern S. 86. — Kräfte zwischen zwei parallelen Strömen. Die Lichtgeschwindigkeit <math>c = 3 \cdot 10^8</math> m/sek S. 88. — Regel von LENZ. Wirbelströme S. 89. — Das Kriechgalvanometer. Der Kraftfluß bei verschiedenem Eisenschluß S. 91. — Das magnetische Moment <math>\mathfrak{M}</math> S. 92. — Lokalisierung des Kraftflusses und Magnetostatik S. 95.</p>	
<b>IX. Materie im Magnetfeld . . . . .</b>	<b>100</b>
<p>Vorbemerkung S. 100. — Begriffsbildung S. 100. — Verfahren zur Messung magnetischer Stoffwerte S. 101. — Diamagnetismus, Paramagnetismus, Ferromagnetismus S. 102. — Entmagnetisierung. Das Feld in Hohlräumen S. 106. — Messung magnetischer Stoffkonstanten S. 108. — Die molekulare magnetische Polarisierbarkeit para- und diamagnetischer Stoffe S. 108. — Das permanente magnetische Moment paramagnetischer Moleküle S. 109. — Zur atomistischen Deutung diamagnetischer Stoffwerte. LARMOR-Präzession S. 111. — Zur atomistischen Deutung des Ferromagnetismus S. 112.</p>	
<b>X. Anwendungen der Induktion, insbesondere induktive Stromquellen und Elektromotoren . . . . .</b>	<b>115</b>
<p>Vorbemerkung S. 115. — Induktive Stromquellen S. 115. — Elektromotoren. Grundlagen S. 119. — Ausführung von Elektromotoren S. 122. — Drehfeldmotoren für Wechselstrom S. 122.</p>	
<b>XI. Trägheit des Magnetfeldes und elektrische Schwingungen . . . . .</b>	<b>125</b>
<p>Die Selbstinduktion und der Selbstinduktionskoeffizient <math>L</math> S. 125. — Die Trägheit des Magnetfeldes als Folge der Selbstinduktion S. 127. — Induktiver Widerstand S. 128. — Quantitatives zum induktiven Widerstand S. 130. — Kapazitiver Widerstand S. 132. — Transformatoren und Induktoren S. 134. — Elektrische Schwingungen S. 136. — Einige Anwendungen elektrischer Schwingungen S. 139.</p>	
<b>XII. Mechanismus der Leitungsströme . . . . .</b>	<b>145</b>
<p>Der Mechanismus der Leitung im Modellversuch S. 145. — Zwei Grundtatsachen des Leitungsvorganges S. 147. — Unselbständige Leitung in Zimmerluft mit sichtbaren Elektrizitätsträgern. Zur Deutung des Ohmschen Gesetzes S. 147. — Unselbständige Leitung in Luft. Ionen als Elektrizitätsträger S. 150. — Unselbständige Ionenleitung in Zimmerluft. Ionenbeweglichkeit. Sättigungsstrom S. 152. — Unselbständige Elektrizitätsleitung im Hochvakuum S. 154. — Das Atomgewicht des Elektrons nach Beobachtungen an Kathodenstrahlen S. 156. — Röntgenlampe und Dreielektrodenrohr S. 157. — Elektronenoptik S. 159. — Quantitatives zur thermischen Elektronenemission S. 160. — Unselbständige Glimmentladung in Gasen. Positive Säule oder Plasma S. 160. — Selbständige Glimmentladung in Gasen, Kanalstrahlen S. 165. — Anwendungen der selbständigen Entladung in Gasen bei tiefen Drucken, Massenspektrograph S. 168. — Bogenentladung S. 171. — Zündvorgänge und Stromspannungskurven der selbständigen Entladung S. 173. — Leitung in Flüssigkeiten. Allgemeines S. 174. — Elektrolytische oder Ionenleitung in wäßrigen Lösungen S. 175. — Ladung der Ionen. FARADAYS Äquivalentgesetz. Spezifische Molekülzahl <math>N</math> S. 176. — Das Ohmsche Gesetz bei der elektrolytischen Leitung S. 178. — Die Beweglichkeit der Ionen S. 181. — Die Überführung S. 182. — Technische Anwendungen der Elektrolyse wäßriger Lösungen S. 184. — Ionenleitung in geschmolzenen Salzen und in unterkühlten Flüssigkeiten (Gläsern) S. 184. — Leitung in Flüssigkeiten von hohem spezifischem Widerstand S. 185. — Leitung in festen Körpern, Allgemeines und Gliederung S. 186. — Ionenleitung in Salzkristallen S. 187. — Elektrizitätsleitung in Metallen, Grundtatsachen S. 188. — Einfluß der Temperatur auf die elektrische Leitfähigkeit der Metalle. Beziehungen zur Wärmeleitung S. 190. — Nachweis der Leitungselektronen durch Trägheitskräfte S. 192. — Ein atomistisches Bild der metallischen Leitung S. 193. — Die HALL-Spannung S. 195. — Mischleiter, Übersicht S. 196. — Die Unterscheidung von Elektronenüberschuß und Ersatzleitung S. 199. — Unselbständige Elektrizitätsleitung in</p>	

	Seite
Mischleitern. Lichtelektrischer Primärstrom S. 200. — Der lichtelektrische Sekundärstrom S. 202. — Die Supraleitung der Metalle und Mischleiter S. 203.	
<b>XIII. Elektrische Felder in der Grenzschicht zweier Substanzen . . . . .</b>	<b>206</b>
Vorbemerkung S. 206. — Die „Reibungselektrizität“ zwischen festen Körpern, Doppelschicht, Berührungsspannung S. 206. — Berührungsspannungen zwischen einem festen Körper und einer Flüssigkeit S. 207. — Doppelschichten in der Grenze zwischen Gasen und Flüssigkeiten S. 208. — Die Berührungsspannung oder Galvanispannung zwischen zwei Metallen S. 209. — Die Abtrennbarkeit der Elektronen aus Metallen S. 209. — Die Voltaspannung zwischen zwei Metallen. S. 211. — Änderung der Abtrennarbeit durch ein äußeres elektrisches Feld S. 212. — Übergangswiderstand zwischen zwei gleichen Metallen. Das Kohle-Mikrophon S. 213. — Metalle als Leiter erster Klasse. Thermoelemente S. 214. Peltiereffekt. Lichtelemente S. 216. — Elektrolyte als Leiter zweiter Klasse. Chemische Stromquellen. Elemente S. 216. — Polarisation bei der elektrolytischen Leitung S. 218. — Akkumulatoren S. 218. — Unpolarisierbare Elektroden und Elemente. Normalelemente S. 219. — Doppelschicht und Oberflächenspannung S. 221. — Wirkungsweise der Stromquellen, das Gewicht als ladungstrennende Kraft, Lösungsdruck S. 222.	
<b>XIV. Die Radioaktivität . . . . .</b>	<b>224</b>
Die radioaktiven Strahlen S. 224. — Beobachtung einzelner Elektronen und Ionen S. 226. — Bestimmung der spezifischen Molekülzahl $N$ durch Zählen von Molekülen S. 229. — Der Zerfall der radioaktiven Atome. Elektrizitätsatome als wesentliche Bausteine der Elemente S. 230. — Die Umwandlung von Atomen und die Entdeckung der Positronen und Neutronen S. 233. — Rückblick. Die Abhängigkeit der Elektronenmasse von der Geschwindigkeit. Masse und Energie S. 235.	
<b>XV. Elektrische Wellen . . . . .</b>	<b>238</b>
Vorbemerkungen S. 238. — Herstellung hochfrequenter Wechselströme durch ungedämpfte Schwingungen S. 238. — Erzwungene elektrische Schwingungen S. 242. — Der elektrische Dipol S. 243. — Stehende elektrische Drahtwellen zwischen zwei Paralleldrähten S. 247. — Die Bedeutung der stehenden elektrischen Drahtwellen. Ausbreitung elektrischer Felder mit Lichtgeschwindigkeit S. 248. — Direkte Messung der Geschwindigkeit fortschreitender Drahtwellen S. 251. — Der Verschiebungsstrom des Dipols. Die Ausstrahlung freier elektrischer Wellen S. 252. — Halbfreie elektrische Wellen. Wellentelegraphie S. 258. — Die Wesensgleichheit der elektrischen Wellen und der Lichtwellen. Das gesamte Spektrum elektrischer Wellen S. 261. — Eine historische Notiz S. 262.	
<b>XVI. Das Relativitätsprinzip als Erfahrungstatsache . . . . .</b>	<b>263</b>
Gleichwertige und ausgezeichnete Bezugssysteme in der Mechanik und Akustik S. 264. — Einflußlosigkeit der Erdbahnbewegung auf mechanische Beobachtungen S. 266. — Elektrische Erscheinungen in bewegten Bezugssystemen S. 266. — Die LORENTZ-Umformungen S. 269.	
Umrechnungstafel . . . . .	272
Vergleichende Übersicht über Maße und Einheiten . . . . .	274
Nachwort: Zur Wahl der Einheiten . . . . .	275
Vergleichende Übersicht über die Schreibweise einiger Gleichungen. . . . .	276
<b>Sachverzeichnis . . . . .</b>	<b>277</b>
Wichtige Konstanten . . . . .	285
Nebengebiffe . . . . .	287
Periodisches System der Elemente . . . . .	288

Die praktische Krafteinheit wird in diesem Buch nach dem Vorschlag der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt nicht Kilogrammkraft, sondern Kilopond genannt. Also

$$1 \text{ Kilopond} = 9,8 \text{ kg} \frac{\text{meter}}{\text{sec}^2} = 9,8 \text{ Gro\ss} \text{dyn.}$$

Auf diese Weise wird die Verwechslung mit der Masseneinheit 1 kg sicher vermieden.

# I. Meßinstrumente für Strom und Spannung.

§ 1. Vorbemerkung. Bei einer Darstellung der Mechanik beginnt man mit den Begriffen Länge, Zeit und Masse. Man benutzt sogleich die im täglichen Leben erprobten Meßinstrumente, also unsere heutigen Uhren, Waagen und Maßstäbe. Niemand nimmt für die ersten Experimente Sonnen- und Wasseruhren oder gar einen pulszählenden Sklaven. Niemand legt zunächst die ganze historische Entwicklung der Sekunde klar. Jedermann greift ohne Bedenken zu einer Taschenuhr oder einer modernen Stoppuhr mit Hundertstelsekundenteilung. Man kann sich einer Uhr bedienen auch ohne Kenntnis ihrer Konstruktionseinzelheiten und ohne Kenntnis ihrer historischen Entwicklung.

Beim Übergang zur Wärmelehre führt man allgemein den neuen Begriff der Temperatur ein. Man benutzt von Anfang an die jedermann vertrauten Thermometer als Hilfsmittel des Experimentes.

In entsprechender Weise knüpfen wir auch in der Elektrizitätslehre an alltägliche Erfahrungen des praktischen Lebens an. Wir beginnen mit den heute allgemein gebräuchlichen Begriffen elektrischer Strom und elektrische Spannung und den Instrumenten für ihre Messung. Als Ausgangspunkt unserer Experimente dient uns die Existenz der chemischen Stromquellen, der Taschenlampenbatterien, Akkumulatoren usw.

§ 2. Der elektrische Strom. Wir sprechen im täglichen Leben von einem elektrischen Strom in Leitungsdrähten oder Leitern. Wir wollen die Kennzeichen des Stromes vorführen. Dazu erinnern wir zunächst an zwei altbekannte Beobachtungen.

1. Zwischen dem „Nordpol“ und dem „Südpol“ eines Stahlmagneten kann man mit Eisenfeilicht ein Bild magnetischer Feldlinien herstellen. Wir legen z. B. einen Hufeisenmagneten auf eine glatte Unterlage und streuen auf diese unter leichtem Klopfen Eisenfeilspäne. Wir erhalten das Bild der Abb. 1.

2. Ein Magnet übt auf einen anderen Magneten und auf weiches Eisen mechanische Kräfte aus. In beiden Fällen geben uns die mit Eisenfeilspänen dargestellten Feldlinien recht eindrucksvolle Bilder. In Abb. 2 „sucht“ ein Hufeisenmagnet eine Kompaßnadel zu drehen. In Abb. 3 zieht ein Hufeisenmagnet ein Stück weiches Eisen (Schlüssel) an sich heran. Wir bedienen uns hier absichtlich einer etwas primitiven Ausdrucksweise.

Nach dieser Vorbemerkung bringen wir jetzt die drei Kennzeichen des elektrischen Stromes:

1. Der Strom erzeugt ein Magnetfeld. Ein vom Strom durchflossener Draht ist von ringförmigen magnetischen Feldlinien umgeben. Die Abb. 4 zeigt diese Feldlinien mit Eisenfeilspänen auf einer Glasplatte. Der Draht stand senkrecht zur Papierebene. Er ist nachträglich aus dem Loch in der Mitte herausgezogen worden. — Dies Magnetfeld des Stromes kann mannigfache mechanische Bewegungen hervorrufen. Wir bringen sechs verschiedene Beispiele, a—f.

a) Parallel über einem geraden Leitungsdraht  $KA$  hängt ein Stabmagnet (Kompaßnadel)  $NS$  (Abb. 5). Beim Einschalten des Stromes wirkt ein Drehmoment auf den Magneten, der Magnet stellt sich quer zum Leiter.

b) Der Vorgang läßt sich umkehren. In Abb. 6a wird der Stabmagnet *NS* festgehalten. Neben ihm hängt ein leicht bewegliches, gewebtes Metallband *KA*. Beim Stromdurchgang stellt sich der Leiter quer zum Magneten: das Band wickelt sich spiralförmig um den Magneten herum (Abb. 6b).

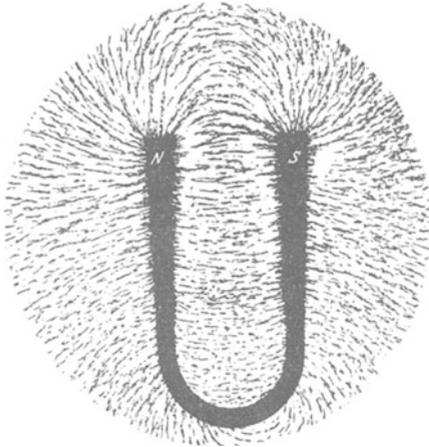


Abb. 1. Magnetische Feldlinien, dargestellt mit Eisenfeilspänen.



Abb. 2. Magnetische Feldlinien. Der Hufeisenmagnet *NS* dreht die Kompaßnadel gegen den Uhrzeiger.



Abb. 3. Magnetische Feldlinien. Anziehung eines eisernen Schlüssels durch einen Hufeisenmagneten.

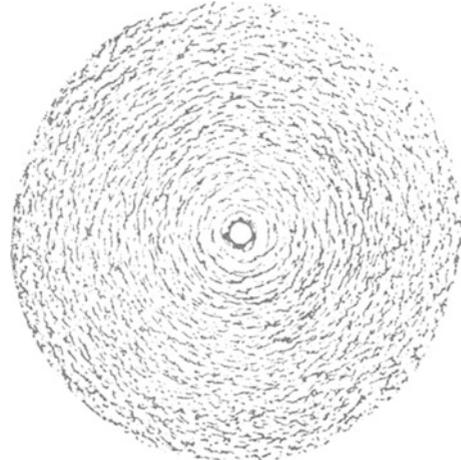


Abb. 4. Kreisförmige magnetische Feldlinien eines stromdurchflossenen Drahtes.

c) Wir bringen einen geraden Leiter *KA* in das Magnetfeld des Hufeisenmagneten *NS* (Abb. 7a). Der Leiter ist wie eine Trapezschaufel aufgehängt. Beim Stromschluß bewegt er sich in einer der Richtungen des Doppelpfeiles (Abb. 7b).

d) Wir ersetzen den geraden Leiter durch einen aufgespulten Leiter. Bei Stromschluß dreht sich die Leiterspule um die Achse *KA* (Abb. 8a und b).

e) Bisher wirkte stets das Magnetfeld eines Leiters auf das Magnetfeld eines Stahlmagneten. Man kann das Magnetfeld des letzteren durch das eines zweiten stromdurchflossenen Leiters ersetzen. In Abb. 9a und b gabelt sich der bei *K*

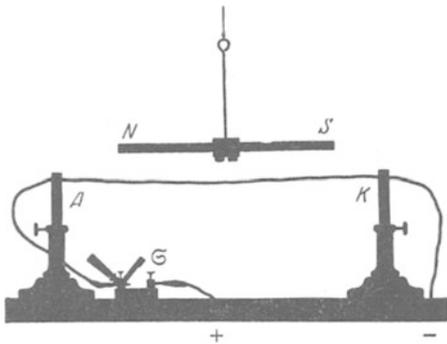


Abb. 5. Starr befestigter Leiter  $KA$  und beweglich aufgehängter Stabmagnet  $NS$ . Ohne Strom zeigt das Ende  $N$  nach Norden. Man nennt es daher den Nordpol des Magneten. Beim Stromschluß tritt der Nordpol auf den Beschauer zu aus der Papierebene heraus.

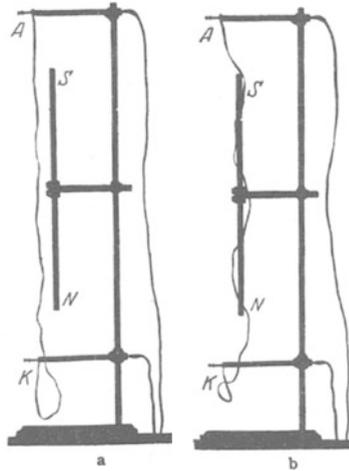


Abb. 6 a, b. Starr befestigter Stabmagnet  $NS$  und beweglicher, biegsamer Leiter  $KA$  aus gewebtem Metallband.

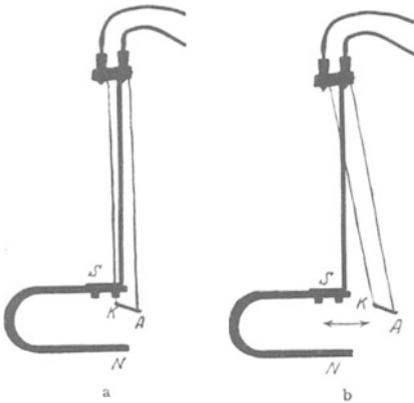


Abb. 7 a, b. Feststehender Hufeisenmagnet  $NS$  und beweglicher gerader Leiter  $KA$ , an gewebten Metallbändern trapezartig aufgehängt. Zugleich Schema eines „Saitenstrommessers“ oder „Saitengalvanometers“.

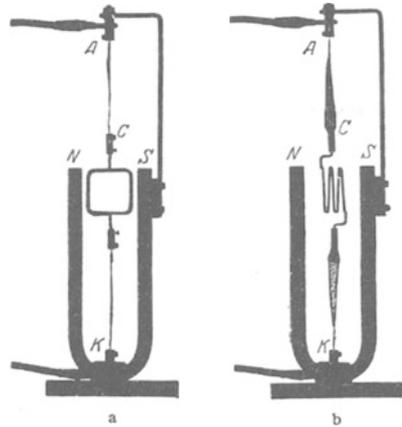


Abb. 8 a, b. Feststehender Hufeisenmagnet  $NS$  und drehbarer Leiter  $KA$  in Spulenform. Zuleitungen zur „Drehspule“ aus gewebtem Metallband. Zugleich Schema eines „Drehpultstrommessers“ oder „Drehpultgalvanometers“.

zufließende Strom in zwei Zweigströme. Bei  $A$  vereinigen sie sich wieder. Die Leiterstrecken  $KA$  bestehen aus zwei leicht gespannten, gewebten Metallbändern. Ohne Strom verlaufen sie einander angenähert parallel. Bei Stromdurchgang klappen sie bis zur Berührung zusammen.

Die Abb. 10 zeigt eine oft technisch ausgenutzte Abart dieses Versuches. Die beiden beweglichen Bänder sind durch eine feste und eine drehbare Spule ersetzt. Beide werden vom gleichen Strom durchflossen (Abb. 10 oben). Die bewegliche Spule stellt sich parallel der festen (Abb. 10 unten).

f) Endlich nehmen wir (in Analogie zu Abb. 3) in Abb. 11 ein Stück weiches Eisen  $Fe$ . Es wird in

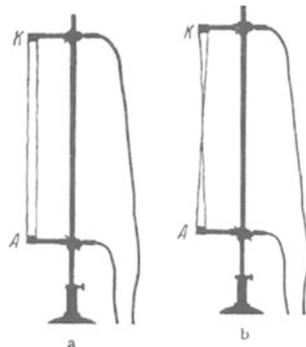


Abb. 9 a, b. Gegenseitige Anziehung zweier stromdurchflossener Leiter (Metallbänder).

das Magnetfeld eines aufgespulten Leiters hineingezogen. — Soweit unsere Beispiele für mechanische Bewegungen im Magnetfeld eines Stromes.

2. Der vom Strom durchflossene Leiter wird erwärmt. Er kann bis zur Weißglut erhitzt werden. Das zeigt jede Glühlampe. Die Abb. 12 gibt einen einfachen Versuch über die Ausdehnung des Drahtes infolge der Stromwärme. — Das alles bezog sich auf feste Leiter, wir haben Metalldrähte benutzt.

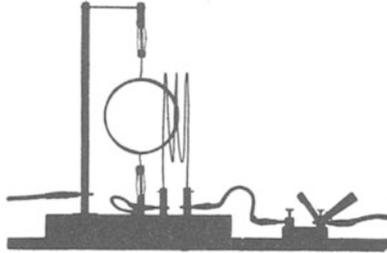


Abb. 10 Rechts eine feste, links eine drehbare Spule. Zuleitungen zur „Drehspule“ aus gewebtem Metallband, zugleich Schema der „Dynamometer“ genannten Meßinstrumente für Strom und Spannung.

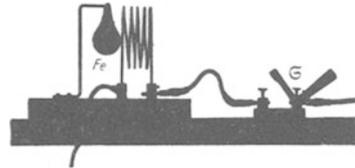


Abb. 11. Feststehende Spule und drehbar aufgehängtes weiches Eisen *Fe*.

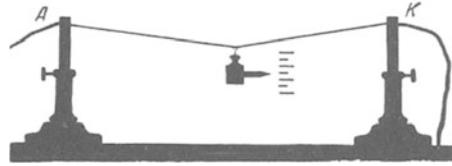


Abb. 12. Längenausdehnung eines vom Strom erwärmten Drahtes *KA*.

Ein flüssiger Leiter zeigt in gleicher Weise Magnetfeld und Wärmewirkung. Zum Nachweis des Magnetfeldes benutzt man in Abb. 13 ein mit angesäuertem Wasser gefülltes Glasrohr. Auf ihm befindet sich eine kleine Kompaßnadel. Zur Zu- und Ableitung des Stromes dienen zwei Drähte *K* und *A*. — Außer dem Magnetfeld und der Wärmewirkung beobachten wir bei flüssigen Leitern noch eine dritte Wirkung:

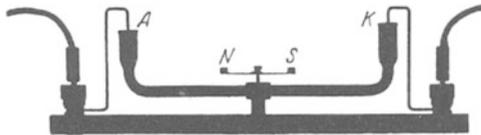


Abb. 13. Das Magnetfeld eines Stromes in einem flüssigen Leiter (angesäuertes Wasser) wird mit einer Kompaßnadel *NS* nachgewiesen, an den Nadelenden Papierfähnchen.

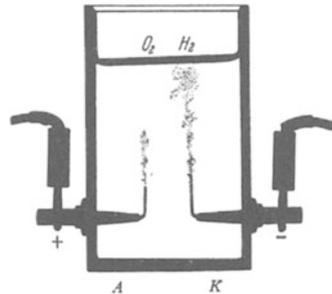


Abb. 14. Abscheidung von Wasserstoff ( $H_2$ ) und Sauerstoff ( $O_2$ ) beim Durchgang des Stromes durch verdünnte Schwefelsäure. (Momentbild 2 Sekunden nach Stromschluß.)

3. Der Strom ruft in flüssigen Leitern chemische Vorgänge hervor. Man nennt sie elektrolytische. — Beispiele:

a) In ein Gefäß mit angesäuertem Wasser sind als „Elektroden“ zwei Platindrähte *K* und *A* eingeführt (Abb. 14). Beim Stromdurchgang steigen von der Elektrode *A* Sauerstoffbläschen auf, von der Elektrode *K* Wasserstoffbläschen. Vereinbarungsgemäß nennt man die Wasserstoff liefernde Elek-

trode *K* den negativen Pol. Der andere Pol *A* heißt der positive Pol. Wir definieren also den Unterschied von negativem und positivem Pol elektrolytisch.

b) In ein Gefäß mit wässriger Bleiazetat-lösung ragen als Elektroden zwei Bleidrähte hinein. Bei Stromdurchgang bildet sich vor unseren Augen am negativen Pol *K* ein zierliches, aus Kristallblättern zusammengesetztes „Bleibäumchen“ (Abb. 15) In diesem Fall besteht also die elektrolytische Wirkung in der Ausscheidung eines Metalles.

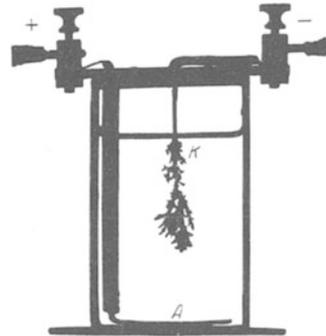


Abb. 15. Abscheidung von Bleikristallen beim Durchgang des Stromes durch wässrige Bleiazetatlösung.

Endlich nehmen wir statt eines festen und flüssigen Leiters ein leitendes Gas. In dem U-förmigen Rohr der Abb. 16 befindet sich das Edelgas Neon. Zur Zu- und Ableitung des Stromes dienen wieder zwei Metallelektroden *K* und *A*. Oben auf dem Rohr trägt ein kleiner Reiter eine Kompaßnadel *NS*. Wir verbinden die Zuleitungen *A* und *K* mit der städtischen Zentrale. Sogleich sehen wir alle drei Wirkungen des Stromes: Die Magnetnadel schlägt aus. Das Rohr wird warm. Ein blendendes orangerotes Licht im ganzen Rohre verrät uns tiefgreifende Änderungen in den Gasmolekülen, wie wir sie sonst bei den chemischen Prozessen in Flammen beobachten.

Ergebnis dieses Paragraphen. Wir kennzeichnen den elektrischen Strom in einem Leiter durch drei Erscheinungen:

1. Das Magnetfeld
  2. Die Erwärmung
  3. „Chemische“ Wirkungen (in erweitertem Sinn)
- in flüssigen und gasförmigen Leitern.

oder anders ausgedrückt: Wir beobachten die drei genannten Erscheinungen in enger Verknüpfung und erfinden für ihre Zusammenfassung den Begriff „elektrischer Strom“ (vgl. § 11). — Das ist eine qualitative Definition. Eine solche genügt aber nicht für physikalische Zwecke. Für diese muß unbedingt für jeden Begriff ein Meßverfahren definiert werden. Dabei hat man zwei Dinge auseinanderzuhalten:

1. die Vereinbarung eines Meßverfahrens,
2. den technischen Aufbau der Meßinstrumente.

Wir beginnen hier im Fall des elektrischen Stromes mit dem technischen Aufbau der Instrumente. Dieser kann einfach gehalten werden: Man baut Strommesser zur direkten Ablesung der Stromstärke auf einer Skala. Beispiele werden in § 3 beschrieben.

**§ 3. Technische Ausführung von Strommessern oder Amperemetern.**

Für den Bau dieser Strommesser benutzt man sowohl die magnetische wie die Wärmewirkung des Stromes:

a) Strommesser auf magnetischer Grundlage (Zeichenschema in Abb. 18). Die mechanischen Kräfte drehen eine Achse mit einem Zeiger. Als Beispiel der Drehspulstrommesser. Er geht in leicht ersichtlicher Weise aus der in Abb. 8 gegebenen Anordnung hervor. Man denke sich an der Drehspule der Abb. 8 irgendeinen Zeiger befestigt. Die Abb. 17a zeigt die Spule eines solchen Strommessers mit einem mechanischen Zeiger. Statt seiner benutzt man

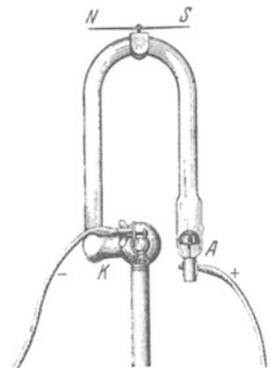


Abb. 16. Das Edelgas Neon als gasförmiger Leiter in einem U-förmigen Glasrohr. *K* und *A* metallische Zuleitungen. *NS* Kompaßnadel.

bei empfindlichen Instrumenten einen „Lichtzeiger“. Der bewegliche Teil trägt einen Spiegel  $R$  zur Reflexion eines Lichtbündels (Abb. 17b). Solche Instrumente nennt man meistens Spiegelgalvanometer. Bei allen guten Ausführungen sind die Ausschläge der Stromstärke proportional; man findet ein konstantes Verhältnis

$$U_I = \frac{\text{Stromstärke}}{\text{Ausschlag}}, \text{ gemessen in } \frac{\text{Ampere}}{\text{Skalenteil}},$$

und nennt es die Stromempfindlichkeit des Galvanometers<sup>1)</sup>.

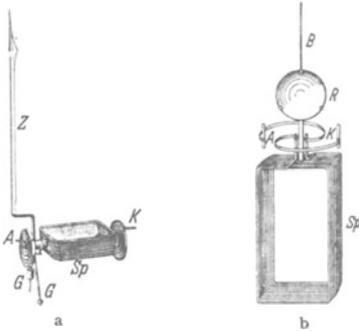


Abb. 17 a, b. Zwei Ausführungen der Drehspulen  $Sp$  von Drehspulstrommessern: a) mit mechanischem Zeiger  $Z$  und Spitzenlagerung, wie in den Strommessern der Abb. 35, 36 und 310;  $G$  sind Klötze zum Auswuchten der Spule; b) mit Spiegel  $R$ , Lichtzeiger und Bandaufhängung  $B$ , wie bei den „empfindlichen Strommessern“ oder „Galvanometern“ in den Abb. 37, 75 und 475.  $K$  und  $A$  sind spiralförmige Stromzuführungen,  $K$  und  $A$  bzw.  $B$  liefern überdies die „Richtgröße“, d. h. drehen die Spule im stromlosen Zustand in die Nullstellung zurück.

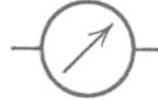


Abb. 18. Zeichenschema eines Strommessers auf magnetischer Grundlage. Wird späterhin auch bei solchen Strommessern angewandt, die als Spannungsmesser oder Voltmeter umgeiecht sind.

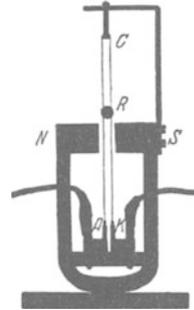


Abb. 19. Attrappe eines Schleifenstrommessers oder Oszillographen.  $ACK$  gespannte Drahtschleife mit Spiegel  $R$ . (Die Drahtschleife darf keinesfalls in Resonanz mit dem zu registrierenden Wechselstrom stehen!)

Technische Abarten sind das Schleifengalvanometer (Abb. 19) und das Saitengalvanometer. Sie vereinigen hohe Empfindlichkeit mit großer Einstellungsgeschwindigkeit. Sie sind für Registrierapparate unentbehrlich (vgl. Mechanikband § 109). Beim Schleifen-

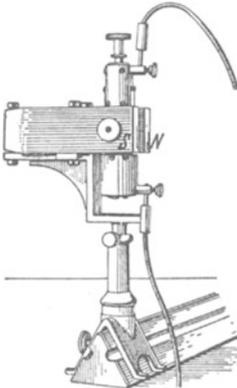


Abb. 20. Saitengalvanometer für Projektion. Links oberhalb von  $S$  das abbildende Mikroskopobjektiv.

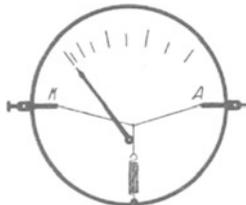


Abb. 21. Schema eines Hitzdrahtstrommessers. Man denke sich den Faden zwischen der gespannten Spiralfeder und dem Hitzdraht  $KA$  um die Achse des Zeigers herumgeschlungen.



Abb. 22. Zeichenschema eines Hitzdrahtstrommessers. Wird späterhin auch bei solchen Hitzdrahtstrommessern angewandt, die als Spannungsmesser oder Voltmeter umgeiecht sind.

galvanometer („Oszillographen“) tritt an die Stelle der Spule eine gespannte Schleife mit ganz kleinem leichten Spiegel. Beim Saitengalvanometer ist der

<sup>1)</sup> Bei dieser altbewährten Definition wird also eine große Empfindlichkeit durch eine kleine Zahl gemessen.

Trapezleiter der Abb. 7 durch eine gespannte Saite ersetzt. Ihre Bewegung wird mikroskopisch beobachtet (s. Abb. 20).

b) Auf Wärmewirkung beruhende Strommesser. Der zu messende Strom erwärmt einen Draht  $KA$ . Dieser wird länger. Die Verlängerung wird irgendwie auf eine Zeigeranordnung übertragen: „Hitzdrahtstrommesser“ (Abb. 21 und 22).

§ 4. Die Eichung der Strommesser oder Amperemeter beruht auf der willkürlichen Festsetzung eines Meßverfahrens und einer Stromeinheit. Das einfachste Meßverfahren wird auf die elektrolytische Wirkung des Stromes aufgebaut. Es benutzt das Verhältnis

$$\frac{\text{abgeschiedene Menge}}{\text{Flußzeit}}$$

als Maß der Stromstärke. Ein Strom, der in jeder Sekunde 1,11800 mg Silber abscheidet, wird heute international als Stromeinheit anerkannt und „1 Ampere“ genannt. Alle elektrischen Ströme werden in Vielfachen dieses Einheitsstromes angegeben. Die seltsamen Dezimalen entstammen historischen Rücksichten. Sie sollten die Umrechnung der internationalen Stromeinheit auf andere zuvor übliche mit einfachen Zehnerpotenzen ermöglichen.

§ 5. Die elektrische Spannung. Wir sprechen im täglichen Leben von einer Spannung zwischen zwei Körpern, etwa zwischen den Polen einer Taschenlampenbatterie oder zwischen den beiden Steckkontakten der städtischen Zentrale. — Wir nennen die beiden Kennzeichen der elektrischen Spannung:

1. Die Spannung kann einen Strom erzeugen. — Das bedarf keiner weiteren Erläuterung.

2. Zwei Körper, zwischen denen eine elektrische Spannung herrscht, üben Kräfte aufeinander aus. Man nennt sie meist statische Kräfte.

Das läßt sich mit einem Kraftmesser, z. B. einer Waage vorführen. Wir sehen in Abb. 23 einen leichten Waagebalken aus Aluminium. Er ist auf der Metallsäule  $S$  gelagert. Am linken Arm befindet sich eine Metallscheibe  $K$ , auf dem rechten als Gegenlast Reiterchen  $R$  aus Papier. Unterhalb der Metallscheibe  $K$  befindet sich eine zweite, feste Metallscheibe  $A$  in einigen Millimetern Abstand. Man verbindet die Scheibe  $A$  und die Säule  $S$  durch je einen Draht mit den beiden Kontakten der städtischen Zentrale. Sogleich schlägt der Waagebalken aus. Die zwischen  $A$  und  $K$  herrschende Spannung erzeugt also eine Kraft.

Soweit die qualitativen Kennzeichen der elektrischen Spannung. Für physikalische Zwecke muß auch für die Spannung ein Meßverfahren definiert werden. Auch hier ist der technische Aufbau der Meßinstrumente und die Vereinbarung eines Meßverfahrens getrennt zu behandeln. Auch hier beginnen wir mit dem Bau der Meßinstrumente. Man benutzt für diese die beiden Kennzeichen der elektrischen Spannung und unterscheidet demgemäß

- a) Stromdurchflossene Spannungsmesser,
- b) Statische Spannungsmesser („Elektrometer“).

Wir behandeln beide Gruppen getrennt in den §§ 6 und 8.

§ 6. Technischer Aufbau statischer Spannungsmesser oder Voltmeter. Diese Instrumente benutzen die durch die Spannung hervorgerufenen „statischen“ Kräfte. Sie entsprechen dem Prinzip einer Briefwaage: Die von den Spannungen

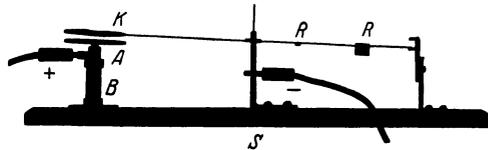


Abb. 23. „Spannungswaage“,  $B$  = Bernsteinisolator.

herrührenden Kräfte rufen Ausschläge hervor, und diese werden an einer Skala abgelesen. Wir nennen aus einer großen Reihe nur drei verschiedene Ausführungsformen:

a) Das „Goldblattvoltmeter“ (Abb. 24), altertümlich. In das Metallgehäuse *A* ragt, durch Bernstein *B* isoliert, ein Metallstift hinein. An diesem

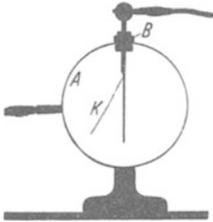


Abb. 24. Statischer Spannungsmesser mit einem Goldblattzeiger.

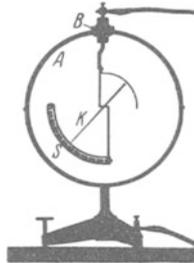


Abb. 25. Statischer Spannungsmesser mit einem Aluminiumzeiger in Spitzenlagerung. Brauchbar von einigen Hundert bis etwa 10000 Volt.

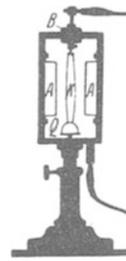


Abb. 26. Attrappe eines „Zweifadenelektrometers“ od. „Zweifadenvoltmeters“. Meßbereich etwa 30 bis 400 Volt.

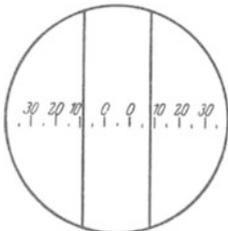


Abb. 27. Gesichtsfeld eines Zweifadenvoltmeters.

befindet sich seitlich als beweglicher Zeiger ein Blättchen *K* aus Goldschaum. Zwischen *A* und *K* wird die Spannung hervorgerufen, z. B. durch Verbindung mit einer Stromquelle. Der Goldschaumzeiger wird von der Wand angezogen und die Größe des Ausschlags an einer Skala abgelesen.

b) Das „Zeigervoltmeter“ (Abb. 25). Alles wie bei a), nur ist das Goldblättchen durch einen zwischen Spitzen gelagerten Aluminiumzeiger *K* ersetzt. Diese Instrumente werden heute für Spannungen von 50 Volt aufwärts in sehr handlicher Form in den Handel gebracht. Die Abb. 28 zeigt ein Beispiel.

c) Das „Zweifadenvoltmeter“ (Abb. 26). Auch bei ihm ist ein Metallstift durch Bernstein *B* isoliert in ein Metallgehäuse *A* eingeführt. Am Stift hängt eine Schleife *K* aus feinem Platindraht. Sie wird unten durch einen kleinen Quarzbügel *Q* gespannt. Elektrische Spannungen zwischen *K* und *A* nähern die Fäden den Wänden oder genauer den an den Wänden sitzenden Drahtbügeln. Der Abstand der Fäden wird also größer. Man mißt die Abstandsvergrößerung mit einem Mikroskop. Abb. 27 gibt ein Bild des Gesichtsfeldes mit der Skala. Das Zweifadenvoltmeter ist vorzüglich zur Projektion geeignet. Es ist infolge seiner momentanen Einstellung ein ungemein bequemes Meß- und Vorführungsinstrument.

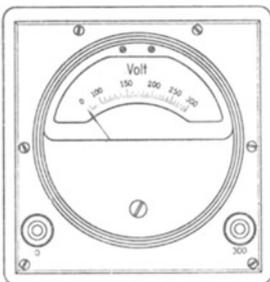


Abb. 28. Handlicher statischer Spannungsmesser für 50–300 Volt. Im Innern befindet sich eine zwischen Spitzen drehbar gelagerte, mit dem Zeiger verbundene Scheibe *K*. Sie wird in eine seitwärts angebrachte Metallkammer hereingezogen. Die Ruhelage wird durch eine an der Achse angreifende Schneckenfeder bestimmt. Schweizer Präzisionsarbeit.

§ 7. Die Eichung der Spannungsmesser oder Voltmeter beruht auf der willkürlichen Festlegung eines Meßverfahrens und einer Spannungseinheit. Das einfachste Meßverfahren benutzt eine Reihenschaltung von *n* gleichgebauter Elementen (Abb. 30) und nennt die Spannung zwischen den Enden der Reihe *n*-mal so groß wie die eines Elementes. Aus der großen Zahl der chemischen Stromquellen wird ein bestimmtes Element als „Normalelement“ ausgewählt und seine

Spannung heute international 1,0183 Volt genannt. Man benutzt also als Spannungseinheit 1 Volt, und alle Spannungen werden international in Vielfachen dieser Einheitsspannung angegeben.

Die Dezimalen beruhen auf internationalen Vereinbarungen. Sie sind außerordentlich zweckmäßig gewählt. Das wird man in § 28 erkennen. — Das heute benutzte Normalelement enthält als Elektroden nicht Zink und Kohle, wie die bekannten Elemente unserer Taschenlampen und Hausklingeln, sondern Quecksilber und Kadmium (§ 137).

§ 8. Stromdurchflossene Spannungsmesser oder Voltmeter sind im Prinzip umgeechte Ampere-meter. Die Möglichkeit dieser Umeichung beruht auf einem festen Zusammenhang von Spannung und Stromstärke in metallischen Leitern.

Man definiert allgemein für jeden Leiter als Widerstand<sup>1)</sup> das Verhältnis

$$\frac{\text{Spannung } U \text{ zwischen den Enden des Leiters}}{\text{Strom } I \text{ im Leiter}}$$

Dieses als Widerstand definierte Verhältnis  $U/I$  hängt im allgemeinen in komplizierter Weise von der Stromstärke  $I$  und zahlreichen Versuchsbedingungen ab. In Sonderfällen aber findet man für das Verhältnis  $U/I$  einen konstanten Wert. Diesen bezeichnet man mit dem Buchstaben  $R$  und mit ihm formuliert man das Ohmsche Gesetz:

„Die Spannung  $U$  zwischen den Enden des Leiters und die Stromstärke  $I$  im Leiter sind einander proportional“, also

$$U = I \cdot R. \tag{1}$$

Einen solchen Sonderfall der Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes findet man bei metallischen Leitern konstanter Temperatur.

Das zeigt man mit der in Abb. 31 gezeichneten Anordnung. Eine Stromquelle  $B$  schickt einen Strom durch einen metallischen Leiter  $KA$ , z. B. von Band- oder Streifenform. Das Amperemeter  $\mathfrak{A}$  gibt die Stärke des Stromes  $I$  im Leiter, das Voltmeter  $\mathfrak{V}$  die Spannung  $U$  zwischen den Enden des Leiters  $KA$ . — Wir benutzen der Reihe nach verschiedene Stromquellen (z. B. einige Elemente, die städtische Zentrale usw.) und verändern dadurch die Stromstärke  $I$ . Dann dividieren wir zusammengehörige Zahlenwerte von  $U$  und  $I$  und finden  $U/I$  konstant. Man mißt also das als Widerstand definierte Verhältnis  $U/I$  in Volt/Ampere. Für das Verhältnis Volt/Ampere hat man international als Kürzung das Wort Ohm eingeführt.

In Abb. 31 ergebe sich beispielsweise für unseren Leiter  $KA$  das Verhältnis  $U/I = 500$  Volt/Ampere. Also heißt es kurz: Der Leiter  $KA$  hat einen Widerstand  $R = 500$  Ohm. Der Widerstand eines Leiters wird in Zukunft oft für uns



Abb. 29. Zeichenschema eines „statischen Spannungsmessers“, „statischen Voltmeters“ oder „Elektrometers“. Ohne Eichung auch „Elektroskop“ genannt.



Abb. 30. Reihenschaltung von 6 Elementen.

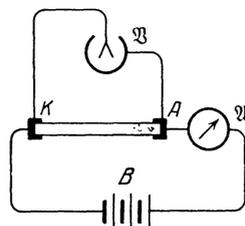


Abb. 31. Zur Vorführung des Ohmschen Gesetzes.

<sup>1)</sup> Das Wort „Widerstand“ wird in der Elektrizitätslehre in dreierlei verschiedenen Bedeutungen gebraucht. Erstens bezeichnet es das Verhältnis Spannung zu Strom,  $U/I$ , für einen beliebigen Leiter. Zweitens bezeichnet es einen Apparat, z. B. einen aufgespulten Draht, wie in Abb. 34. Im dritten Fall bedeutet Widerstand, wie im täglichen Leben, eine der Geschwindigkeit entgegengerichtete Kraft. Näheres auf S. 149.

wichtig sein. Dann werden wir den Leiter in unseren Schaltskizzen nach einer der beiden aus Abb. 32 ersichtlichen Weisen darstellen. — Soweit die Definition des Wortes Widerstand und das Ohmsche Gesetz.

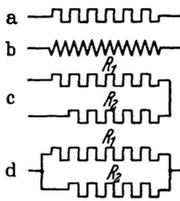


Abb. 32. Zeichenschema eines Widerstandes; a) mit verschwindend kleinem, b) mit endlichem Selbstinduktionskoeffizienten. Der Unterschied ist für den Leser erst ab S. 130 zu beachten. c) Zeichenschema für die Reihenschaltung zweier Widerstände. Der Gesamtwiderstand  $R$  ist gleich der Summe  $R_1 + R_2$ . d) Zeichenschema für die Parallelschaltung zweier Widerstände. Der Gesamtwiderstand  $R$  ergibt sich nach der

$$\text{Gleichung } \frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (\text{G. S. OHM}).$$

Das Ohmsche Gesetz ermöglicht nun eine Umeichung eines Amperemeters in ein Voltmeter. — Wir erinnern zunächst an ein mechanisches Beispiel aus dem täglichen Leben, nämlich die Geldzählwaage.

Eine Briefwaage ist im allgemeinen auf Gramm geeicht. Wir können sie leicht auf Goldmark umeichen. Sie gibt uns dann sofort den Markbetrag eines Haufens auf die Waagschale geschütteter Goldstücke.

Wir kennen das Goldwert genannte Verhältnis

$$\frac{\text{Geldbetrag}}{\text{Masse des Goldes}} = 2,79 \frac{\text{Reichsmark}}{\text{Gramm}}.$$

Folglich haben wir die Zahlen der Grammeichung nur mit einem konstanten Faktor, nämlich mit 2,79, zu multiplizieren, um die Grammeichung in eine Markeichung zu verwandeln.

Genau entsprechend kann man bei der Umeichung der wichtigsten Strommesser verfahren, nämlich der Strommesser auf magnetischer Grundlage. Diese enthalten in ihrem Innern einen vom Strom durchflossenen Leitungsdraht, meist in Spulenform.

Für diesen kennen wir das Widerstand genannte Verhältnis

$$\frac{\text{Spannung}}{\text{Strom}} = x \frac{\text{Volt}}{\text{Ampere}} = x \text{ Ohm}.$$

Folglich haben wir nur die Zahlen der Ampere-Eichung auf das  $x$ -fache zu erhöhen, um die Ampere-Eichung in eine Volt-Eichung zu verwandeln.

Bei Hitzdrahtstrommessern ist die Umeichung auf Volt nicht ganz so einfach wie bei den Strommessern auf magnetischer Grundlage. Durch die Erwärmung des Drahtes tritt an die Stelle der Gleichung (1) ein verwickelterer Zusammenhang von Spannung und Strom

Wir wiederholen: die stromdurchflossenen Spannungsmesser sind grundsätzlich nichts anderes als umgeechte Strommesser. Deswegen zeichnen wir sie in unseren Schaltskizzen mit dem Schema der Abb. 18 oder 22, im Unterschied von Abb. 29, dem Schema eines statischen Voltmeters.

### § 9. Einige Beispiele für Ströme und Spannungen verschiedener Größe.

a) Spannungen von der Größenordnung 1 Volt herrschen zwischen den Klemmen der elektrischen Elemente für Hausklingeln usw.

b) Einige hundert Volt beträgt die Spannung zwischen den Kontaktanschlüssen der städtischen Zentralen. In Göttingen sind es 220 Volt.

c) Bei Tausenden von Volt gibt es Funken. Rund 3000 Volt vermögen eine Luftstrecke von 1 mm zu durchschlagen.

d) Zwischen den Fernleitungen der Überlandzentralen benutzt man meistens Spannungen von etwa 15000 Volt, neuerdings sogar bis zu 200000 Volt.

e) Rund  $10^9$  Volt herrschen während eines Gewitters zwischen den Wolken und der Erde. Sie rufen die Blitze hervor.

Man braucht für viele Versuche veränderliche Spannungen. Diese kann man durch einen Kunstgriff als Bruchteile einer Höchstspannung herstellen. Man benutzt die Spannungsteilerschaltung (Abb. 33). Man verbindet die beiden

Klemmen der Stromquelle  $B$  durch einen „Widerstand“  $KA$ . Das ist in praxi stets ein spiralgig auf eine Trommel aufgewickelter, schlecht leitender Metalldraht aus bestimmten Legierungen. Dann herrscht zwischen den Enden  $KA$  des Widerstandes die volle Spannung der Stromquelle. Zwischen einem Ende des Widerstandes und der Mitte herrscht die halbe Spannung und so fort für die anderen Bruchteile. Wir schließen daher einen Draht  $1$  an ein Ende des Widerstandes, einen zweiten Draht  $2$  an einen metallischen Läufer  $G$ . Dann können wir durch Verschieben des Läufers  $G$  zwischen  $1$  und  $2$  jede Spannung zwischen Null und der Höchstspannung herstellen. — Die Abb. 34 zeigt eine handliche Ausführung eines solchen Widerstandes für Spannungsteilerschaltungen. Der Griff  $G$  dient zum Verschieben des Läufers.

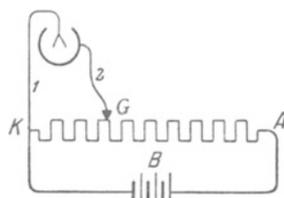


Abb. 33. Schema der Spannungsteilerschaltung.

Nunmehr ein paar Beispiele für Stromstärken in Ampere.

a) Ströme von der Größenordnung 1 Ampere, oft auch nur einigen Zehnteln, durchfließen die gewöhnlichen Glühlampen der Zimmerbeleuchtung.

b) 100 Ampere ist etwa der Strom für den Wagen einer elektrischen Straßenbahn.

c)  $10^{-3}$  Ampere nennt man 1 Milliampere.

Ströme von etlichen Milliampere (etwa 3–5) vermag unser Körper gerade zu spüren. Das zeigt man mit der Anordnung der Abb. 35. Die Versuchsperson ist mittels zweier metallischer Handgriffe in den Strom eingeschaltet. Die erforderliche Spannung erhöht man langsam und gleichmäßig nach dem oben erläuterten Spannungsteilverfahren.

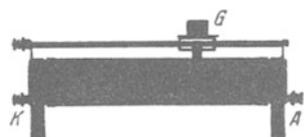


Abb. 34. Technische Ausführung eines Widerstandes mit Gleitkontakt  $G$ . Der Draht ist auf einen isolierenden Zylinder aufgespult.

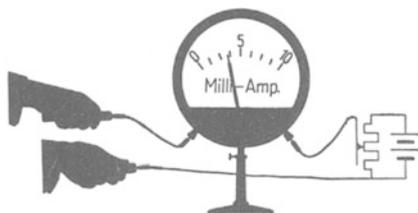


Abb. 35. Einschaltung einer Versuchsperson in einen Stromkreis. Strommesser nach dem Schema der Abb. 8. Die Handgriffe enthalten unsichtbare Schutzwiderstände. Sie verhindern auch bei Schaltungsfehlern eine Gefährdung der Versuchsperson.

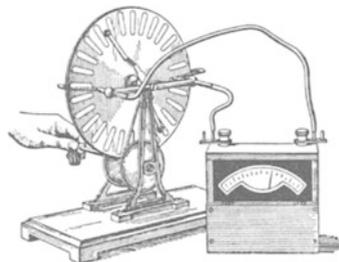


Abb. 36. Messung des von einer Holtzschenschen (!) Influenzmaschine gelieferten Stromes mit einem Drehspulamperemeter (Schema der Abb. 8).

d) Ströme von etwa  $10^{-5}$  Ampere liefert das als „Influenzmaschine“ bekannte Kinderspielzeug. Wir messen diesen Strom in Abb. 36 mit einem technischen Amperemeter. Man begegnet noch häufig einem seltsamen Vorurteil: Eine Influenzmaschine soll „statische Elektrizität“ liefern, ein Amperemeter aber nur „galvanische“ messen können. Einen Unterschied zwischen statischer und galvanischer Elektrizität gibt es nicht!

e)  $10^{-6}$  Ampere nennt man 1 Mikroampere. Ströme dieser Größenordnung können wir leicht mit unserem Körper erzeugen. Wir umfassen in Abb. 37 mit beiden Händen je einen metallischen Handgriff. Von den beiden Handgriffen führen Leitungsdrähte zum Amperemeter mit Spiegelablesung meist Spiegelgalvanometer genannt. Bei zwangloser Haltung der Hände beobachten wir

keinen Strom. Dann spannen wir die Finger Muskel der einen Hand und beobachten am Galvanometer einen Strom der Größenordnung  $10^{-6}$  Ampere. Beim Spannen der anderen Hand beobachten wir den gleichen Strom, aber in entgegengesetzter Richtung.

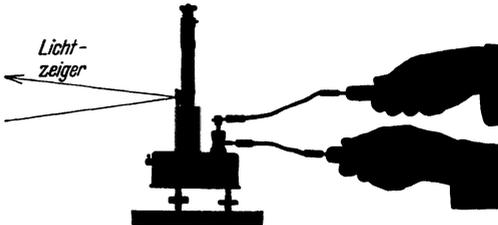


Abb. 37. Beobachtung schwacher Ströme beim Spannen der Finger Muskeln. Das Drehspulgalvanometer (Schema der Abb. 8) mit Spiegel und Lichtzeiger ist durch besonders kurze Schwingungsdauer ( $T = 0,5$  sek) ausgezeichnet.

(Dieser Strom entsteht durch Vorgänge in der Haut und nicht im Muskel!)

f) Gute Spiegelgalvanometer lassen Ströme bis herab zu etwa  $3 \cdot 10^{-12}$  Ampere messen.

Diese untere Grenze ist durch die Brownsche Molekularbewegung des bewegten Systems (Drehspule usw.) bestimmt. Bei noch größerer Empfindlichkeit (leichtere Spule oder feinere Aufhängung) bewegt sich der Null-

punkt des Instruments, wengleich viel langsamer, so doch genau so regellos wie ein Staubteilchen in Brownscher Bewegung. (Mechanikband § 152.)

§ 10. Stromstöße und ihre Messung. Sehr oft hat man es bei physikalischen Versuchen mit zeitlich konstanten Strömen zu tun. Dann stellt sich der Zeiger eines Strommessers auf einen Skalenteil ein und verharrt dort mit

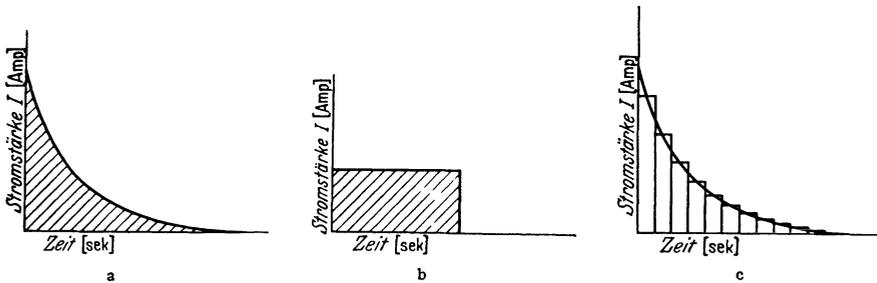


Abb. 38 a—c. Drei Beispiele für „Zeitsummen des Stromes“ oder „Stromstöße“, gemessen in Amperesekunden.

einem Dauerausschlag. Bei vielen Messungen kommen jedoch auch kurzdauernde Ströme vor, beispielsweise mit dem in Abb. 38a skizzierten Verlauf: Der Strom sinkt innerhalb einer Zeit  $t$  von seinem Anfangswert auf Null herunter. Die schraffierte Fläche hat die Bedeutung einer „Stromzeitsumme“ ( $\int I dt$ ). Man gibt dieser Stromzeitsumme einen kurzen und treffenden Namen, nämlich „Stromstoß“. Dies Wort ist in Analogie zum „Kraftstoß“ ( $\int \mathcal{F} dt$ ) in der Mechanik gebildet worden. Das einfachste Beispiel eines Stromstoßes zeigt uns die Abb. 38b: Ein Strom fließt mit konstanter Stromstärke  $I$  während der Zeit  $t$ . Die Größe dieses Stromstoßes wird einfach durch das Produkt Strom mal Zeit bestimmt, beträgt also  $I \cdot t$  Amperesekunden. In entsprechender Weise kann man auch durch Summenbildung (vgl. Abb. 38c) Stromstöße von beliebigem zeitlichen Verlauf in Amperesekunden auswerten. Das ist aber viel zu umständlich, und so macht man es auch nur auf dem Papier.

In Wirklichkeit ist ein Stromstoß eine ganz besonders bequem meßbare Größe. Man braucht zur Messung eines Stromstoßes nur eine einzige Zeigerablesung eines Strommessers. Der Strommesser muß in diesem Falle lediglich zwei Bedingungen erfüllen:

1. Bei konstanten Strömen müssen die Dauerausschläge des Zeigers der Stromstärke proportional sein. Das ist besonders weitgehend bei den Drehspulgalvanometern der Fall (S. 6).

2. Die Schwingungsdauer des Zeigers muß groß gegenüber der Flußzeit des Stromes sein. Dann reagiert der Strommesser auf einen Stromstoß mit einem Stoßausschlag. D. h. der Zeiger schlägt aus, kehrt um und geht sofort zum Nullpunkt zurück.

Für derartige Galvanometer ist der Stoßausschlag dem Stromstoß proportional. Den Grund für dies Verhalten findet man in § 48 des Mechanikbandes. — Man erhält also ein konstantes Verhältnis

$$\frac{\text{Stromstoß}}{\text{Stoßausschlag}} = B_I$$

und nennt es die ballistische Stromempfindlichkeit des Galvanometers.

Zur Vorführung benutzen wir einen Stromstoß von rechteckiger Gestalt, Abb. 38b. D. h. wir schicken während kurzer, aber genau gemessener Zeiten  $t$  bekannte Ströme  $I$  durch ein langsam schwingendes Galvanometer hindurch. Dazu dient uns ein in das Uhrwerk einer Stoppuhr eingebauter Schalter (Abb. 39). Dieser Schalter ist nur so lange geschlossen, wie die Uhr läuft.



Abb. 39. Diese auf  $\frac{1}{30}$  Sekunde ablesbare Stoppuhr schließt einen Stromkreis während der Laufzeit ihres Zeigers. Sie ermöglicht die bequeme Herstellung bekannter Amperesekunden. Ein kaum weniger bequemer Zeitschalter kann leicht mittels eines Grammophonuhrwerkes improvisiert werden.

Ein bekannter Strom  $I$  geeigneter Größe wird nach dem Schaltschema der Abb. 40 hergestellt. Mittels Spannungsteilung (S. 11) wird beispielsweise eine Spannung von  $\frac{1}{100}$  Volt hergestellt. Diese Spannung treibt einen Strom durch das Galvanometer und durch einen Widerstand von  $10^6$  Ohm. Der durch das Galvanometer fließende Strom  $I$  beträgt dann nach dem Ohmschen Gesetze  $10^{-2}$  Volt/ $10^6$  Ohm =  $10^{-8}$  Amp. Mit dieser Anordnung beobachten wir Ausschläge  $\alpha$  für verschiedene Produkte  $I \cdot t$ . Wir wiederholen die Messungen dann noch mit zwei größeren Stromstärken. Beide Male stoppen wir die Zeiten wieder beliebig zwischen einigen Zehnteln und etwa 2 Sekunden ab.

Dann bilden wir für die verschiedenen Messungen die Verhältnisse

$$B_I = \frac{\text{Stromstoß } I \cdot t}{\text{Stoßausschlag } \alpha}$$

und erhalten in allen Fällen den gleichen Wert, im Beispiel

$$B_I = 6 \cdot 10^{-9} \frac{\text{Amperesekunden}}{\text{Skalenteil}}$$

Damit ist die Proportionalität von Stoßausschlag und Stromstoß für einen Stromstoß von rechteckiger Gestalt (Abb. 38b) erwiesen und gleichzeitig das Galvanometer ballistisch geeicht. Das Ergebnis läßt sich ohne weiteres verallgemeinern: Jeder beliebige Stromstoß läßt sich gemäß Abb. 38c aus rechteckigen Stromstößen zusammensetzen.

Das so ballistisch in Amperesekunden geeichte Galvanometer wollen wir zur Messung eines unbekanntes Stromstoßes benutzen. Zu diesem Zweck improvisieren wir in Abb. 41 eine „Reibungselektroskopmaschine“. Statt Siegellack und Katzenfell nehmen wir die Hand des einen Beobachters und den Haarschopf des anderen.

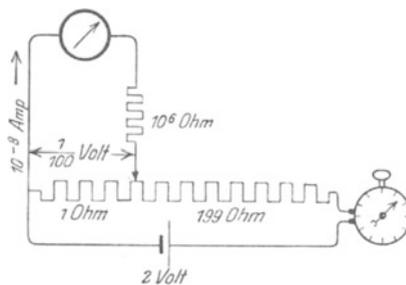


Abb. 40. Eichung der Stoßausschläge eines langsam schwingenden Strommessers in Amperesekunden.



Abb. 41. „Reibungselektroskopmaschine“. Gleiches Galvanometer wie in Abb. 75.

Einmal Streicheln gibt einen Stoßausschlag von etwa 16 Skalenteilen, also einen Stromstoß von rund  $10^{-7}$  Amperesekunden.

**§ 11. Schlußbemerkung.** Wir können heute die elektrischen Erscheinungen in ihren zahllosen Anwendungen schlechterdings nicht mehr aus unserem Dasein fortdenken. Niemand von uns kann im täglichen Leben ohne die Begriffe elektrischer Strom und elektrische Spannung auskommen. Schon Kinder reden heute von Ampere und Volt. Wir knüpften daher, wie überall in den Grundlagen der Physik, auch bei der Darstellung der Elektrizitätslehre an die nächstliegenden Erfahrungen des täglichen Lebens an. Den Ausgangspunkt unserer Experimente bildeten nicht geriebener Bernstein und Papierschnitzel, sondern chemische Stromquellen, wie Taschenlampenbatterien und Akkumulatoren. Mit ihrer Hilfe entwickelten wir die Begriffe Strom und Spannung und definierten beide unabhängig voneinander durch je ein leicht verständliches elektrisches Meßverfahren. Wir messen fortan Strom und Spannung als elektrische Größen auch in elektrischen Einheiten, in Vielfachen eines Einheitsstromes (Ampere) und einer Einheitsspannung (Volt).

Verbreiteten Vorurteilen entgegen hat die Messung von Kräften für quantitative elektrische Beobachtungen keine nennenswerte Bedeutung. Das zeigt ein Blick in jedes elektrische Laboratorium oder Praktikum. Kräfte spielen dort im allgemeinen nur eine ganz untergeordnete Rolle: Sie haben bei Anzeige- und Vergleichsinstrumenten Zeiger zu bewegen, nicht anders als bei einer zur Zeitmessung dienenden Uhr. Diese nebensächliche Rolle der Kraftmessung in der Elektrizitätslehre hat einen tiefen Grund: Die elektrischen Vorgänge lassen sich nicht auf mechanische zurückführen. Das ist eine heute von niemandem angezweifelte Erkenntnis. So ist z. B. der Begriff des elektrischen Stromes von dem mechanischen Bilde einer Strömung völlig unabhängig. Auch das kann nicht früh und nachdrücklich genug betont werden.

In der Mechanik kann man für die Begriffe Länge, Zeit und Masse mit Worten nur sehr vage Definitionen geben, man muß mit der Vereinbarung von Meßverfahren zufrieden sein. So kann man z. B. die Masse als Grundgröße behandeln und ihre Einheit durch einen Metallklotz verkörpern; man kann sie aber mit gleichem Recht als abgeleitete Größe einführen und durch ein Produkt aus Beschleunigung mal (Länge)<sup>2</sup> messen (Mechanik § 30): Über das „Wesen“ der Masse gibt weder das eine noch das andere Verfahren Auskunft. Nicht anders liegt es in der Elektrizitätslehre. Man muß zwei spezifisch elektrische Begriffe durch je ein Meßverfahren definieren. Nur mit zwei elektrischen Größen kann man den Anschluß an die mechanischen Begriffe Kraft und Arbeit gewinnen.

Eine spezifisch elektrische Größe muß man als Grundgröße behandeln<sup>1)</sup>, die zweite kann man dann nach Wahl als Grundgröße oder als abgeleitete Größe einführen. Für beide Verfahren lassen sich Gründe anführen, — das „Wesen“ der Größe aber wird weder durch das eine noch durch das andere Verfahren erfaßt. Man muß sich vor Illusionen hüten.

Rückschauend muß uns in der geschichtlichen Entwicklung der Elektrizitätslehre die Schaffung der Begriffe „elektrischer Strom“ und „elektrische Spannung“ als eine entscheidende Leistung der wissenschaftlichen Pioniere erscheinen. Diese genial ersonnenen Begriffe sind für das tägliche Leben, für die Technik und für die Wissenschaft gleich brauchbar.

<sup>1)</sup> oder eine spezifisch elektrische Naturkonstante, wie die Induktionskonstante  $\mu_0$ .

## II. Das elektrische Feld.

§ 12. Grundbeobachtungen. Elektrische Felder verschiedener Gestalt. Die Abb. 42 zeigt uns zwei einander parallele Metallplatten *A* und *K*. Ihre Träger enthalten Bernsteinisolatoren *B*. Wir verbinden die Platten durch zwei Drähte mit der städtischen Zentrale<sup>1)</sup> und dann durch zwei andere mit einem Zweifadenvoltmeter. Wir haben dann das leicht verständliche Schema der Abb. 43 a. Das Voltmeter zeigt uns zwischen den beiden Platten eine Spannung von 220 Volt. Als Ursache der Spannung wird man zunächst die Verbindung der beiden Platten mit der Zentrale ansprechen. Der Versuch widerlegt diese Auffassung. Die Spannung bleibt auch nach Abschaltung der beiden zur Zentrale führenden Leitungsdrähte erhalten (Abb. 43 b). Das ist höchst wichtig.

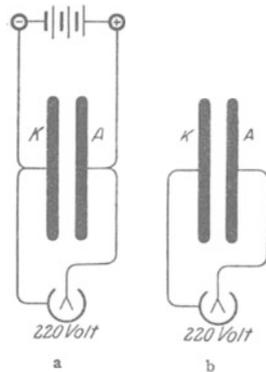
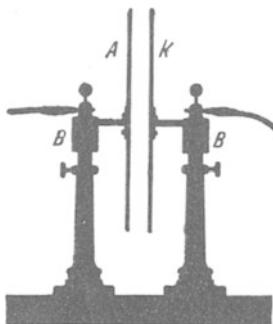
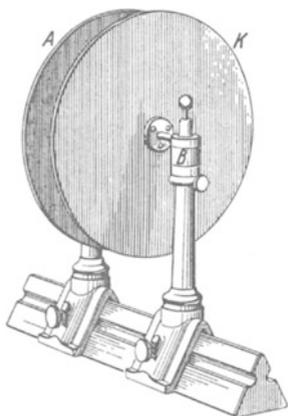


Abb. 42. Plattenkondensator mit Bernsteinisolatoren *B* im Lichtbild und im Schattenriß. Plattendurchmesser ca. 22 cm.

Abb. 43 a, b. *KA* Plattenkondensator, a in, b nach Verbindung mit der städtischen Zentrale.

Zwei weitere Versuche zeigen uns einen starken Einfluß des Zwischenraumes auf die Größe der Spannung.

1. Eine Vergrößerung des Plattenabstandes erhöht, eine Verkleinerung vermindert die Spannung. Die beiden Zeiger des Zweifadenvoltmeters folgen den Abstandsänderungen mit einer eindrucksvollen Präzision. Bei der Rückkehr in die Ausgangsstellung findet man die Ausgangsspannung, in unserem Beispiel also 220 Volt.

2. Wir schieben, ohne die Platten zu berühren, irgendeine dicke Scheibe aus beliebigem Material (Metall, Hartgummi usw.) in den Zwischenraum hinein (Abb. 44). Die Spannung sinkt auf einen Bruchteil herunter. Wir ziehen die Scheibe wieder heraus, und die alte Spannung von 220 Volt ist wieder hergestellt.

<sup>1)</sup> Statt ihrer läßt sich auch gut eine aus der Radiotechnik bekannte Batterie von etwa 100 Volt Spannung verwenden.

Im Zwischenraum treten ganz eigenartige, sonst fehlende Kräfte auf, Beispiel in Abb. 45: Zwei feine Metallhaare (vergoldete Quarzfäden) spreizen auseinander.

Wir vergrößern diese Erscheinungen durch Erhöhung der Spannung: Wir ersetzen die städtische Zentrale durch eine kleine, schon als Kinderspielzeug erwähnte Influenzmaschine (einige tausend Volt Spannung). Dann bringen wir etwas faserigen Staub, z. B. kleine Wattefetzen, zwischen die Platten. Die Fasern haften auf den Platten und sträuben sich. Gelegentlich fliegen sie von der einen Platte zur anderen herüber, in der Mitte auf geraden, am Rande auf gekrümmten Bahnen. (Besonders hübsch im Schattenriß!)

An dies eigenartige Verhalten von Faserstaub knüpfen wir an. Wir versuchen es systematisch im ganzen Plattenzwischenraum zu beobachten. Zu diesem Zweck wiederholen wir die letzten Versuche „flächenhaft“. Wir kleben z. B. statt der beiden Platten *K* und *A* in Abb. 42 zwei Stanniolstreifen auf eine Glasplatte und stellen zwischen ihnen mit der Influenzmaschine eine Spannung von etwa 3000 Volt her. Dann stäuben wir unter vorsichtigem Klopfen irgendwelchen Faserstaub, z. B. frisch gepulverte



Abb. 44. Eine Platte aus beliebigem Material zwischen den Kondensatorplatten.

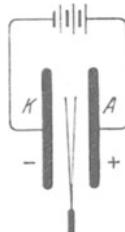


Abb. 45. Zwei vergoldete Quarzhaare spreizen auseinander. (Der Abstand der gespreizten Fäden muß klein gegen den Abstand der Platten *A* und *K* sein.)

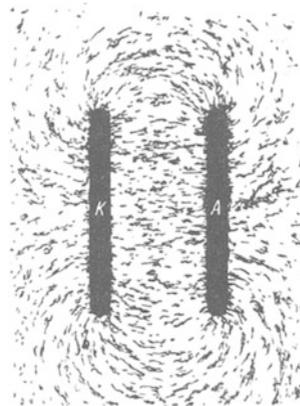


Abb. 46. Elektrische Feldlinien eines Plattenkondensators, mit Gipskristallen sichtbar gemacht. Diese sowie alle folgenden Bilder elektrischer Feldlinien ohne Retusche.

Gipskristalle, auf die Glasplatte. Die kleinen Kristalle ordnen sich in eigentümlicher, linienhafter Weise an, wir sehen ein Bild „elektrischer Feldlinien“ (Abb. 46). Sie gleichen äußerlich den mit Eisenfeilicht sichtbar gemachten magnetischen Feldlinien (Abb. 1 bis 4).

Wir können diesen Versuch mannigfach abändern. Als Beispiele lassen wir die eine der beiden Platten zu einer Kugel oder einem Draht entarten. Dann bekommen wir „flächenhaft“ die Bilder der Abb. 47 oder 48.

Auf Grund der bisherigen Beobachtungen führen wir zwei neue Begriffe ein:

1. Zwei Körper, zwischen denen wir eine elektrische Spannung herstellen, nennen wir einen Kondensator.
2. Den Raum zwischen diesen beiden Körpern, das Gebiet der Feldlinien nennen wir ein elektrisches Feld.

Wir müssen die Grundvorstellungen der elektrischen Welt ebenso der Erfahrung entnehmen wie die Grundvorstellungen der mechanischen Welt. Wir können z. B. die Erscheinung der „Schwere“ nur durch vielfältige Erfahrung kennenlernen. Sonst können wir keine Mechanik treiben. Genau so müssen wir

uns an Hand der Erfahrung mit der Vorstellung des elektrischen Feldes vertraut machen. Sonst können wir nie in die elektrische Welt eindringen. Durch ein elektrisches Feld bekommt ein Raumgebiet eine zuvor fehlende Vor-

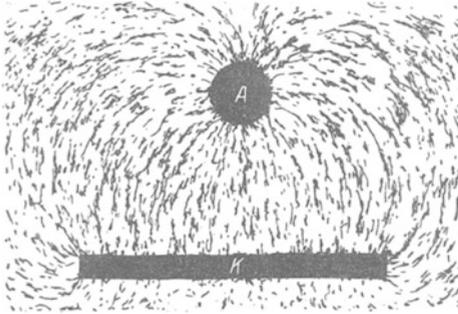


Abb. 47. Elektrische Feldlinien zwischen Platte und Kugel bzw. Draht.

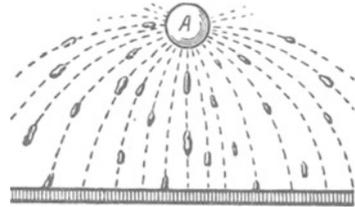


Abb. 48. Das gleiche Bild aus einer Darstellung von JOH. CARL WILCKE, 1777 (Flugbahnen von Blattgold-Flittern).

zugsrichtung. Diese wird uns durch die Feldlinien bildhaft nahe gebracht. Man soll am Anfang ganz naiv und unbefangenen verfahren. Man möge ruhig in drastischer Vergrößerung eine elektrische Feldlinie mit einer sichtbaren Kette von Faserstaub (z. B. Gipskristallen) gleichsetzen. Späterhin wird man ganz von selbst zwischen den elektrischen Feldlinien und ihrem grobanschaulichen Bild zu unterscheiden wissen.

Wir bringen noch vier weitere Beispiele von Kondensatorenver-

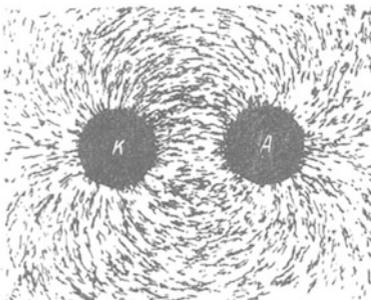


Abb. 49. Elektrische Feldlinien zwischen zwei Kugeln bzw. Paralleldrähten.

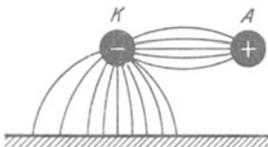


Abb. 50. Skizze der elektrischen Feldlinien zwischen den Leitungen der städtischen Zentrale und der Zimmerwand.

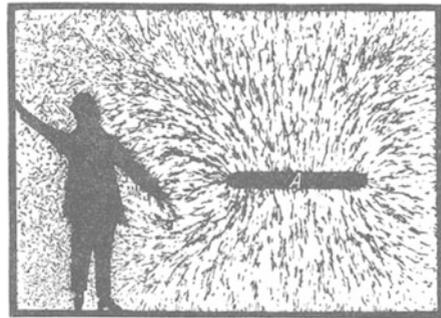


Abb. 51. Elektrische Feldlinien zwischen einem Elektrizitätsträger (altertümlich „Konduktor“) und der Umgebung. J. C. WILCKE, einer der ersten Benutzer des Plattenkondensators, sagt 1757: „Es bilden nämlich der Konduktor die eine Platte A, die Beobachter die andere Platte K.“

schiedener Gestalt und zeigen die zugehörigen Bilder der elektrischen Felder:

1. Zwei benachbarte Kugeln oder Drähte (Abb. 49 und 50).

So wie Abb. 49 sieht etwa das Feld zwischen den Polen unserer elektrischen Leitungsanschlüsse aus. Bei städtischen Elektrizitätswerken ist meist die eine der beiden Leitungen dauernd mit dem Erdboden verbunden. Dann haben wir das in Abb. 50 skizzierte Feld. Und zwar ist in dieser Abbildung „Erdung“ des positiven Poles angenommen. Bei freiliegenden Leitungen sieht man oft die Ansätze zu „Feldlinienbildern“. Der eine Draht hat viel Staub angelagert und gleicht einer haarigen Raupe. Unter diesem Draht läuft auf der Wand ein staubiger Streifen. Er markiert die Fußpunkte der Feldlinien.

2. In der Abb. 51 befindet sich rechts ein „Elektrizitätsträger“, d. h. die eine Hälfte eines Kondensators, etwa eine Metallscheibe *A* oder eine Kugel. Die andere Hälfte wird vom Erdboden, den Zimmerwänden, den Möbeln und dem Experimentator gebildet. Die Abb. 52 bringt eine zierliche Ausführungsform, einen „Löffel am Bernsteinstiel“. Später folgt in Abb. 88 das Feld für einen kugelförmigen Elektrizitätsträger.



Abb. 52. „Löffel am Bernsteinstiel“, kleiner „Konduktor“ oder „Elektrizitätsträger“.

3. Eine funkentelegraphische Antenne und der Rumpf eines Dampfers (Abb. 53). Man sieht die Feldlinien von der Antenne zu den Masten und dem Schiffskörper verlaufen.

4. Endlich gibt uns Abb. 54 das Feldlinienbild unseres statischen Voltmeters. Ein solches Voltmeter ist auch nichts anderes als ein Kondensator. Nur hat der eine der beiden Körper die Gestalt beweglicher Zeiger erhalten.

Ein Rückblick auf die vorgeführten elektrischen Felder zeigt uns zweierlei:

1. Alle Feldlinien enden stets senkrecht auf der Oberfläche der Kondensatorkörper.

2. Unter allen elektrischen Feldern sind zwei geometrisch durch besondere Einfachheit ausgezeichnet. In einem hinreichend flachen Plattenkondensator ist das Feld homogen. Seine Feldlinien verlaufen geradlinig in gleichen Abständen. — Ein kugelförmiger Elektrizitätsträger, weit vom zweiten Teil des Kondensators entfernt, liefert ein radialsymmetrisches Feld (Abb. 88).

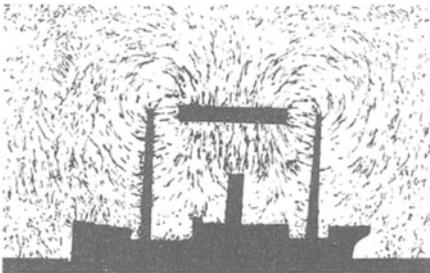


Abb. 53. Elektrische Feldlinien zwischen Antenne und Schiffskörper.

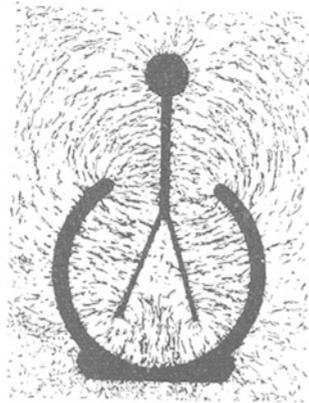


Abb. 54. Elektrische Feldlinien im statischen Voltmeter, oder das Elektrometer als Kondensator.

Wir werden im folgenden ganz überwiegend von dem homogenen Felde hinreichend flacher Plattenkondensatoren Gebrauch machen. Als Richtung des Feldes werden wir von nun an dem allgemeinen Brauch folgend, die Richtung von Plus nach Minus angeben.

§ 13. Das elektrische Feld im Vakuum. (ROBERT BOYLE vor 1694.) Alle im vorigen Paragraphen beschriebenen Versuche verlaufen im Hochvakuum genau so wie in Luft. Ein elektrisches Feld kann auch im leeren Raum existieren. Die Luft ist für die Beobachtungen im elektrischen Felde von ganz untergeordneter Bedeutung. Ihr Einfluß ist, von Funken und dergleichen abgesehen, nur bei sehr genauen Messungen erkennbar. Bei gewöhnlichem Atmosphärendruck werden nur etliche Zahlen in Luft um  $0,6\text{‰}$  anders beobachtet als im Hochvakuum. Dieser durch vielfache Erfahrung völlig gesicherte Befund wird durch das molekulare Bild der Luft verständlich. Die Abb. 55 ruft kurz das Wichtigste in Er-

innerung: Sie stellt Zimmerluft bei etwa  $2 \cdot 10^6$  facher Linearvergrößerung dar, und zwar als „Moment bild“. Die Moleküle sind als schwarze Punkte gezeichnet. Die Kugelgestalt ist willkürlich und gleichgültig. Der Durchmesser beträgt etwa  $3 \cdot 10^{-10}$  m. Ihr mittlerer gegenseitiger Abstand ist rund zehnmal größer. Das Eigenvolumen der Luftmoleküle verschwindet also praktisch fast ganz neben der leeren Umgebung.

Für spätere Zwecke (Leitungsmechanismus in Kapitel XII) ergänzen wir das Bild der Luft gleich durch eine „Zeitaufnahme“ von rund  $10^{-8}$  Sekunden Belichtungsdauer (Abb. 56). Es sind die Flugbahnen für drei Moleküle eingezeichnet, aber diesmal nur in  $6 \cdot 10^4$  facher Vergrößerung.

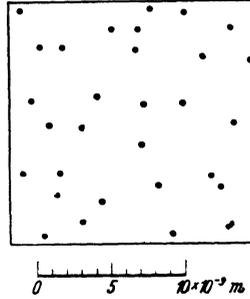


Abb. 55. Schematisches Momentbild von Zimmerluft in  $2 \cdot 10^6$  facher Vergrößerung.

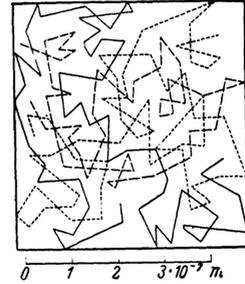


Abb. 56. Freie Weglänge von Gasmolekülen in Zimmerluft. Vergrößerung  $6 \cdot 10^4$  fach.

Die geraden Stücke sind die „freien Weglängen“ zwischen zwei Zusammenstößen (etwa  $10^{-7}$  m). Jeder Knick entspricht einem Zusammenstoß mit einem der nicht gezeichneten Moleküle. Die Bahngeschwindigkeit beträgt bei Zimmertemperatur im Mittel rund 500 m/sek.  $1 \text{ m}^3$  Zimmerluft enthält rund  $3 \cdot 10^{25}$  Moleküle.

**§ 14. Die elektrischen Ladungen oder Substanzen.** Wir fahren in der experimentellen Untersuchung des elektrischen Feldes fort und kommen zu folgendem, hier vorweggenommenen Befund: An den Enden der Feldlinien sitzt etwas Umfüllbares oder Übertragbares. Wir nennen es elektrische Ladung oder elektrische Substanz. Dabei müssen wir zwei Sorten unterscheiden (CHARLES F. DU FAY 1733), und zwar nach einem Vorschlag von LICHTENBERG (Göttingen 1778) als + und -. Wir bringen aus einer Fülle von Versuchen zwei Beispiele:

1. In Abb. 57 ist zwischen den beiden Platten eines Kondensators durch kurzdauerndes Berühren mit der +- und --Klemme der städtischen Zentrale eine Spannung von 220 Volt hergestellt worden. Dann bringen wir zwischen die Platten einen scheibenförmigen Elektrizitätsträger (Abb. 52) und bewegen ihn im Sinne des Doppelpfeiles hin und her. Am Ende der Bahn lassen wir den Träger jedesmal die Plattenfläche berühren. Bei jeder solchen Übertragung sinkt die Spannung. Der Träger schleppt negative Ladung von links nach rechts und positive von rechts nach links.

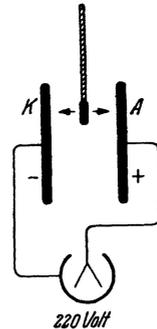


Abb. 57. Ein Elektrizitätsträger überträgt elektrische Ladungen.

2. In Abb. 58 sehen wir oben die +- und die --Klemme der städtischen Zentrale, unten den Plattenkondensator mit dem Voltmeter, jedoch diesmal ohne Spannung. Dann bewegen wir einen kleinen Elektrizitätsträger abwechselnd im Pfeilsinne längs den gestrichelten Bahnen. Zwischen den Kondensatorplatten entsteht eine Spannung, und sie wächst bei jeder weiteren Übertragung. Dann überkreuzen wir die Bahnen, also von der --Klemme nach A und von der +-Klemme nach K: Jetzt sinkt die Spannung, es werden Ladungen vom „verkehrten“ Vorzeichen übertragen.

Später werden wir sehen: Wie alle Substanzen sind auch die elektrischen in Atome unterteilbar. Die Existenz negativer und positiver Elektrizitäts-

atome ist für unser ganzes physikalisches Weltbild von fundamentaler Bedeutung. Ein negatives Elektrizitätsatom wird meistens kurz als „Elektron“ bezeichnet. Das sei der Klarheit halber schon hier bemerkt.

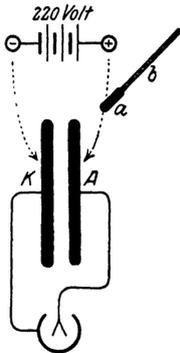


Abb. 58. Umfüllen elektrischer Substanzen von den Polen der städtischen Zentrale in die Platten eines Kondensators.

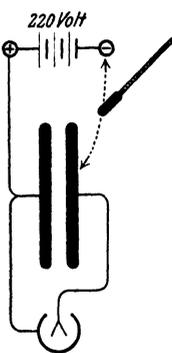


Abb. 59. Vereinfachte Variante dieses Versuchs. Die positiven Elektrizitätsatome werden der linken Kondensatorplatte durch Leitung, die negativen der rechten Kondensatorplatte mittels eines „Elektrizitätsträgers“ zugeführt.

Wir können fortan ohne unzulässige Vorwegnahme durcheinander die Worte „elektrische Ladungen“ oder „Elektrizitätsatome“ benutzen.

§ 15. Feldzerfall durch Materie. Wir stellen in üblicher Weise ein elektrisches Feld her und überbrücken dann nachträglich die Kondensatorplatten durch einen Körper (Abb. 60). Diesen Versuch führen wir nacheinander mit verschiedenen Substanzen aus, etwa in der Reihenfolge Metall, Holz, Pappe, Taschentuch, Glas, Hartgummi, Bernstein. In allen Fällen ist das Ergebnis qualitativ das gleiche:

das elektrische Feld zerfällt, die Spannung zwischen seinen Enden verschwindet. Quantitativ aber finden wir krasse Unterschiede: Metalle zerstören das Feld sehr rasch, die Fäden des Voltmeters klappen in unmeßbar kurzer Zeit zusammen. Beim Holz dauert es schon einige Sekunden, bei der Pappe oder dem Gewebe noch länger. Beim Hartgummi sind viele Minuten erforderlich, beim Bernstein erfolgt der Feldzerfall erst im Verlauf von Stunden oder Tagen.

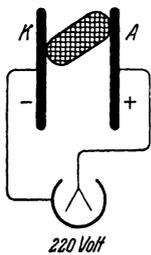


Abb. 60. Ein Körper überbrückt die beiden Kondensatorplatten.

Auf diese Weise ordnet man die Körper in eine Reihe, genannt die Reihe abnehmender „Leitfähigkeit“. Die Anfangsglieder der Reihe nennt man gute Leiter, die Endglieder Isolatoren.

Es gibt keinen Leiter schlechthin und keinen Isolator schlechthin. Kein Leiter ist vollkommen, er braucht zur Zerstörung des Feldes eine zwar nur sehr kurze, aber doch endliche Zeit. Jeder Isolator leitet etwas, d. h. er zerstört das Feld, wenn auch erst in langer Zeit. Dauernd beständig vermag ein elektrisches Feld nur zwischen zwei kalten, im Vakuum frei schwebenden Körpern zu existieren.

Die Unterscheidung von Leitern und Isolatoren stammt von STEPHAN GRAY (1729), den stetigen Übergang zwischen beiden hat FRANZ ULRICH THEODOR AEPINUS (1759) gefunden.

§ 16. Beweglichkeit der Elektrizitätsatome in Leitern, Unbeweglichkeit in Isolatoren. Wir knüpfen unmittelbar an die letzten Versuche an und fragen: Wie können die ins Feld gebrachten Körper das Feld zerstören? Eine einleuchtende Antwort ergibt sich aus einem Vergleich der Abb. 60 und 57.

In Abb. 57 wurden elektrische Ladungen durch einen Träger von der einen Platte zur anderen hinübergeschafft, die negativen von links nach rechts, die positiven von rechts nach links. So können sich die Elektrizitätsatome paarweise vereinigen und eng zusammenlegen. Dann treten ihre Feldlinien nach außen hin nicht mehr in Erscheinung, das Feld zwischen den Kondensatorplatten verschwindet.

In Abb. 60 verschwindet das Feld bei einer Überbrückung der Kondensatorplatten durch einen Körper. Daraus ergibt sich zwanglos die Folgerung: Die Elektrizitätsatome können sich irgendwie durch den Körper hindurchbewegen, sich so einander nähern und paarweise vereinigen<sup>1)</sup>. Somit kommen wir zu dem Schluß: Elektrizitätsatome sind in Leitern beweglich.

Für Isolatoren hat man dann sinngemäß das Fehlen einer nennenswerten Beweglichkeit anzunehmen. Das Experiment bestätigt diese Auffassung. Man kann das feste Haften elektrischer Ladungen auf oder in Isolatoren in mannigfacher Weise vorführen. Wir beschränken uns auf zwei Beispiele:

1. Wir wiederholen den in Abb. 59 gezeigten Umfüllversuch, benutzen jedoch als Elektrizitätsträger diesmal außer der Metallscheibe auch eine Scheibe aus Siegellack, also irgendeinem guten Isolator. Außerdem nehmen wir (Abb. 61) zur Abwechslung einmal etwas größere Hilfsmittel: Als Stromquelle eine kleine Influenzmaschine, als Voltmeter das aus Abb. 25, S. 8 bekannte Zeigerinstrument. Beide Elektrizitätsträger verhalten sich durchaus verschieden. Beim leitenden Metallöffel genügt eine punktweise Berührung sowohl bei der Aufnahme wie bei der Abgabe der Ladungen. Ganz anders beim Träger aus isolierendem Material. Bei punktweiser Berührung bekommen wir nur kleine Ausschläge am Meßinstrument. Zur Übertragung größerer Elektrizitätsmengen müssen wir sowohl bei der Aufnahme wie bei der Abgabe den Träger an den Klemmen bzw. Kondensatorplatten entlang streichen. Bei der Aufnahme müssen wir nacheinander die Elektrizitätsatome auf die einzelnen Teile des Trägers „aufschmieren“, bei der Abgabe wieder „abkratzen“.

2. Man kann auf Isolatorflächen „Flecken“ elektrischer Ladungen machen. Man kann diese Flecken auch wie Fettflecken auf einem Stoff durch Einstauben sichtbar machen. Man legt z. B. eine isolierende Platte aus Glas zwischen ein Metallblech und eine Drahtspitze. Das Blech verbindet man mit dem einen Pol einer Stromquelle hoher Spannung, z. B. einer Influenzmaschine. Vom anderen Pol der Stromquelle läßt man zur Drahtspitze einen kleinen Funken überschlagen. — Zunächst sieht das Auge nichts. Die Elektrizitätsatome auf der Glasplatte sind unsichtbar. Aber es gehen Feldlinien von ihnen in den Raum hinaus. Wir stauben ein feines Pulver, etwa Schwefelblume, auf die Fläche. Die Endpunkte der Feldlinien markieren sich durch haftenden Staub, genau wie unter einer elektrischen Leitung über einer weißen Zimmerwand (vgl. S. 17). Abb. 62 gibt das Bild einer solchen „Lichtenbergischen Figur“ (Göttingen 1777).

§ 17. Influenz und ihre Deutung. (JOHANN CARL WILCKE, 1757.) Bei den bisherigen Versuchen über den Feldzerfall haben wir die beiden Kondensator-

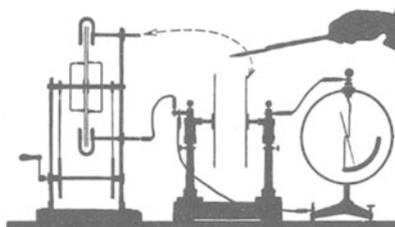


Abb. 61. Übertragung von Ladungen mit Elektrizitätsträgern aus verschiedenem Material. Links Influenzmaschine.

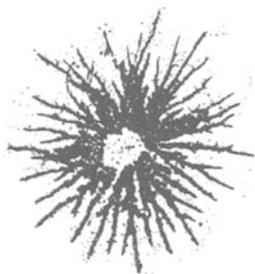


Abb. 62. Elektrischer Fleck (Lichtenbergische Figur).

<sup>1)</sup> Hier taucht erfahrungsgemäß für den Anfänger eine ernste Schwierigkeit auf. Die Elektrizitätsatome sollen Substanzen sein, also unzerstörbar. Infolgedessen muß der Leiter an der Vereinigungsstelle positiver und negativer Elektrizitätsatome anschwellen und an Masse zunehmen. Diese Überlegung ist vollständig richtig und keineswegs mit der experimentellen Erfahrung in Widerspruch. Die ganze vermeintliche Schwierigkeit erledigt sich später durch die quantitative Erforschung des Leitungsmechanismus im XII. Kapitel in einfachster Weise.

platten durch den Leiter überbrückt. In der Fortführung der Versuche bringen wir jetzt ein begrenztes Leiterstück in ein elektrisches Feld. Damit gelangen wir zu der hochbedeutsamen Erscheinung der Influenz. Die Influenz wird uns später das Haupthilfsmittel zum Nachweis elektrischer Felder sein (Induktionsspule, Radioempfangsantenne usw.). Jetzt wird sie uns zunächst das folgende, hier vorangestellte Ergebnis bringen: Ein Leiter enthält stets positive und negative Elektrizitätsatome, jedoch im gewöhnlichen „ungeladenen“ Zustand gleich viel von beiden Vorzeichen. Die „Ladung“ eines Körpers bedeutet nur den Überschuß von Elektrizitätsatomen eines Vorzeichens.

Zur Vorführung der Influenz benutzen wir das homogene Feld eines hinreichend flachen Plattenkondensators  $AK$  (Abb. 63) und begleiten die einzelnen Schritte mit Feldlinienbildern im flächenhaften Modell. Als leitenden Körper benutzen wir eine Metallplatte. Sie ist aus zwei aufeinandergelegten

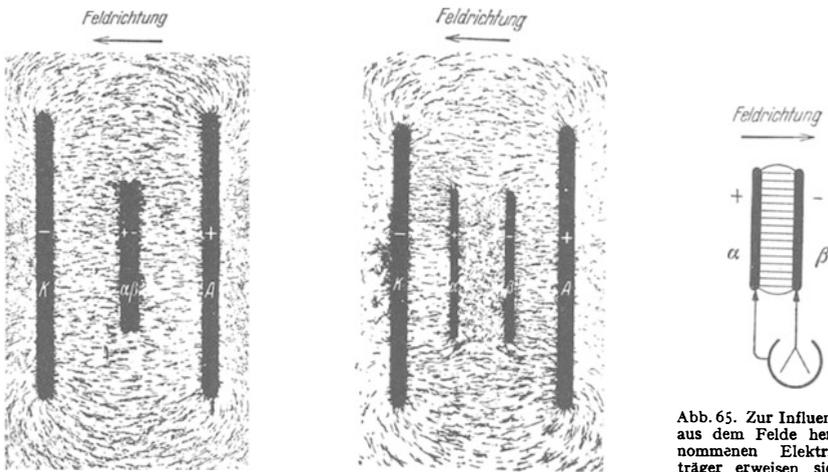


Abb. 63. Zur Entstehung der Influenz. Zwei plattenförmige Elektrizitätsträger  $\alpha$  und  $\beta$  berühren sich im Felde.

Abb. 64. Die beiden Elektrizitätsträger  $\alpha$  und  $\beta$  sind im Felde getrennt worden.

Abb. 65. Zur Influenz. Die aus dem Felde herausgenommenen Elektrizitätsträger erweisen sich als geladen.

Scheiben (mit isolierenden Handgriffen) zusammengesetzt. Ihre Berührungsfläche steht senkrecht zu den Feldlinien. Es folgen die einzelnen Beobachtungen:

1. Wir trennen die beiden Scheiben im Felde und finden den Raum zwischen ihnen feldfrei, der Faserstaub zeigt keinerlei Ordnung (Abb. 64). — Deutung: Das elektrische Feld mußte im Leiter zusammenbrechen, zwischen der rechten und der linken Scheibe konnte sich keine Spannung aufrechterhalten. Feldzerfall bedeutet eine Wanderung von Elektrizitätsatomen im Leiter. Woher stammen diese? — Unabweisbarer Schluß: Sie mußten bereits vorher in der leitenden Platte vorhanden sein, jedoch paarweise (+ und -) eng vereinigt und daher von uns zuvor unbemerkt.

2. Wir nehmen beide Scheiben getrennt aus dem Felde heraus und verbinden sie gemäß Abb. 65 mit einem Zweifadenvoltmeter. Das Voltmeter zeigt uns Spannung und Feld an, beide Scheiben tragen einander entgegengesetzte Ladungen. Deutung: Infolge des Feldzerfalles im Leiter mußten die Feldlinien in Abb. 63 und 64 auf den Scheibenflächen enden. Die rechte Scheibe bekam in diesen Bildern negative, die linke positive Ladung.

3. Die Summe dieser Ladungen ist Null: Wir bringen in Abb. 65 die beiden Scheiben zur Berührung, und sofort ist die Spannung restlos verschwunden.

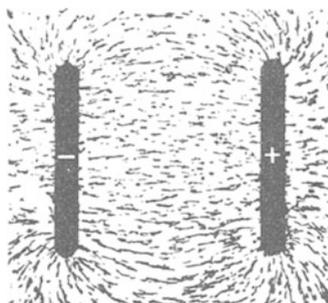
4. Wie sind die beiden Feldlinienbilder der Abb. 65 und 64 miteinander in Einklang zu bringen? — Antwort: Die Richtung des Feldes in Abb. 65 ist dem ursprünglichen des Kondensators *AK* entgegengesetzt. Die Felder heben sich in Abb. 64 gegenseitig auf, sind also gleich.

Das homogene elektrische Feld sollte uns bei den Influenzversuchen nur die Übersicht erleichtern. Im allgemeinen Falle hat man es mit inhomogenen Feldern und beliebiger Gestalt der eingeführten Körper zu tun. Dann werden die Feldlinien nicht nur unterbrochen, sondern auch verzerrt, z. B. Abb. 66. Stets treten an den Unterbrechungsstellen der Feldlinien „influenzierte“ Elektrizitätsatome auf. Auch kann man sie in jedem Falle einzeln nachweisen. Man hat nur den Leiter im Felde an der richtigen Stelle in zwei Teile zu zerlegen. Das ist in Abb. 66 b durch die punktierte Gerade angedeutet.

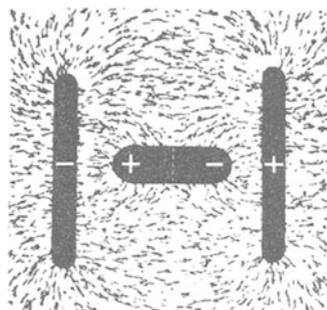
§ 18. Sitz der ruhenden Ladungen auf der Leiteroberfläche. Wir bringen jetzt, weiter experimentierend, zum dritten Male einen leitenden Körper in ein elektrisches Feld. Das erstmal überbrückte der Körper den Raum zwischen beiden Kondensatorplatten. Das Feld zerfiel, und wir folgerten eine Beweglichkeit der Elektrizitätsatome im Leiter. Das zweitemal stand der Körper frei im Felde, wir fanden die Trennung von Ladung durch Influenz. Jetzt, im dritten Fall, soll der Leiter nur einen der beiden das Feld begrenzenden Körper berühren. Wir fragen: Wie verteilen sich die beweglichen Elektrizitätsatome im Leiter? Die Antwort wird lauten: Sie begeben sich auf die Oberfläche des Leiters und bleiben dort in Ruhe.

Das folgern wir zunächst aus einem flächenhaften Modellversuch mit Faserstaubfeldlinien. In Abb. 67 markieren zwei schwarze Kreisflächen die Klemmen der städtischen Zentrale. Das Feld zwischen ihnen glich ursprünglich dem in Abb. 49 auf S. 17 gezeigten. Jetzt aber haben wir an den negativen Pol einen Leiter in Form eines hohlen Blechkastens angeschlossen. Der Kasten hat oben ein Loch. Wir sehen alle Feldlinien auf der Oberfläche des Kastens enden. Im Innern fehlen Feldlinien, also auch Feldlinienenden oder Ladungen.

Dieser Modellversuch verlangt selbstverständlich eine Nachprüfung durch weitere Experimente. Wir geben deren drei: 1. Die Abb. 68 entspricht unserem Modellversuch, nur haben wir außerdem den positiven Pol der Zentrale mit dem Gehäuse unseres Zweifadenvoltmeters



a



b

Abb. 66a, b. Beispiel einer Influenz mit Verzerrung des elektrischen Feldes.

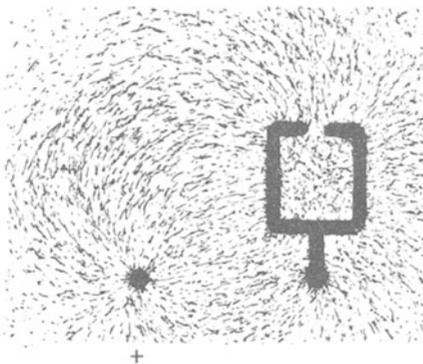


Abb. 67. Feldlinienbild zwischen einer Kugel und einem „Faraday“-Kasten mit enger Öffnung.

verbunden. Das Voltmeter ist ein Kondensator (Abb. 54), wir können ihm also Ladungen zuführen. Die positiven sollen durch den Draht zuwandern, die negativen hingegen sollen durch einen kleinen „Elektrizitätsträger“ („Löffel“) übertragen werden (Abb. 52). Wir bewegen den Träger zunächst längs des Weges 1 und erhalten einen Ausschlag des Voltmeters. Das gleiche gilt für den Weg 2. Hingegen überträgt der Träger auf dem Wege 3 keinerlei Ladung. Der Versuch wirkt außerordentlich verblüffend. Der Kasten steht mit den großen Maschinen der städtischen Zentrale in leitender Verbindung. Trotzdem kann man von seiner Innenseite nicht die kleinste Elektrizitätsmenge abschöpfen. Auf der Innenseite des leitenden Kastens gibt es keine Ladungen.

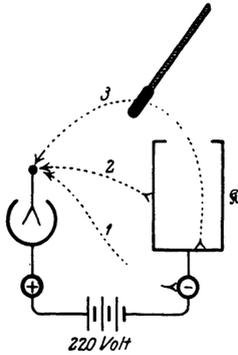


Abb. 68. Auf der Bodenfläche eines fast allseitig geschlossenen Kastens  $\mathfrak{K}$  oder eines Bechers befinden sich keine Elektrizitätsatome. (BENJAMIN FRANKLIN, 1755)<sup>1)</sup>.

2. In einem zweiten Versuche setzen wir einen Kasten  $\mathfrak{K}$  auf unser Voltmeter (Abb. 69). Das Voltmetergehäuse sei dauernd mit dem positiven Pol verbunden, der Kasten vorübergehend mit dem negativen. Dann herrscht im Voltmeter ein Feld von 220 Volt Spannung. Wir berühren die Außenseite unseres Kastens mit dem Schöpflöffel und führen den Löffel dann etwa 1m fort nach  $a$ . Das Voltmeter zeigt eine kleinere Spannung; einige der im

Kasten und den Fäden aufgespeicherten negativen Elektrizitätsatome sind mit dem Löffel nach  $a$  gebracht worden. Dann gehen wir auf dem Weg 2 zur Innenwand des Kastens und füllen die negativen Elektrizitätsatome restlos zurück. Das Voltmeter zeigt wieder 220 Volt. Als Teil der Innenwand eines Kastens vermag der Löffel keine Elektrizitätsatome zu halten, wir heben ihn ohne Ladung wieder heraus.

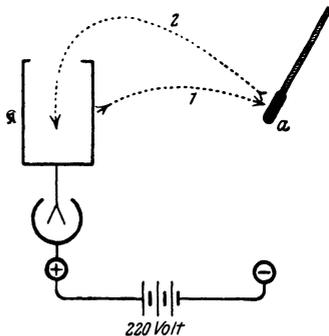


Abb. 69. Entnahme und Wiederabgabe von Elektrizitätsatomen mit dem Elektrizitätsträger  $a$ .

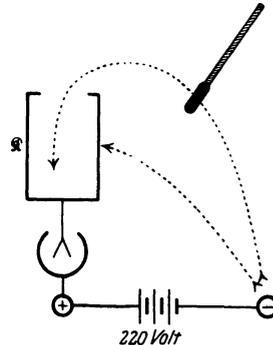


Abb. 70. Erzeugung hoher Spannungen zwischen dem Kasten  $\mathfrak{K}$  und dem Voltmetergehäuse. (Man hüte sich vor ungewollten Kombinationen dieses Versuches mit dem S. 15 unter 1. beschriebenen.)

3. Endlich ein dritter Versuch mit der gleichen Anordnung. Zunächst bewegen wir den Löffel in Abb. 70 zwischen dem negativen Pol und der Außenwand des Kastens hin und her. Dabei bringen wir das Voltmeter nicht über 220 Volt

<sup>1)</sup> Ergänzung zu § 29, I: Nach einer Wiederholung dieser Versuche bemerkt JOSEPH PRIESTLEY 1767: „Sollte nicht nach diesen Experimenten die Anziehung der Elektrizität dem gleichen Gesetz wie die Schwerkraft unterworfen sein und sich also nach den Quadraten der Entfernungen richten? Hätte die Erde die Gestalt einer Hohlkugel, so würde ein inwendig befindlicher Körper ja von der einen Seite nicht mehr als von der anderen angezogen werden.“ — Den gleichen Gedanken hat dann HENRY CAVENDISH 1771–73 in großartigen Untersuchungen weiter verfolgt und damit das beste Verfahren zur experimentellen Prüfung der Gleichung (21) v. S. 38 angegeben. Doch ist sein Manuskript erst 1879 durch J. CLERK MAXWELL veröffentlicht worden.

hinaus. Wir können also keine höhere als die ursprünglich verfügbare Spannung herstellen. Dann aber lassen wir die Wege des Löffels auf der Innenwand des Kastens enden: Sogleich können wir die Spannung des Voltmeters beliebig über 220 Volt hinaus erhöhen. Es werden jedesmal sämtliche Elektrizitätsatome des Löffels abgegeben. Dieser Kunstgriff wird technisch bei der Konstruktion von Influenzmaschinen ausgenutzt (§ 37, s. auch § 38).

§ 19. Strom beim Feldzerfall. An Hand unserer Beobachtungen haben wir den Feldzerfall auf eine Bewegung der Elektrizitätsatome im Leiter zurück-

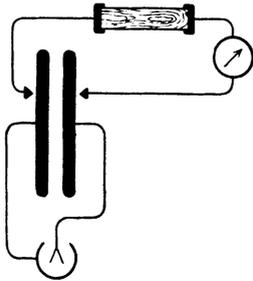


Abb. 71. Langsamer Feldzerfall durch schlecht leitendes Holz. Statische Stromempfindlichkeit des Galvanometers  $D_I \approx 2 \cdot 10^{-7}$  Ampere/Skalenteil.

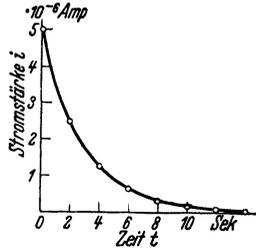


Abb. 72. Strom während des Feldzerfalles. Galvanometer wie in Abb. 37.

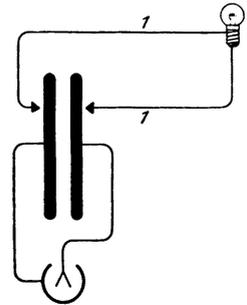


Abb. 73. Beim Feldzerfall durch einen Leitungsdraht 1' leuchtet eine eingeschaltete Glühlampe auf.

geführt. Wir suchen experimentell von dieser Bewegung eine nähere Kenntnis zu gewinnen und finden: Während des Feldzerfalles fließt durch den Leiter ein elektrischer Strom. Wir beobachten diesen Strom mit einem technischen Strommesser, z. B. einem Spiegelgalvanometer von kurzer Einstellzeit. Dazu benutzen wir in Abb. 71 einen großen, aus 100 Plattenpaaren zusammengesetzten Kondensator (insgesamt  $12 \text{ m}^2$  Fläche in 2 mm Abstand, vgl. Abb. 91). Diesem erteilen wir in üblicher Weise eine Spannung von 220 Volt. Dann wird das Feld mit einem Leitungsdraht zerstört. In diesen Draht ist das Galvanometer eingeschaltet und außerdem ein Stückchen Holz. Dieses soll als schlechter Leiter den Feldzerfall verlangsamen und auf etwa 10 Sekunden Dauer ausdehnen. Während der ganzen Zeit dieses Feldzerfalles zeigt uns der Galvanometerausschlag einen Strom an. Der zeitliche Verlauf dieses Stromes ist mit Hilfe einer Stoppuhr in Abb. 72 aufgezeichnet worden. Selbstverständlich kann man den kurzdauernden Strom beim Feldzerfall auch durch die Wärmewirkung oder durch Elektrolyse nachweisen. Wir zeigen beide nach dem Schema der Abb. 73 und 74.

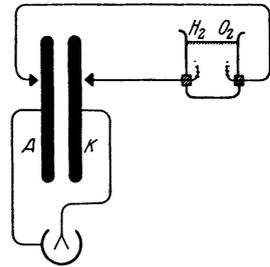


Abb. 74. Beim Feldzerfall durch einen Leitungsdraht zeigen sich in einem eingeschalteten flüssigen Leiter elektrolytische Wirkungen. (Elektrodenoberfläche  $< 1 \text{ mm}^2$ .)

§ 20. Messung elektrischer Ladungen durch Stromstöße. Bei der Untersuchung des elektrischen Feldes haben wir den Feldzerfall mit besonderem Nutzen verfolgt: Er hat uns zu wichtigen Erscheinungen geführt: zunächst zur Influenz, dann zum Sitz der ruhenden Ladungen auf der Leiteroberfläche und endlich zum Strom im feldzerstörenden Leiter. Dieser Strom bringt uns jetzt an ein wichtiges Ziel, nämlich zur Messung elektrischer Ladungen in internationalen elektrischen Einheiten.

Wir knüpfen an die Abb. 72 an, also an ein beliebiges Beispiel für den zeitlichen Verlauf des Stromes während eines Feldzerfalles. Die eingeschlossene Fläche

ist die „Zeitsumme eines Stromes“ oder kurz ein „Stromstoß“ ( $\int Idt$ ) (vgl. Abb. 38 a auf S. 12). Ein Stromstoß wird in Amperesekunden gemessen, also „dimensionsmäßig“ durch ein Produkt von Strom und Zeit. Praktisch mißt man Stromstöße sehr bequem mit einer einzigen Zeigerablesung, nämlich mit dem Stoß-

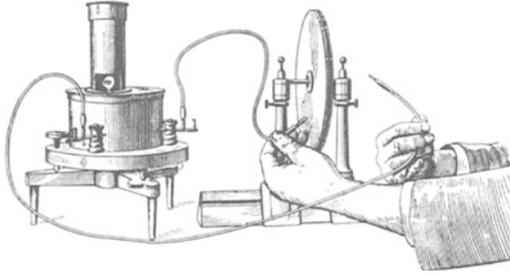


Abb. 75. Technische Ausführung des Versuches von Abb. 71. Links ein Spiegelgalvanometer. Durch das Fenster am Fuß des Turmes sieht man den Spiegel, der den Lichtzeiger auf die Skala wirft. Die Schwingungsdauer  $T$  dieses Galvanometers beträgt ca. 34 Sekunden. Seine ballistische Stromempfindlichkeit ist nach Seite 13  $B_I \approx 6 \cdot 10^{-9}$  Amperesekunden/Skalenteil. — Rechts der Plattenkondensator mit etwa 4 mm Plattenabstand.

ausschlag eines langsam schwingenden Galvanometers. D. h. die Schwingungsdauer des Galvanometers muß groß gegen die Flußzeit des Stromes sein. Dieser meßtechnisch wichtige Punkt ist bereits in § 10 eingehend klar gestellt worden. Wir können jetzt das dort in Amperesekunden geeichte Galvanometer von etwa 30 Sekunden Schwingungsdauer in Benutzung nehmen. Wir messen mit ihm den Stromstoß beim Feldzerfall in unserem kleinen, oft gebrauchten Plattenkondensator, man vgl. Abb. 75.

Diesen Versuch führen wir nacheinander mit verschiedenen Abänderungen aus. In allen Fällen werden die Platten anfänglich auf den gleichen Abstand, etwa 4 mm, eingestellt und ein Feld von 220 Volt Spannung erzeugt (Zweifadenvoltmeter!). — Dann die Versuche:

1. Der zum Feldzerfall benutzte Draht enthält nur das Drehspulgalvanometer mit seiner gut leitenden Spule. Das Feld bricht in unmeßbar kurzer Zeit zusammen.

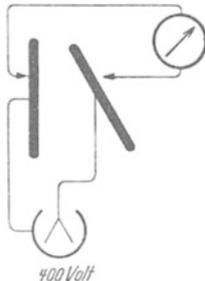


Abb. 76. Feldzerfall nach Änderung der Kondensatorgestalt.

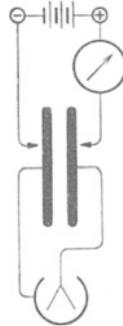


Abb. 77. Stromstoß beim Aufbau des Feldes.

2. In den Draht wird außerdem ein schlecht leitender Körper, etwa ein Stück Holz, eingeschaltet (vgl. Abb. 71). Der Feldzerfall erfordert jetzt einige Sekunden.

3. Erst wird der Plattenabstand vergrößert und die Spannung dadurch erheblich erhöht. Dann folgt die Zerstörung des Feldes, entweder ganz rasch oder durch das Holzstück verzögert.

4. Die eine Kondensatorplatte wird vorübergehend von ihrer Verbindung mit dem Zweifadenvoltmeter gelöst, im Zimmer herumgetragen und schließlich in der

Nähe der ersten Platte in beliebigem Winkel zu ihr aufgestellt (Abb. 76). Erst dann wird das Galvanometer angeschaltet und dadurch das Feld zerstört.

Weiter bringen wir im Anschluß daran gleich zwei Versuche über den Aufbau des Feldes. Wir stellen die Platten wieder auf den gleichen Abstand ein (4 mm), schalten aber diesmal das Galvanometer in einen der beiden zum Feldaufbau benutzten Leitungsdrähte (Abb. 77). Wir bauen im fünften Versuch das Feld momentan auf, im sechsten nach Einschaltung eines schlechten Leiters langsam in einigen Sekunden.

In allen sechs Fällen beobachten wir Stromstöße der gleichen Größe (im Beispiel rund  $10^{-8}$  Amperesekunden). — Wir haben während dieser Versuche die Gestalt des Feldes geändert, die Größe seiner Spannung, wir haben

es aufgebaut und zerfallen lassen, und wir haben die Zeitdauer dieser Vorgänge geändert. Was allein blieb ungeändert? Nur die den Kondensatorplatten zugeführten elektrischen Ladungen oder Substanzen, die negativen auf der einen und die positiven auf der anderen Platte. — Daraus folgern wir: Der Stromstoß  $\int Idt$  beim Zerfall oder Aufbau eines Feldes ist ein Maß für die Größe der beiden zum Felde gehörenden elektrischen Ladungen  $q$ . Wir können elektrische Ladungen  $q$  mit Hilfe von Stromstößen messen.

Man mißt also die Ladung zweckmäßigerweise als abgeleitete Größe und nicht als Grundgröße. Eine meßtechnische Unterscheidung von Grundgrößen und abgeleiteten Größen bedeutet keineswegs eine Rangfolge der Begriffe. Es gibt keinen Primat der Ladung vor dem Strom oder umgekehrt. Dergleichen Rangfragen sind unphysikalisch.

Als erstes Beispiel messen wir in Abb. 78 die Ladung eines kleinen „Elektrizitätsträgers“ (Löffel am Bernsteinstiel). Wir laden ihn negativ durch kurze Berührung mit dem Minuspol der städtischen Zentrale. Zuvor schon haben wir die linke Klemme des auf Amperesekunden geeichten Galvanometers mit dem Pluspol der Zentrale verbunden. Wir führen unseren Träger auf einem beliebigen Wege zum rechten Anschluß des Galvanometers und beobachten einen Stromstoß von  $6 \cdot 10^{-10}$  Amperesekunden. Also enthält unser Träger eine negative Ladung dieser Größe.

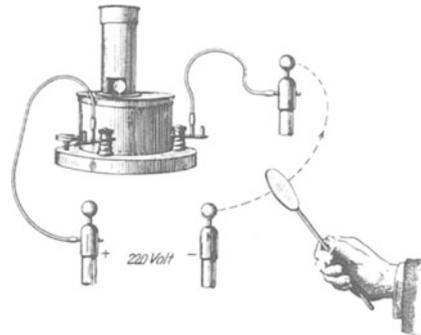


Abb. 78. Messung der Ladung eines „Elektrizitätsträgers“. Galvanometer wie in Abb. 75.

An diese Versuche werden wir später die quantitative Behandlung des Leitungsmechanismus (Kapitel XII) anknüpfen.

**§ 21. Die elektrische Feldstärke  $\mathcal{E}$ .** Auf die Messung der Ladungen folgt jetzt die Messung des elektrischen Feldes. — Das Hauptkennzeichen des elektrischen Feldes sind die durch die Feldlinien veranschaulichten Vorzugsrichtungen. Zur quantitativen Erfassung des elektrischen Feldes muß daher ein Vektor dienen. Wir nennen ihn die elektrische Feldstärke  $\mathcal{E}$ . Die Richtung dieses Vektors ist die der Feldlinien, und zwar konventionell von  $+$  nach  $-$ . Den Betrag („Pfeillänge“) des Vektors bestimmen wir auf Grund einer geeigneten experimentellen Erfahrung. Eine solche gewinnen wir mit zwei Hilfsmitteln (Abb. 79):

1. Flachen Plattenkondensatoren von verschiedener Plattenfläche  $F$  und verschiedenem Plattenabstand  $l$ ,
2. Einem beliebigen Indikator für das elektrische Feld (Elektroskop)

Der Indikator soll lediglich zwei räumlich oder zeitlich getrennte elektrische Felder als gleich erkennen lassen. Er soll also nicht messen, sondern nur die Gleichheit zweier Felder feststellen.

Als Indikator wählen wir die beiden kleinen<sup>1)</sup> feinen, schon aus der Abb. 45 bekannten, vergoldeten Quarzhaare. Wir stellen sie mit ihrer Ebene parallel zu den Feldlinien und beobachten mit einer optischen Projektion den Abstand ihrer Spitzen auf einer Skala<sup>2)</sup>.

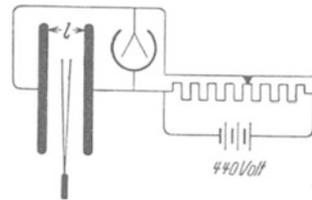


Abb. 79. Zur Definition der elektrischen Feldstärke.

<sup>1)</sup> Sonst würden sie die Felder unzulässig verzerren, vgl. Abb. 66b.

<sup>2)</sup> Für Gedankenexperimente ist ein anderer Indikator vorzuziehen, nämlich ein winziger geladener Elektrizitätsträger am Arm eines Kraftmessers.

Bei den Versuchen können wir die Spannung zwischen den Kondensatorplatten beliebig verändern. Dazu dient uns die bekannte Spannungsteilerschaltung (Abb. 33). — Wir benutzen der Reihe nach flache Kondensatoren von verschiedener Plattenfläche  $F$  und verschiedenen Feldlinienlängen (Plattenabständen)  $l$ . Durch Veränderung der Spannung stellen wir jedesmal die gleiche Spreizung der Haare ein. Diese Gleichheit der Spreizung bedeutet Gleichheit der Felder. Auf diese Weise finden wir experimentell ein einfaches Ergebnis: Die elektrischen Felder sind gleich, sobald das Verhältnis  $U/l$ , also Spannung/Plattenabstand, das gleiche ist. Auf die Flächen der Platten kommt es nicht an. Das homogene elektrische Feld eines hinreichend flachen Plattenkondensators wird durch das Verhältnis  $U/l$  eindeutig bestimmt. Aus diesem Grunde benutzt man das Verhältnis  $U/l$ , um den Betrag der elektrischen Feldstärke  $\mathcal{E}$  zu definieren:

Es sei ein elektrisches Feld beliebiger Herkunft und Gestalt gegeben. Wir denken uns seine einzelnen, noch praktisch homogenen Bereiche durch das homogene Feld eines flachen Plattenkondensators ersetzt; dabei denken wir uns seine Platten senkrecht zu den ursprünglich vorhanden gewesenen Feldlinien gestellt. Für diesen „Ersatzkondensator“ bestimmen wir die Größe  $U/l$ . Sie ist der Betrag der elektrischen Feldstärke  $\mathcal{E}$ , also

$$\mathcal{E} = \frac{U}{l}. \quad (2)$$

Als Einheit von  $\mathcal{E}$  benutzen wir 1 Volt/m. (Üblich ist auch 1 Volt/cm = 100 Volt/m.)

Aus der Vektornatur der elektrischen Feldstärke  $\mathcal{E}$  folgt ein oft gebrauchter Zusammenhang: Wir haben in Abb. 80 die beiden Platten eines Plattenkondensators durch eine gebrochene Linie verbunden. Längs der einzelnen geraden Stücke soll das Feld noch praktisch homogen sein und die Feldstärke die Komponenten  $\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \dots, \mathcal{E}_m$  besitzen. So bekommen wir die Summe

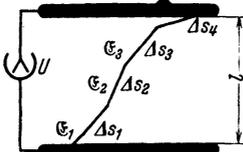


Abb. 80. Zur Liniensumme der Feldstärke  $\mathcal{E}$ .

$\mathcal{E}_1 \Delta s_1 + \mathcal{E}_2 \Delta s_2 + \dots + \mathcal{E}_m \Delta s_m = U_1 + U_2 + \dots + U_m = U$  oder im Grenzübergang

$$\int \mathcal{E}_s ds = U \quad (3)$$

d. h. in Worten: Die Liniensumme der elektrischen Feldstärke längs einer beliebigen Kurve ist gleich der Spannung  $U$  zwischen den Enden dieser Kurve.

Von dieser Beziehung werden wir vielfältigen Gebrauch machen.

In der Meßtechnik spielt die Messung elektrischer Feldstärken eine ganz untergeordnete Rolle. In der überwiegenden Mehrzahl der Fälle berechnet man die Feldstärke  $\mathcal{E}$ . Beispiele finden sich in § 25. Für das weitaus wichtigste elektrische Feld, das homogene des flachen Plattenkondensators, erledigt sich diese Berechnung einfach durch die Definitionsgleichung

$$\text{Feldstärke } \mathcal{E} = \frac{\text{Spannung } U \text{ zwischen den Kondensatorplatten}}{\text{Abstand } l \text{ der Kondensatorplatten}} \quad (2)$$

**§ 22. Proportionalität von Flächendichte der Ladung und elektrischer Feldstärke.** In allen uns bisher bekannten elektrischen Feldern hatten die Feldlinien Enden, und an diesen Enden saßen elektrische Ladungen. Daher ist ein quantitativer Zusammenhang zwischen den Ladungen  $q$  und der Feldstärke  $\mathcal{E}$  zu erwarten. Wir suchen ihn experimentell im geometrisch einfachsten Felde,

dem homogenen des Plattenkondensators. Wir sehen einen solchen Kondensator links in Abb. 81. Die Fläche jeder seiner Platten sei  $F$  [m<sup>2</sup>], die Spannung zwischen ihnen  $U$  [Volt], der Abstand zwischen ihnen sei  $l$  [m]. Folglich herrscht in seinem elektrischen Feld die Feldstärke  $\mathcal{E} = U/l$  [Volt/m]. Rechts steht unser langsam schwingendes Galvanometer. Es ist ballistisch geeicht und mißt uns die Stromstöße  $\int Idt$  beim Feldzerfall (Kontakte 1 und 2 schließen!). So messen wir die beiden gleich großen positiven und negativen Ladungen  $q$  des Kondensators in Amperesekunden.

Diese Messungen wiederholen wir mehrfach für verschiedene Werte der Plattenfläche  $F$  und der Feldstärke  $\mathcal{E} = U/l$ . Das Ergebnis der Messungen lautet

$$q/F = \epsilon_0 \mathcal{E}, \tag{4}$$

oder in Worten: die Flächendichte  $q/F$  der Ladungen auf den Kondensatorplatten ist der Feldstärke  $\mathcal{E}$  zwischen ihnen proportional ( $\epsilon_0 =$  Proportionalitätsfaktor).

Nach diesem Ergebnis greifen wir auf die Influenzversuche in den Abb. 63 und 64 zurück. Wir wiederholen sie hier in Abb. 82 nicht verzerrenden

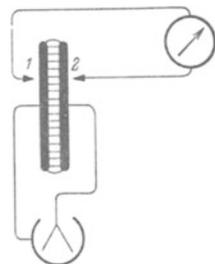


Abb. 81. Proportionalität von Feldstärke und Flächendichte.

Nach diesem Ergebnis greifen wir auf die Influenzversuche in den Abb. 63 und 64 zurück. Wir wiederholen sie hier in Abb. 82 nicht verzerrenden

sie hier in Abb. 82 nicht verzerrenden

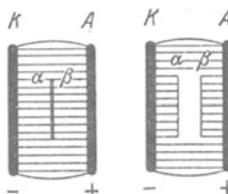


Abb. 82. Schematische Wiederholung des Influenzversuches.

Wir können statt dessen irgendwo im Felde den Influenzversuch mit zwei dünnen Scheiben ausführen und die Flächendichte der influenzierten Ladungen in Amperesekunden messen. Dazu nehmen wir die Scheiben ohne Berührung aus dem Felde heraus und lassen ihr Feld mit der Galvanometerleitung zusammenbrechen (Abb. 83). Die Flächendichte dieser influenzierten Ladungen bekommt einen eigenen Namen, nämlich Verschiebungsdichte  $\mathcal{D}$ , als Einheit benutzen wir 1 Amperesek./m<sup>2</sup>.

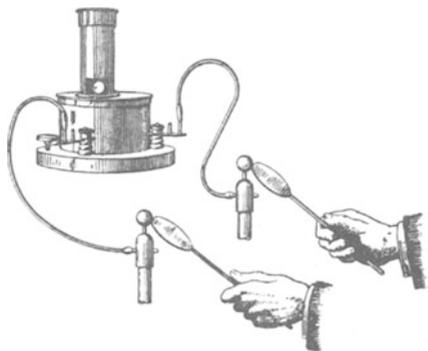


Abb. 83. Zur Messung der Verschiebungsdichte  $\mathcal{D}$ . Eichung des Galvanometers in Amperesekunden gemäß Abb. 40.

Das Wort „Verschiebung“ ist keine glückliche Bildung. Es sollte an die Verschiebung der Ladungen beim Feldzerfall im Influenzvorgang erinnern.

Die Gleichung (4) von S. 29 nimmt dann die Gestalt an

$$\mathcal{D} = \epsilon_0 \mathcal{E}.$$

(5)

Das ist der wesentliche Inhalt des von CHARLES A. COULOMB 1785 entdeckten Gesetzes. Dies Gesetz verknüpft mit einem Proportionalitätsfaktor  $\epsilon_0$  eine mit einem Stromstoß gemessene Ladungsdichte (Amp.Sek/m<sup>2</sup>) mit einem durch eine Spannung gemessenen elektrischen Feld ( $\mathcal{E}$  in Volt/m). — Für den Faktor  $\epsilon_0$  findet man im leeren Raum und praktisch ebenso in Luft den Wert

$$\epsilon_0 = 8,859 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Amperesek.}}{\text{Volt Meter}}$$

Über die Benennung von  $\epsilon_0$  herrscht noch kein Einvernehmen. Der Name „Influenzkonstante“ hat den Vorzug der Kürze.

Durch Wahl besonderer Einheiten für Strom und Spannung kann man  $\epsilon_0$  dimensionslos  $1/4\pi$  machen. So verfährt z. B. das in der theoretischen Physik oft benutzte GAUSSSCHE Maßsystem.

Für genaue Messungen der Influenzkonstante nimmt man statt des einfachen, in Abb. 81 skizzierten Kondensators einen solchen mit einem „Schutzring“, siehe Abb. 84. Man mißt die Flächendichte nur für den inneren Teil des Kondensators und vermeidet so die Störungen durch das inhomogene elektrische Streufeld zwischen den Plattenrändern.

§ 23: Die Verschiebungsdichte  $\mathcal{D}$ . Wir wiederholen kurz: Gegeben ein elektrisches Feld beliebiger Gestalt. In einem kleinen, praktisch noch homogenen Bereich wird mit zwei dünnen Metallscheiben ein Influenzversuch ausgeführt: Die Scheiben werden senkrecht zu den Feldlinien gestellt, im Felde getrennt und herausgenommen. Dann mißt man die auf ihnen sitzenden Ladungen  $q$  mit dem Stoßausschlag eines Galvanometers (Abb. 83) in Amperesekunden. Die Flächendichte  $q/F$  dieser influenzierten Ladungen, gemessen in Amperesek./m<sup>2</sup>, erhält den Namen Verschiebungsdichte  $\mathcal{D}$ . Diese ist der Feldstärke  $\mathcal{E}$ , gemessen in Volt/m, streng proportional. Es gilt

$$\mathcal{D} = \epsilon_0 \mathcal{E} \quad (5)$$

$$(\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12} \text{ Amperesek./Volt Meter}).$$

Diese Erfahrungstatsache läßt sich nach Wahl in dreierlei Weise auswerten:

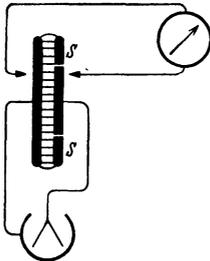
1. Man betrachtet die leicht meßbare Größe  $\mathcal{D}$  als bequemes Hilfsmittel zur Messung der elektrischen Feldstärke  $\mathcal{E}$ , also  $\mathcal{E} = \mathcal{D}/\epsilon_0$ .

2. Man betrachtet die Verschiebungsdichte  $\mathcal{D}$  lediglich als sprachliche Kürzung für das oft auftretende Produkt  $\epsilon_0 \mathcal{E}$ .

3. Man betrachtet  $\mathcal{D}$  als selbständige, der Feldstärke  $\mathcal{E}$  gleichberechtigte, zweite Maßgröße des elektrischen Feldes und stellt sie ebenfalls durch einen Vektor dar; die Dichte der influenzierten Ladung hängt ja von der Neigung der Meßplatten gegenüber den Feldlinien ab.

Die Darstellung dieses Buches wird allen drei Möglichkeiten in gleicher Weise gerecht.

§ 24. Das elektrische Feld der Erde. Raumladung und Feldgefälle. Unsere Erde ist stets von einem elektrischen Felde umgeben. (LE MONNIER, 1752.) Die Feldlinien gehen in ebenem Gelände senkrecht nach oben. Zum Nachweis dieses elektrischen Feldes und zur Messung seiner Größe dient ein flacher, um eine horizontale Achse drehbarer Plattenkondensator (Abb. 85). Er wird im Freien aufgestellt. Seine Platten haben eine Fläche  $F$  von etwa 1 m<sup>2</sup> Größe. Sie bestehen aus einem leichten Metallgewebe auf einem Rahmen. Sie entsprechen den kleinen Scheiben im Influenzversuch. Von beiden Platten führt je eine Leitung zu einem Galvanometer mit Amperesekundeneichnung. Wir stellen die Scheibenebene abwechselnd vertikal und horizontal, also abwechselnd parallel und senkrecht zu den Feldlinien. Bei jedem Wechsel zeigt das Galvanometer



220 Volt

Abb. 84. Gleicher Versuch wie in Abb. 81, jedoch mit Schutzringkondensator.

einen Stromstoß  $q$  von etwa  $10^{-9}$  Amperesekunden. Das Verhältnis  $q/F$  ist die Verschiebungsdichte  $\mathfrak{D}$  des Erdfeldes. Man findet im zeitlichen Mittel

$$\mathfrak{D} = 1,15 \cdot 10^{-9} \text{ Amperesek./m}^2$$

oder

$$\mathfrak{E} = \frac{\mathfrak{D}}{\epsilon_0} = 130 \text{ Volt/m.}$$

Die Erdkugel hat eine Oberfläche  $F_e$  von  $5,1 \cdot 10^{14} \text{ m}^2$ . Somit ist ihre gesamte negative Ladung  $F_e \cdot \mathfrak{D}$  = rund  $6 \cdot 10^5$  Amperesekunden. Wo befinden sich die zugehörigen positiven Ladungen? Man könnte an das Fixsternsystem denken. In diesem Falle hätte man das gewöhnliche, radialsymmetrische Feld einer geladenen Kugel in weitem Abstand von anderen Körpern (Abb. 88). Die elektrische Feldstärke müßte in etlichen Kilometern Höhe noch praktisch die gleiche Größe haben wie am Boden (Erdradius = 6370 km!). Davon ist aber keine Rede. Schon in 1 km Höhe ist die Feldstärke auf etwa 40 Volt/m gesunken. In 10 km Höhe mißt man nur noch wenige Volt/m.

Diese Beobachtungen führen uns auf eine neue Art elektrischer Felder. Die uns bisher bekannten waren beiderseits von einem festen Körper als Träger der elektrischen Ladungen begrenzt. Beim Erdfeld haben wir nur auf der einen Seite einen festen Körper, nämlich die Erde als Träger der negativen Ladung. Die positive Ladung befindet sich auf zahllosen winzigen, dem Auge unsichtbaren Trägern in der Atmosphäre. Diese Träger bilden in ihrer Gesamtheit eine Wolke positiver Raumladung (Abb. 86). Die räumliche Dichte  $\rho$  dieser Ladung (Ampere-sek./m<sup>3</sup>) bedingt das „Gefälle“ des Feldes. Es gilt

$$\rho = \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial x} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial x}. \quad (6)$$

Herleitung. In der Abb. 87 sind zwei homogene Feldbereiche mit dem Querschnitt  $F$  und den Verschiebungsdichten  $\mathfrak{D}$  und  $(\mathfrak{D} + \Delta \mathfrak{D})$  übereinander skizziert.  $\mathfrak{D}$  soll also beim Abstieg um die vertikale Wegstrecke  $\Delta x$  um den Betrag  $\Delta \mathfrak{D}$  zunehmen. Dann ist

$$\epsilon_0 \Delta \mathfrak{E} = \Delta \mathfrak{D} = \Delta q / F \quad \text{Gl. (4) v. S. 29}$$

oder

$$\epsilon_0 \frac{\Delta \mathfrak{E}}{\Delta x} = \frac{\Delta \mathfrak{D}}{\Delta x} = \frac{\Delta q}{F \Delta x} = \rho. \quad (6)$$

Denn  $\Delta q$  ist die im Volumen  $F \Delta x$  enthaltene Ladung. Sie ist in Abb. 87 durch die +-Zeichen markiert.

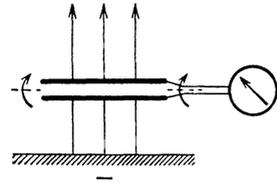


Abb. 85. Messung der Verschiebungsdichte des elektrischen Erdfeldes mit einem drehbaren Plattenkondensator.

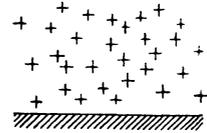


Abb. 86. Die Wolke positiver Raumladung über der negativ geladenen als Ebene angenäherten Erdoberfläche.

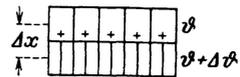


Abb. 87. Zusammenhang von Feldgradient und Raumladung.

§ 25. Kapazität von Kondensatoren und ihre Berechnung. Durch eine Zusammenfassung der beiden Gleichungen

$$\mathfrak{D} = \epsilon_0 \mathfrak{E} \quad (5)$$

und

$$\int \mathfrak{E}_s ds = U, \quad (3)$$

berechnet man die Verteilung der elektrischen Feldstärke  $\mathfrak{E}$  in Feldern beliebiger Gestalt. Dabei gelangt man zu dem physikalisch wie technisch gleich wichtigen Begriff der Kapazität. Als Kapazität definiert man für jeden Kondensator das Verhältnis

$$C = \frac{\text{Ladung } q \text{ an den Feldgrenzen}}{\text{Spannung } U \text{ zwischen den Feldgrenzen}}. \quad (7)$$

Ihre Einheit ist 1 Amperesek./Volt, oft gekürzt als 1 Farad bezeichnet. Üblich ist auch 1 Mikروفarad =  $10^{-6}$  Farad.

$q$  bedeutet die Menge positiver elektrischer Substanz auf der einen Feldgrenze oder die gleich große negative auf der anderen. Oft spricht man bequem, aber weniger streng, einfach von der „Ladung eines Kondensators“ und demgemäß auch kurz von seiner „Aufladung“ und „Entladung“. — Wir bringen die Kapazität für einige Kondensatoren mit geometrisch einfachen Feldern:

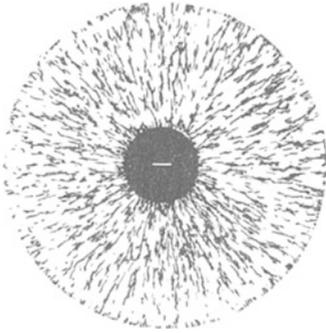


Abb. 88. Radialsymmetrische elektrische Feldlinien zwischen einer negativ geladenen Kugel und sehr weit entfernten positiven Ladungen.

I. Flacher Plattenkondensator. In seinem homogenen Felde ist die Verschiebungsdichte  $\mathfrak{D}$  gleich der Flächendichte  $q/F$  der beiden Kondensatorladungen. Die Gleichung (2) von S. 28 ergibt als Feldstärke  $\mathfrak{E} = U/l$ . Beides in Gleichung (5) von S. 30 eingesetzt, ergibt

$$C = \varepsilon_0 \frac{F}{l}. \quad (8)$$

Zahlenbeispiel: 2 Kreisplatten von 20 cm Durchmesser und  $3,14 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$  Fläche in 4 mm Abstand.

$$C = \frac{8,86 \cdot 10^{-12} \text{ Amperesek.} \cdot 3,14 \cdot 10^{-2} \text{ m}}{\text{Voltmeter} \cdot 4 \cdot 10^{-2} \text{ m}} \\ = 7 \cdot 10^{-11} \text{ Amperesek./Volt oder Farad.}$$

II. Kugelförmiger Elektrizitätsträger vom Radius  $r$  mit radialsymmetrischem Feld (Abb. 88). Auf der Kugeloberfläche sitzt

die Ladung  $q$ . Sie erzeugt im Abstände  $R$  vom Kugelmittelpunkt die Verschiebungsdichte

$$\mathfrak{D}_R = \frac{q}{4\pi R^2}$$

und nach Gleichung (5) die Feldstärke

$$\mathfrak{E}_R = \frac{q}{\varepsilon_0 4\pi R^2}. \quad (9)$$

Die Spannung  $U$  zwischen der geladenen Kugel und der sehr weit entfernten anderen Feldgrenze (z. B. Zimmerwände) erhalten wir gemäß Gleichung (3) von S. 28 als Liniensumme der Feldstärke. Also

$$U = \int_{R=r}^{R=\infty} \mathfrak{E}_R \cdot dR = \int_{R=r}^{R=\infty} \frac{q \cdot dR}{\varepsilon_0 4\pi R^2} = \frac{q}{\varepsilon_0 4\pi r}. \quad (10)$$

(7) und (10) zusammengefaßt ergeben als Kapazität eines kugelförmigen Elektrizitätsträgers

$$C = \varepsilon_0 \cdot 4\pi r. \quad (11)$$

„Die Kapazität einer Kugel ist ihrem Radius proportional.“

In Abb. 89 messen wir zur Prüfung der Gleichung (10) die Kapazität  $C$  eines isoliert aufgehängten Globus aus Pappe. Dazu genügt uns schon ein Feld von 220 Volt Spannung.

Unsere Erde hat einen Radius von  $r = 6,37 \cdot 10^6 \text{ m}$ . Sie bildet daher nach Gleichung (11) mit dem Fixsternsystem einen Kondensator mit einer Kapazität von 708 Mikrofarad.

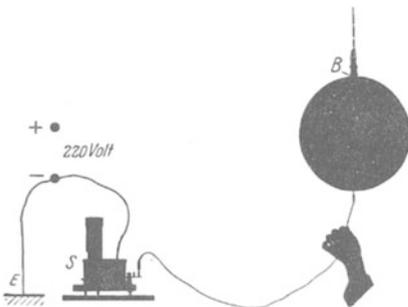


Abb. 89. Messung der Kapazität eines aus Kugel und Hörsaalboden gebildeten Kondensators. Zur Aufladung wird die Kugel (vgl. § 15, Schluß) vorübergehend mit dem + -Pol der städtischen Zentrale verbunden ( $U = 220 \text{ Volt}$ ). Die negative Leitung ist schon in der Zentrale leitend mit dem Erdboden verbunden worden („geerdet“, s. Zeichenschema E). Eichung des Galvanometers  $S$  in Amperesekunden gemäß Abb. 40.

In genau entsprechender Weise berechnet man auch für elektrische Felder von komplizierterer Gestalt die räumliche Verteilung der Feldstärke und die Kapazität<sup>1)</sup>.

Für einen Überblick in komplizierten Feldern sei ein nützlicher Hinweis gegeben: Die Zusammenfassung der Gleichung (9) und (10) gibt uns als Feldstärke unmittelbar an der Kugeloberfläche (dort  $R = r!$ )

$$\mathcal{E}_r = U/r. \quad (12)$$

Man kann jede scharfe Ecke oder Spitze in erster Annäherung als Kugeloberfläche vom kleinen Krümmungsradius  $r$  betrachten. Nach Gleichung (12) sind für eine Kugel Feldstärke  $\mathcal{E}$  an ihrer Oberfläche und Krümmungsradius  $r$  einander umgekehrt proportional. Daher hat man in der Nähe von Ecken und Spitzen der Kondensatorgrenzen schon bei kleinen Spannungen sehr hohe Feldstärken. Die Luft verliert bei hohen Feldstärken ihr Isolationsvermögen, sie wird leitend. Ein violettes Aufleuchten zeigt dabei tiefgreifende Veränderungen in den Molekülen der Luft. Gleichzeitig entsteht ein „elektrischer Wind“, Abb. 336 auf S. 168: Er bläst von der Spitze fortgerichtet.

Die abströmende Luft wird durch seitlich einströmende ersetzt. Diese wird von der Spitze fort beschleunigt. Dabei wirkt auf die Spitze eine Gegenkraft. Sie versetzt z. B. das in Abb. 90 skizzierte „Flugrad“ in Drehung. Die Spannung zwischen Rad und Zimmerwänden braucht nur wenige tausend Volt zu betragen.

Von Einzelheiten abgesehen geschieht dasselbe wie beim Flugzeug: Bei ihm wird durch den Propeller seitlich einströmende Luft beschleunigt und nach hinten als Strahl fortgeblasen.

Die dem Strahl entgegengerichtete Gegenkraft erteilt dem Flugzeug eine konstante Geschwindigkeit.

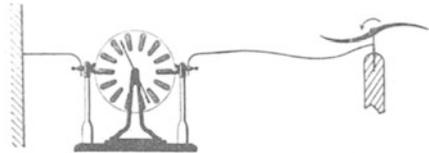


Abb. 90. Flugrad. — Lehrreiche Abart: Man hängt einen leichten, aus einer Spitze und einem Ring starr zusammengesetzten Kondensator an zwei dünnen Zuleitungen auf: dies „Pendel“ schlägt aus, sobald der Strahl des elektrischen Windes durch den Ring hindurchbläst.

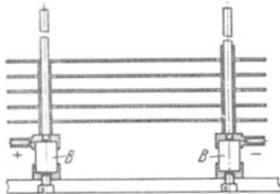


Abb. 91. Bauart von Vielplattenkondensatoren. Meist benutzt man drei statt des einen gezeichneten Trägerpaares.  
B = Bernsteinisolator.

**§ 26. Kondensatoren verschiedener Bauart. Dielektrika und ihre Elektrisierung.** Wir haben Kondensatoren praktisch bisher nur in zwei Ausführungsformen benutzt. Sie bestanden entweder aus einem Plattenpaar (Abb. 42) oder aus mehreren Plattenpaaren (Abb. 91).

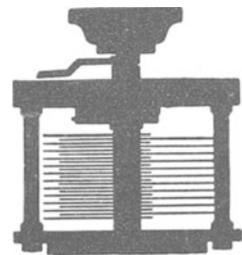


Abb. 92. Schattenriß eines Drehkondensators.

Eine Abart dieser Mehrplattenkondensatoren ist der heute durch die Rundfunkapparate allgemein bekannt gewordene Drehkondensator (Abb. 92). Man kann durch eine Drehung die Platten mit verschiedenen Bruchteilen ihrer Fläche einander gegenüberstellen und so die Kapazität des Kondensators verändern.

<sup>1)</sup> Beispiele:

$$2 \text{ konzentrische Kugeln } C = 4\pi\epsilon_0 \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1}, \quad (11a)$$

$$2 \text{ konaxiale Zylinder der Länge } a: C = 2\pi\epsilon_0 \frac{a}{\ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (11b)$$

Man fand früher im Handel die Kapazität der Kondensatoren, also das Verhältnis Ladung/Spannung, mystischerweise oft in der Längeneinheit Zentimeter angegeben. Man merke sich den Schlüssel dieser Geheimsprache: 1 cm soll in diesem Falle  $1,11 \cdot 10^{-12}$  Amperesek./Volt oder  $1,11 \cdot 10^{-6}$  Mikrofarad bedeuten.

Technische Kondensatoren haben zwischen ihren Platten statt Luft häufig flüssige oder feste Isolatoren. Wir nennen zwei vielbenutzte Ausführungsformen:

1. Die altbekannte Leidener Flasche<sup>1)</sup>. Abb. 94 zeigt rechts eine primitive Ausführung: Ein Glaszylinder ist innen und außen mit einer Stanniolschicht beklebt. Abb. 93 gibt eine nach technischen Gesichtspunkten konstruierte Flasche mit dicken, elektrolytisch aufgetragenen Kupferüberzügen. Solche Flaschen sind bei  $5 \cdot 10^4$  Volt noch gut brauchbar. Ihre Kapazität liegt meist in der Größenordnung  $10^{-9}$  bis  $10^{-8}$  Farad.



Abb. 93. Neuzeitliche, technische Leidener Flasche.

Eine kleine Influenzmaschine liefert Ströme von etwa  $10^{-5}$  Ampere (§ 9). Sie kann mit diesem Strom eine Flasche von  $10^{-8}$  Farad in 30 Sekunden auf etwa  $3 \cdot 10^4$  Volt Spannung aufladen (Abb. 94). Als roher Spannungsmesser kann eine parallel geschaltete Kugelfunkenstrecke von etwa 1 cm Abstand dienen. Bei etwa 30000 Volt schlägt ein laut knallender Funke über. Die Zeitdauer eines solchen Funkens beträgt etwa  $10^{-6}$  Sekunden. Das läßt sich mit einer schnell rotierenden photographischen Platte feststellen. Der Strom im Funken muß demnach  $30/10^{-6} = 3 \cdot 10^7$  fach größer sein als der Strom der Influenzmaschine. Er muß etwa 300 Ampere betragen. Diese große Stromstärke verursacht die starke Erwärmung der Luft, und deren Folge ist die Knallwelle.

2. Der „Papierkondensator“. Man legt zwei Stanniolstreifen *K* und *A* und zwei Papierstreifen *PP* aufeinander, rollt sie auf und preßt sie zusammen (Abb. 95). Die Papierisolation ist nicht entfernt so vollkommen wie die mit Bernstein und Luft (Abb. 42). Man nimmt

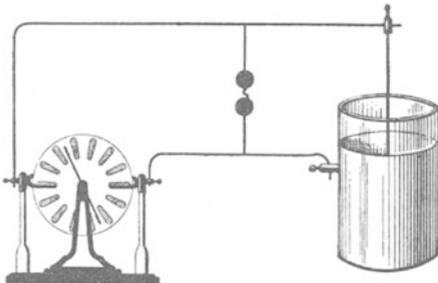


Abb. 94. Aufladung einer Leidener Flasche.

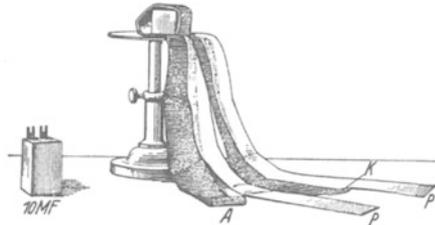


Abb. 95. Links ein zusammengesetzter, rechts ein teilweise auseinander gewickelter technischer Papierkondensator von 10 Mikrofarad Kapazität. Die beiden Stanniolstreifen haben je rund  $4 \text{ m}^2$  Fläche. Ihr Abstand oder die Dicke der Papierstreifen *P* beträgt rund 0,02 mm.

jedoch die geringere Haltbarkeit des elektrischen Feldes in einem solchen „Papierkondensator“ mit in Kauf. Denn seine Bauart hat den Vorteil großer Raumersparnis und Billigkeit.

Die Darstellung dieses und des nächsten Kapitels beschränkt sich durchaus auf das elektrische Feld im leeren Raum, also praktisch in Luft. Materie im elektrischen Felde soll erst im V. Kapitel behandelt werden. Trotzdem haben wir hier mit den beiden letzten Kondensatortypen unsere Stoffgliederung absichtlich durchbrochen. Es sollen schon hier zwei neue Begriffe eingeführt werden, nämlich das „Dielektrikum“ und seine „Elektrisierung“.

<sup>1)</sup> Sie ist 1745 nicht in Leiden, sondern in Cammin in Pommern von v. KLEIST erfunden worden. Durch sie sind die elektrischen Erscheinungen zuerst in weiten Kreisen bekannt geworden und ihre Anwendung hat zur Auffindung vieler neuer Tatsachen geführt.

Ein guter Isolator zerstört ein elektrisches Feld erst sehr langsam. Er kann längere Zeit von einem elektrischen Felde „durchsetzt“ werden: Daher sein Name „Dielektrikum“.

Ein Dielektrikum erhöht die Kapazität eines Kondensators, vermindert also bei gegebener Ladung dessen Spannung. Es wirkt ebenso wie die teilweise Ausfüllung des Kondensatorfeldes mit einem Leiter (Abb. 96). Der Leiter läßt das Feld in seinem Innern zusammenbrechen. Er verkürzt dadurch die Feldlinien um den Betrag seiner Dicke. Gleichzeitig erscheinen auf seiner Oberfläche Ladungen: Das ist der Vorgang der Influenz.

In einem Isolator oder Dielektrikum fehlt die Beweglichkeit der Elektrizitätsatome. Diese können nicht wie in einem Metall bis zur Oberfläche durchwandern. Trotzdem kann auch ein Isolator im Felde eine Verkürzung der Feldlinien bewirken: Im einfachsten Fall braucht man nur eine Influenzwirkung innerhalb der einzelnen Moleküle anzunehmen. Das veranschaulicht die Abb. 97 in einem groben zweidimensionalen Modell. Die Moleküle sind willkürlich als kleine leitende Kugeln dargestellt worden.

Eine solche Influenzwirkung auf die einzelnen Moleküle nennt man eine „elektrische Polarisierung der Moleküle“. Sie erzeugt eine „Elektrisierung des Dielektrikums“. Bei der Elektrisierung erscheinen ebenso wie bei der Influenz in Leitern auf der Oberfläche Ladungen, in Abb. 97 links positive und rechts negative. Aber man kann sie im Gegensatz zur Influenz der Leiter nicht zur Ladungstrennung benutzen. Man denke sich den „elektrisierten“ oder „polarisierten“ Isolator in Abb. 97 im Felde längs der Fläche *ab* in zwei Teile gespalten und die beiden Hälften getrennt aus dem Felde herausgenommen: Dann enthält jede Hälfte für sich gleich viel +- und -- Ladungen, ist also als Ganzes ungeladen.

Der Modellversuch in Abb. 97 enthält weitgehende, aber nicht wesentliche Vereinfachungen. In Wirklichkeit sind die Moleküle keine Kugeln, und die Elektrizitätsatome wandern nicht bis an die Molekül Grenzen. Näheres in § 49. Auf jeden Fall hat ein recht unscheinbarer Versuch, das Einschieben eines Isolators zwischen die Platten eines Kondensators, zu einer bedeutsamen Folgerung geführt; Im Innern der Moleküle sind Elektrizitätsatome vorhanden; sie werden durch ein äußeres elektrisches Feld verschoben und das Molekül dadurch „elektrisch deformiert“.

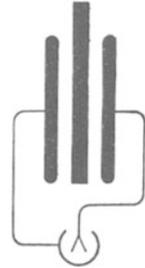


Abb. 96. Leiter im Felde eines Plattenkondensators.

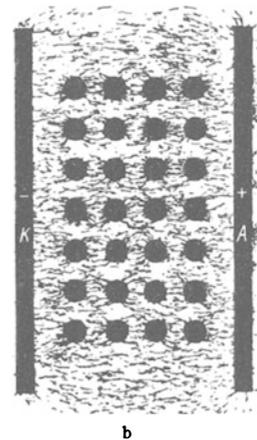


Abb. 97. Modellversuch zur Erläuterung der Elektrisierung eines Dielektrikums durch Polarisation seiner Moleküle.

### III. Kräfte und Energie im elektrischen Feld.

§ 27. Vorbemerkung. Wir haben alle Messungen im elektrischen Felde mit international geeichten elektrischen Meßinstrumenten ausgeführt. Wir maßen Ladungen  $q$  durch Stromstöße in Amperesekunden, Feldstärken  $\mathcal{E}$  als Spannung/Länge in Volt/m. Die Verschiebungsdichte  $\mathcal{D}$  maßen wir als Flächendichte der influenzierten Ladung, also in Amperesek./m<sup>2</sup> und die Kapazität  $C$  durch das Verhältnis Ladung/Spannung in Amperesek./Volt. Kräfte spielten

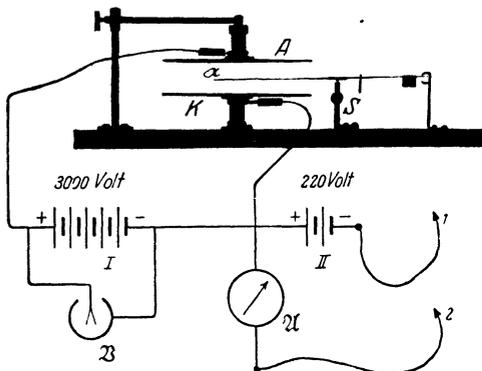


Abb. 98. Grundversuch über die Abhängigkeit der Kräfte von Ladung und Feldstärke. Der Waagebalken aus Quarz trägt rechts zwei Reiter aus Al-Blech und spielt zwischen zwei Anschlägen. S ist ein kleiner Klotz, der den Schwerpunkt des Waagebalkens unter die Schneide verlegt. — Die Kondensatorplatten A und K werden durch Bernsteinsäulen getragen. Man kann wegen ihrer vorzüglichen Isolation die gezeichnete Batterie I durch ganz primitive Mittel (geriebene Siegelackstange!) ersetzen!

bei all diesen Messungen nur eine ganz untergeordnete Rolle. Kräfte dienen lediglich als Indikatoren bei Vergleichen oder zur Zeigerbewegung in den Meßinstrumenten.

Jetzt kommt die Frage: Wie hängen die im elektrischen Felde auftretenden Kräfte mit den elektrischen Größen zusammen? Wie kann man die Größe der Kräfte bei Benutzung der internationalen Einheiten von Strom und Spannung, also Ampere und Volt, berechnen? Die Antwort bildet den Inhalt dieses Kapitels.

Diese Gliederung des Stoffes soll folgende Tatsache betonen: Strom und Spannung sind spezifisch elektrische Größen. Sie

müssen daher nach elektrischen Verfahren gemessen, d. h. in Vielfachen von elektrischen Einheiten angegeben werden. Man kann elektrische Größen auf keine Weise in mechanischen Einheiten messen. Diese Tatsache läßt sich zwar durch mancherlei Darstellungsarten verschleiern, aber nie aus der Welt schaffen.

§ 28. Der Grundversuch. Wir beginnen, wie stets, mit einer experimentellen Erfahrung. Die Abb. 98 zeigt uns einen scheibenförmigen Elektrizitätsträger  $\alpha$  am Arm eines Kraftmessers, einer kleinen Balkenwaage. Der Träger befindet sich genau in der Mitte zwischen den Platten K und A eines Kondensators. Seine Gestalt und seine Stellung senkrecht zu den Feldlinien sind mit Absicht gewählt worden. Der Träger soll im ungeladenen Zustand keinen merklichen Einfluß auf die Gestalt eines elektrischen Feldes zwischen K und A haben (Abb. 99 A). Ein solches Feld stellen wir mit Hilfe der Stromquelle I her. Die Spannung heiße  $U$ , und somit ist in dem homogenen Kondensatorfelde die Feldstärke  $\mathcal{E} = U/l$ . Mit dieser Anordnung verfahren wir folgendermaßen:

1. Wir laden den Träger  $\alpha$  negativ. Zu diesem Zweck verbinden wir ihn ihn vorübergehend mit dem Minuspol (Kontakt J), die beiden Kondensatorplatten mit dem Pluspol der Stromquelle II. — Nach erfolgter Aufladung des Trägers haben wir das Feld B in Abb. 99.

2. Wir stellen jetzt außerdem mit der Stromquelle  $I$  zwischen den Platten  $K$  und  $A$  die Spannung  $U$  her. Dadurch entsteht ein ganz neues Feldlinienbild  $C$ . Es entsteht durch eine Überlagerung der Felder  $B$  und  $A$  (vgl. später Abb. 106).

3. Der Elektrizitätsträger wird vom Felde nach oben gezogen. — Wir messen erst in beliebigen Einheiten, z. B. Millipond, die Kraft mit der Waage und dann die Trägerladung  $q$ . Dazu dient das in Amperesekunden geeichte Galvanometer  $\mathfrak{A}$ . (Träger  $\alpha$  mit Drahtende  $2$  berühren!)

4. Diese Messungen führen wir für verschiedene Trägerladungen  $q$  und für verschiedene Werte  $U/l = \mathfrak{E}$  aus. Dabei kommen wir zu einem seltsamen Ergebnis, nämlich

$$\text{Kraft } \mathfrak{F} = \text{const } q \cdot \mathfrak{E}. \quad (13)$$

In Worten: Die beobachtete Kraft ist proportional der Trägerladung  $q$  und außerdem der Feldstärke  $\mathfrak{E}$  des ursprünglichen, noch nicht durch die Trägerladung veränderten Feldes (Bild  $A$ ).  $\mathfrak{E}$  ist nicht etwa die Feldstärke des wirklich während der Messung vorhandenen Feldes (Bild  $C$ )! Das ist eine wesentliche, neue experimentelle Erfahrung.

Man denke sich den Versuch fortgeführt: Die Kraft  $\mathfrak{F}$  bewege die Ladung  $q$  längs eines Weges. Dieser Weg sei gleich dem Plattenabstand  $l$  des Kondensators.

Es herrsche also zwischen Anfang und Ende des Weges die Spannung  $U = \mathfrak{E}l$ . Bei dieser Bewegung wird eine Arbeit geleistet, es gilt  $A = \mathfrak{F} \cdot l$ , also nach Gleichung (13)

$$\text{Kraft } \mathfrak{F} \cdot \text{Weg } l = \text{const} \cdot \text{Ladung } q \cdot \text{Spannung } U. \quad (14)$$

Alsdann trifft man eine neue Vereinbarung: man definiert fortan als Arbeit nicht nur das Produkt Kraft mal Weg, sondern auch das Produkt Ladung mal Spannung. Durch diese Festsetzung wird die Konstante in Gl. (14) eine dimensionslose Zahl. In Gl. (14) sollen die beiden Produkte  $\mathfrak{F}l$  und  $\text{const} \cdot qU$  dieselbe Arbeit bedeuten, einmal mechanisch gemessen, einmal elektrisch gemessen. Daher erhält man

$$\frac{\text{Arbeit mechanisch gemessen}}{\text{Arbeit elektrisch gemessen}} = \frac{a}{b} \frac{\text{Krafteinheiten} \cdot \text{meter}}{\text{Amperesek. Volt}} = 1 \quad (15)$$

oder

$$\text{Amperesek. Volt} = \frac{a}{b} \cdot \text{Krafteinheiten} \cdot \text{meter}. \quad (15a)$$

Die Größe der Konstanten, also des Zahlenverhältnisses  $a/b$ , hängt von der benutzten Krafteinheit ab. Am zweckmäßigsten ist selbstverständlich eine Krafteinheit, die die Konstante  $a/b$  praktisch gleich 1 macht. Diese Bedingung erfüllt die aus der Mechanik geläufige Krafteinheit 1 Großdyn = 0,102 Kilopond. Sie liefert  $a/b = 1,00029$  und somit

$$1 \text{ Voltamperesekunde} = 1,00029 \text{ Großdynmeter}. \quad (16)$$

Voltamperesekunde wird meist als Wattsekunde gekürzt; also Watt = Voltampere.

In der Wärmelehre (§ 134) schreibt man dementsprechend

$$1 \text{ Voltamperesekunde} = 2,39 \cdot 10^{-4} \text{ Kilokalorien}. \quad (17)$$

Man definiert also allgemein Energien unabhängig von der Art ihrer Messung als dimensionsgleich.

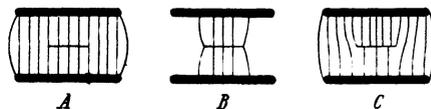


Abb. 99. Feldlinienbilder zum Grundversuch in Abb. 98.

Die geringfügige Abweichung des Zahlenfaktors 1,0002<sub>9</sub> in Gl. (16) vom genauen Wert 1 ist praktisch fast immer ohne Bedeutung. Diese Abweichung war nicht beabsichtigt. Als man die Spannung des Normalelementes = 1,0187 Volt festsetzte, wollte man den Zahlenwert in Gl. (16) innerhalb der erzielbaren Meßgenauigkeit = 1 machen. Das ist nicht ganz geglückt, kann aber jederzeit nachgeholt werden. Man braucht nur die Spannung der in den Handel gebrachten Spannungsnormale, d. h. der Normalelemente, um rund 0,3 Promille kleiner festzusetzen als bisher. Auf jeden Fall ist es außerordentlich zweckmäßig, im Rahmen der erzielbaren Meßgenauigkeit

$$\boxed{1 \text{ Voltampere Sekunde} = 1 \text{ Großdynmeter} = 1 \text{ kg m}^2/\text{sec}^2} \quad (18)$$

zu machen oder, allgemein gesagt, das Produkt aus Spannung und Ladung gleich einer in der Mechanik bewährten Arbeitseinheit.

Nach dieser grundsätzlichen Klarstellung wollen wir fortan Gl. (18) statt Gl. (16) benutzen und nur in einigen wenigen Gleichungen mit einem kleinen namenlosen Merkzeichen ° an den fortgelassenen Zahlenfaktor 1,0002<sub>9</sub> erinnern. Die so ausgezeichneten Gleichungen eignen sich besonders für Präzisionsmessungen des Zahlenfaktors. Im allgemeinen schreiben wir also für die Kraft:

$$\boxed{\mathfrak{R} = q \cdot \mathfrak{E}} \quad (19)$$

und für die Arbeit

$$\boxed{A = q \cdot U} \quad (20)$$

( $\mathfrak{R}$  in Großdyn,  $A$  in Wattsek.,  $q$  in Ampere Sekunden,  $U$  in Volt,  $\mathfrak{E}$  in Volt/Meter).

In der theoretischen Physik schreibt man (19) meist in der Form  $\mathfrak{E} = \mathfrak{R}/q = U/l$ .

**§ 29. Erste Anwendungen der Gleichung  $\mathfrak{R} = q \cdot \mathfrak{E}$ .** I. Kräfte zwischen zwei kleinen Kugeln in großem Abstände  $R$ . Eine Kugel mit der Ladung  $q$  gibt für sich allein ein radialsymmetrisches Feld (vgl. Abb. 88). Sie erzeugt im Abstände  $R$  die Feldstärke

$$\mathfrak{E}_R = \frac{q}{\varepsilon_0 4\pi R^2}. \quad \text{Gl. (9) v. S. 32}$$

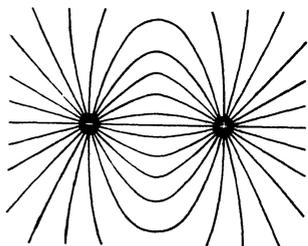


Abb. 100. Feldlinien zwischen ungleichnamigen Ladungen.

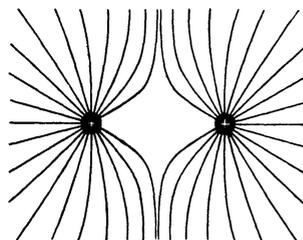


Abb. 101. Feldlinien zwischen gleichnamigen Ladungen. Die zugehörigen negativen Ladungen hat man sich auf den fernen Zimmerwänden zu denken.

Nach Hinzufügen der zweiten Kugel mit einer Ladung  $q'$  entsteht ein ganz anderes Feld. Man findet es für den Sonderfall  $q = q'$  in Abb. 100 für ungleiche Vorzeichen beider Ladungen, in Abb. 101 für gleiche Vorzeichen.

Für die Anwendung der Gleichung

$$\mathfrak{R} = q' \cdot \mathfrak{E} \quad \text{Gl. (19) v. S. 38}$$

muß man das ursprüngliche Feld der ersten Kugel allein zugrunde legen, also die Gleichung (9) und Gleichung (19) zusammenfassen. So erhält man

$$\boxed{\mathfrak{R} = \pm \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q \cdot q'}{R^2}} \quad (21)$$

(+ für gleiche, - für ungleiche Vorzeichen von  $q$  und  $q'$ ).

Diese Gleichung ist in der Form  $\mathfrak{R} = \pm qq'/R^2$  zuerst von COULOMB hergeleitet worden. Sie beschließt 1785 einen rund hundertjährigen Abschnitt experimenteller Forschung. Trotzdem stellen sie viele Darstellungen der Elektrizitätslehre an den Anfang, und zwar als Definitionsgleichung, nicht etwa als Naturgesetz. Man definiert mit dieser einen Gleichung zwei Begriffe, nämlich sowohl die Ladung wie die Spannung!

II. Anziehung der beiden Platten eines flachen Plattenkondensators. Eine Platte für sich allein erzeugt das in Abb. 102 links skizzierte Feld. Die Feldlinien denke man sich bis zu Ladungen des anderen Vorzeichens auf den Zimmerwänden usw. verlängert. Man vergleiche dazu die Abb. 51. Das Feld ist vor und hinter der Plattenfläche bis zu merklichem Abstand noch homogen. Dort ist seine Feldstärke

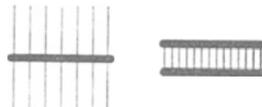


Abb. 102. Zur Anziehung zweier Kondensatorplatten.

$$\mathfrak{E} = \frac{\mathfrak{D}}{\epsilon_0} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{q}{2F}. \quad (22)$$

Dies Feld hat man bei der Anwendung der Gleichung (19) zu benutzen. Es wirkt auf die Ladung  $q$  der zweiten Platte mit der Kraft

$$\mathfrak{R} = q \frac{1}{\epsilon_0} \frac{q}{2F} = \frac{1}{2\epsilon_0} \cdot \frac{q^2}{F}. \quad (23)$$

Nach Hinzufügen der zweiten Platte ist das Feld von Grund auf verändert (Abb. 102, rechts). Alle Feldlinien auf der oberen Plattenseite sind fortgefallen. Es verbleibt das uns wohlbekannte homogene Feld des flachen Plattenkondensators.

Jetzt wechseln wir die Bedeutung der Buchstaben  $\mathfrak{D}$  und  $\mathfrak{E}$ . Wir benutzen sie fortan wieder für das Feld des fertig zusammengesetzten Kondensators. Somit bekommen wir

$$q = \mathfrak{D} \cdot F = \epsilon_0 \mathfrak{E} F. \quad \text{Gl. (4) v. S. 29}$$

$$\mathfrak{R} = \frac{1}{2} q \mathfrak{E} = \frac{\epsilon_0}{2} \cdot \mathfrak{E}^2 F \quad (24)$$

oder

$$\mathfrak{R} = \frac{\epsilon_0}{2} \cdot \frac{U^2 \cdot F}{l^2}, \quad (25)$$

d. h. die Kraft ist proportional zum Quadrat der Spannung  $U$  und umgekehrt dem Quadrat des Plattenabstandes  $l$ .

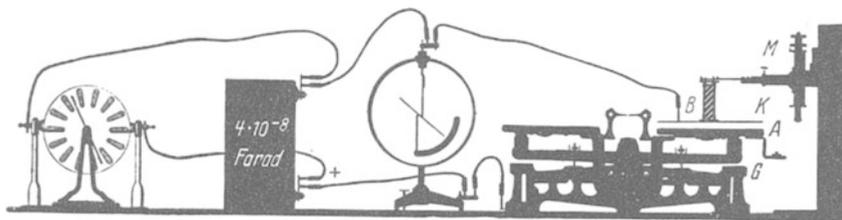


Abb. 103. Anziehung von zwei Kondensatorplatten  $K$  und  $A$ ;  $B$  = Bernsteinträger, nachträglich schraffiert.  $M$  = Schraubenmikrometer mit mm-Skala und Teiltrommel.  $G$  = Gewichtstück. — Zahlenbeispiel:  $F = 20 \times 20 \text{ cm}^2 = 4 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2$ ;  $\mathfrak{R} = 10 \text{ Pond} = 0,098 \text{ Großdyn}$ ; Plattenabstand  $l = 10,2 \text{ mm} = 10,2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ ; Spannung  $U$  berechnet 7600 Volt, an dem nur roh geeichten Voltmeter abgelesen 8000 Volt.

Die Abb. 103 zeigt eine Anordnung zur Prüfung dieser Gleichung. Sie soll vor allem eine richtige Vorstellung von den Größenordnungen vermitteln. Für Präzisionsmessungen muß man auch hier einen flachen Plattenkondensator mit „Schutzring“ anwenden (Abb. 84 auf S. 30).

Nach Gleichung (25) wachsen die Kräfte umgekehrt mit dem Quadrat des Plattenabstandes. Man hat daher für technische Zwecke Kondensatoren mit winzigem Platten-

abstand gebaut. Man setzt zu diesem Zweck einen Leiter und einen schlechten Leiter mit glatter Oberfläche aufeinander. Abb. 104 zeigt eine Metallplatte  $M$  in Berührung mit einem Lithographenstein  $St$ . Beide haben etwa  $20 \text{ cm}^2$  Fläche. Der Stein hat ein Gewicht von 200 Pond.

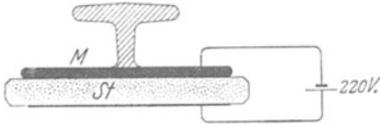


Abb. 104. Anziehung zweier Kondensatorplatten, die aus einem guten Leiter  $M$  und einem schlechten  $St$  bestehen. Infolge der unvermeidlichen Unebenheiten sind die Abstände stellenweise sehr klein und dort die elektrische Feldstärke sehr groß.

Beim Anlegen einer Stromquelle von 220 Volt Spannung „klebt“ der Stein. Man kann ihn an dem Handgriff zugleich mit der Metallplatte hochheben. Natürlich isoliert dieser Kondensator nicht. Es fließt in unserem Beispiel ein Strom von etlichen  $10^{-6}$  Ampere. Unser Körper spürt (S. 11) erst Ströme von 3—5 Milliampere. Wir können ihn also ruhig statt einer der in Abb. 104 skizzierten Drahtleitungen benutzen und den Stein dadurch zum „Kleben“ bringen.

In beiden Fällen I und II haben wir die Kräfte zwischen den Hälften oder Grenzkörpern eines Kondensators mit Hilfe der Gleichung (19) ausgerechnet. In beiden Fällen war die Aufgabe einfach: Das von dem einen Körper (z. B. linke Kugel, obere Platte) erzeugte Feld wurde durch das des zweiten Körpers ohne Ladung nicht verzerrt. Bei Kondensatoren von weniger einfacher Bauart tritt jedoch eine solche Verzerrung schon ohne Ladung ein. Die Berechnung dieser Verzerrung ist mühsam, und daher müssen wir uns auf die beiden Beispiele I und II beschränken.

§ 30. Druck auf die Oberfläche geladener Körper. Verkleinerung der Oberflächenspannung. Als Druck definiert man allgemein das Verhältnis

$$p = \frac{\text{senkrecht an einer Fläche angreifende Kraft } \mathfrak{F}}{\text{Fläche } F}$$

Für das homogene Feld eines flachen Plattenkondensators ergibt sich somit aus Gleichung (24) von S. 39

$$p_e = \frac{\epsilon_0}{2} \mathfrak{E}^2. \quad (26)$$

Dabei ist  $\mathfrak{E}$  die Feldstärke unmittelbar an der Plattenoberfläche.

Wir wenden diese Gleichung auf den Fall einer geladenen Kugel an. Die Spannung zwischen ihr und den weit entfernten Trägern der entgegengesetzten Ladung sei  $U$ . Dann herrscht an ihrer Oberfläche die Feldstärke  $\mathfrak{E} = U/r$ . Gl. (12) v. S. 33

Wir setzen diesen Wert in Gleichung (26) ein und erhalten als Druck an der Oberfläche der geladenen Kugel

$$p_e = \frac{\epsilon_0}{2} \frac{U^2}{r^2} \quad (27)$$

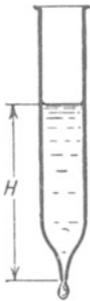
( $p$  in Großdyn/ $\text{m}^2$ ,  $U$  in Volt,  $r$  in m).

Dieser Druck ist nach außen gerichtet<sup>1)</sup>, er wirkt wie eine Verkleinerung der Oberflächenspannung  $\sigma$ . Diese liefert für sich allein einen nach innen gerichteten Druck  $p_\sigma = 2\sigma/r$ . Bei Anwesenheit des elektrischen Feldes verbleibt also als nach innen gerichteter Druck nur

$$p = \frac{2\sigma}{r} - \frac{\epsilon_0}{2} \cdot \frac{U^2}{r^2}. \quad (28)$$

Die Verkleinerung der Oberflächenspannung durch ein elektrisches Feld läßt sich auf mannigfache Weise vorführen, z. B. mit der Anordnung der Abb. 105. Aus der Düse eines Glasbehälters fließt Wasser anfänglich als Strahl ab, dann bei verminderter Wasserhöhe  $H$  nur in Form einzelner Tropfen. Das Zusammenballen des Wassers zu Tropfen ist eine Folge der Oberflächenspannung. Dann stellen wir mit einer Influenzmaschine zwischen dem Wasser und den Zimmerwänden ein elektrisches Feld her. Sogleich fließt das Wasser wieder als glatter Strahl aus der Düse aus.

Abb. 105. Einfluß eines elektrischen Feldes auf die Oberflächenspannung von Wasser. (GEORGE MATHIAS BOSE, 1745.)



<sup>1)</sup> Das ist eine bequeme, aber laxen Ausdrucksweise: nicht der Druck hat eine Richtung, sondern die zugehörige Kraft.

§ 31. GUERICKE'S Schweberversuch (1672). Elektrische Elementarladung  $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$  Amperesekunden. Eine physikalisch besonders bedeutsame Anwendung der Gleichung  $\mathfrak{R} = q\mathcal{E}$  macht man im „Schweberversuch“. Es handelt sich dabei um die Urform der in Abb. 98 gezeigten Anordnung. Man bringt einen leichten Elektrizitätsträger in ein vertikal gerichtetes elektrisches Feld. Der Träger sei beispielsweise negativ, eine über ihm befindliche Kondensatorplatte positiv geladen. Dann zieht das Gewicht  $\mathfrak{R}_2$  den Träger nach unten, die Kraft

$$\mathfrak{R} = q\mathcal{E} \quad \text{oder} \quad \mathfrak{R} = q \frac{U}{l} \quad (19)$$

nach oben (vgl. die Feldlinien in Abb. 106). Im Grenzfall

$$\mathfrak{R}_2 = q \frac{U}{l} \quad (29)$$

( $\mathfrak{R}_2$  in Großdyn;  $q$  in Amperesekunden;  $U$  in Volt)

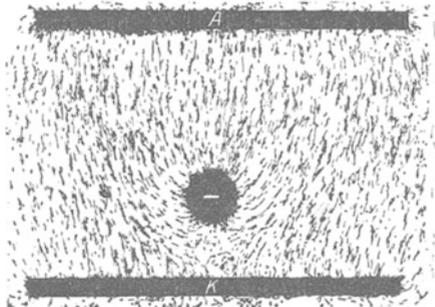


Abb. 106. Elektrische Feldlinien beim Schweberversuch.

herrscht „Gleichgewicht“, der Träger „schwebt“: Dann kann man die Ladung  $q$  aus dem Gewicht  $\mathfrak{R}_2$  des Trägers und der Feldstärke  $U/l$  berechnen (A. MILLIKAN, 1910 in Fortführung klassischer Versuche von J. J. THOMSON 1898 bis 1901).

Für Schauversuche eignen sich als Elektrizitätsträger alle leichten, in Luft nur langsam sinkenden Körper, z. B. tierischer oder pflanzlicher Federflaum, Blattgold, Seifenblasen usw. Diese Träger werden aufgeladen und dann mit dem elektrischen Felde zwischen zwei Platten eingefangen (Abb. 107). Man ändert die elektrische Feldstärke durch Änderung des Plattenabstandes. (Das Feld ist ja in Abb. 107 nicht homogen, andernfalls wäre die Feldstärke vom Plattenabstand unabhängig.) So kann man Steigen, Sinken und Schweben des Trägers beliebig miteinander abwechseln lassen. Zur Vereinfachung wird oft die obere Platte in Abb. 107 weggelassen. Dann tritt an ihre Stelle die Zimmerdecke. In dieser Form ist der Schweberversuch zum ersten Male durch OTTO VON GUERICKE im Jahre 1672 beschrieben worden (Abb. 108).

Der Schweberversuch läßt sich unschwer in stark verkleinertem Maßstab wiederholen. An die Stelle der Seifenblase in Abb. 107 treten kleine Flüssigkeitskügelchen, meist Öl- oder Quecksilbertropfen von einigen  $\mu$  Durchmesser. Sie werden durch Berührung mit einem festen Körper aufgeladen („Reibungselektrizität“). Dazu braucht man die Tropfen nur mit einem Luftstrom an der Wand einer Zerstäuberdüse entlang streichen zu lassen.

— Die Kondensatorplatten  $KA$  erhalten einen Abstand von etwa 1 cm. Die Bewegung der geladenen Tröpfchen im elektrischen Felde wird mittels eines Mikroskopes beobachtet. Das Gewicht der Teilchen wird durch mikroskopische Ausmessung des Teilchendurchmessers ermittelt. Man berechnet das Volumen aus dem Durchmesser und gelangt durch Multiplikation mit dem spezifischen Gewicht zum Gewicht  $\mathfrak{R}_2$ . Derartige Versuche an kleinen, aber noch bequem sichtbaren Elektrizitätsträgern liefern ein ganz fundamentales Ergebnis:

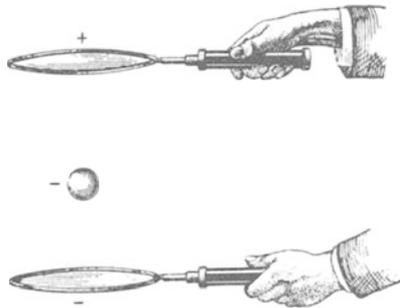


Abb. 107. Eine geladene Seifenblase im elektrischen Felde schwebend.

Ein Körper kann elektrische Ladungen nur in ganzzahligen Vielfachen des Betrages  $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$  Amperesekunden aufnehmen oder abgeben. Man hat trotz zahlloser Bemühungen noch nie in einem positiv oder negativ geladenen Körper eine kleinere Ladung als  $1,60 \cdot 10^{-19}$  Amperesekunden beobachten können. Deswegen nennt man die Ladung  $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$  Amperesekunden die elektrische Elementarladung. Sie ist die kleinste, einzeln beobachtete negative oder positive elektrische Ladung oder ein „Elektrizitätsatom“.

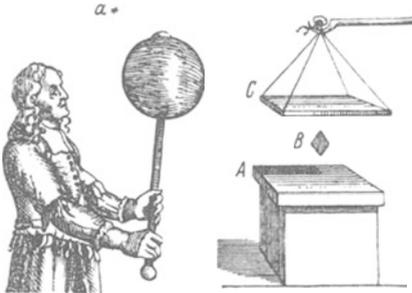


Abb. 108. Alte Darstellungen des Schweberversuches. Rechts von BENJAMIN WILSON (1746), links von OTTO VON GUERICKE (1672).  $B$  = Blattgoldfetzen,  $a$  = Flaumfeder. „Plumula potest per totum conclave portari.“

Der Versuch bietet in der Ausführung keinerlei Schwierigkeit. Er gehört in jedes Anfängerpraktikum. Am eindrucksvollsten wirkt er bei subjektiver mikroskopischer Beobachtung. Bei Mikroprojektion stören leicht Luftströmungen im Kondensator. Sie entstehen bei der Erwärmung durch das intensive, zur Projektion benötigte Licht.

Zum Schluß noch eine nicht unwichtige Bemerkung: Eine Tropfflasche vermag auch ihre Medizin nur in „Elementarquanten“, nämlich einzelnen Tropfen, abzugeben. Daraus dürfen wir aber nicht die Existenz selbständiger Tropfen im Innern der Flasche folgern. Ebenso zeigt zweifellos der Schweberversuch zwar eine untere Grenze für die Teilbarkeit der elektrischen Ladungen. Er beweist aber keineswegs die gleiche Unterteilung der Ladungen auch im Innern des Körpers! Die Existenz einzelner, individueller Elektrizitätsatome innerhalb des Trägers bleibt auch weiterhin eine zwar sehr brauchbare, aber nicht erwiesene Annahme.

§ 32. Energie des elektrischen Feldes. In einem Raume vom Volumen  $V$  herrsche die Feldstärke  $\mathcal{E}$ . Welcher Energiebetrag ist in diesem Felde enthalten? Wir denken uns dies Feld als das eines flachen Plattenkondensators. Die Fläche seiner Platten sei  $F$ , ihr Abstand  $l$ , also das Feldvolumen  $V = F \cdot l$ . — Die eine Platte soll die andere an sich heranziehen und dabei Arbeit leisten, etwa Hubarbeit nach dem Schema der Abb. 109. Das tut sie mit einer konstanten Kraft

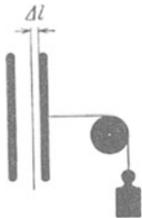


Abb. 109. Zur Herleitung der Energie eines elektrischen Feldes. Die Platten sind nicht mit einer Stromquelle verbunden.

$$\mathcal{R} = \frac{\epsilon_0}{2} \mathcal{E}^2 F, \quad \text{Gl. (24) v. S. 39}$$

denn Ladung  $q$ , Verschiebungsdichte  $\mathcal{D} = q/F$  und Feldstärke  $\mathcal{E} = \mathcal{D}/\epsilon_0$  bleiben ja ungeändert. Wir bekommen also als geleistete Arbeit oder vorher im elektrischen Felde gespeicherte Energie

$$W_e = \mathcal{R} l = \frac{\epsilon_0}{2} \mathcal{E}^2 F l,$$

$$W_e = \frac{\epsilon_0}{2} \cdot \mathcal{E}^2 \cdot V \quad (30)$$

Energie  $W_e$  in Voltamperesek. oder Wattsek.,  $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12}$  Amperesek./Volt Meter,  $\mathcal{E}$  in Volt/m,  $V$  in  $\text{m}^3$ .

Gl. (30) gilt trotz ihrer Herleitung für einen Sonderfall ganz allgemein. Man kann in Form elektrischer Felder nur geringfügige Energiebeträge speichern. Z. B. in einem Liter ( $= 10^{-3} \text{ m}^3$ ) bei der technisch noch bequemeren Feldstärke  $\mathcal{E} = 10^7$  Volt/m nur 0,44 Voltamperesekunden.

Beim Papierkondensator (Abb. 95) war  $\mathcal{E} = 220 \text{ Volt}/0,002 \text{ cm} = 10^7 \text{ Volt/m}$ ; in der Leidener Flasche (Abb. 93) war  $\mathcal{E} = 30000 \text{ Volt}/0,5 \text{ cm} = 10^7 \text{ Volt/m}$ . Ganz anders aber liegt der Fall in den elektrischen Feldern im Innern der Moleküle. Dort hat man Feldstärken der Größenordnung  $10^{11} \text{ Volt/m}$ . Diesen entspricht nach Gleichung (30) pro Liter eine

Energie von  $44 \cdot 10^6$  Wattsekunden oder 12 Kilowattstunden. Man kann daher die als chemische Reaktionswärme beobachtete Energie als Energie elektrischer Molekülfelder deuten. Gibt doch z. B. die Bildung eines Liters Wasser aus Knallgas nur etwa 4,4 Kilowattstunden.

Die Gleichung (30) für die Energie eines elektrischen Feldes wird häufig anders geschrieben, z. B. mit Hilfe von Gl. (4) von S. 29 und (2):

$$W_e = \frac{1}{2} q U, \quad (31)$$

und weiter mit Gl. (7) von S. 31

$$W_e = \frac{1}{2} C U^2. \quad (32)$$

Dabei bedeutet  $q$  die Ladung des Kondensators beliebiger Gestalt,  $U$  seine Spannung,  $C$  seine Kapazität.

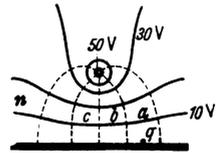


Abb. 110. Schema elektrischer Niveaulächen.

**§ 33. Elektrische Niveaulächen und Potential.** Für die Darstellung elektrischer Felder benutzt man außer den Feldlinienbildern oft mit Nutzen eine Darstellung durch elektrische „Niveaulächen“. In Abb. 110 sehen wir ein elektrisches Feld zwischen einer Platte und einem ihr parallelen Draht. Unmittelbar über der Platte befindet sich ein kleiner Träger mit der Ladung  $q$ . Dieser Träger soll bis zum Punkt  $a$  bewegt werden. Das erfordert eine Arbeit  $A$ . Sie beträgt im elektrischen Maße  $qU$  Voltampere-sekunden [Gl. (20) von S. 38], dabei bedeutet  $U$  die Spannung zwischen Ende und Anfang des Weges. Dann wiederholen wir den gleichen Versuch für andere Ausgangspunkte an der Plattenoberfläche und hinein in andere Gebiete des Feldes. Dabei halten wir jedesmal nach Leistung der Arbeit  $A = qU$  inne. Der Träger befindet sich dann an den Endpunkten  $a, b, c \dots n$ . Die Gesamtheit all dieser mit gleicher Arbeit erreichten Punkte nennt man eine Niveauläche.

Zur Kennzeichnung einer Niveauläche benutzt man das Verhältnis:

$$\frac{\text{Gegen die Feldkraft } q\mathcal{E} \text{ geleistete Arbeit } qU}{\text{Ladung } q \text{ des Trägers}} = U. \quad (32)$$

$U$  ist die Spannung zwischen der Niveauläche und dem vereinbarten Bezugskörper, in Abb. 110 also der Platte. Diese Spannung nennt man das Potential<sup>1)</sup>. Oft wird der Bezugskörper leitend mit der Erde verbunden („geerdet“); dann bedeutet das Potential eines Punktes im Feld die Spannung zwischen dem Punkte und der Erde. Das Potential ist also ein Name für die Spannung zwischen einem beliebigen Punkt eines Feldes und einem vereinbarten Bezugskörper.

Sitzt auf dem Bezugskörper negative Ladung (wie in Abb. 110), so ist das Potential positiv: Man muß dem positiven Träger einen Energiebetrag zuführen, um ihn vom Bezugskörper aus zur Niveauläche zu schaffen. Also ist  $A = qU$  positiv. — Bei positiv geladenem Bezugskörper bewegt das Feld den positiven Träger und gibt dabei Arbeit ab, also ist  $A = qU$  negativ.

Man darf für einen Punkt des Feldes wohl ein Potential angeben, aber nicht eine Spannung. Die Spannung existiert immer nur zwischen zwei Punkten; nennt man die Spannung Potential, so hat man zuvor den Bezugskörper vereinbart (oft stillschweigend die Erde). Leider werden nicht selten in laxem Sprachgebrauch die Worte Potential und Spannung nicht auseinandergehalten. — Potentialdifferenz zwischen zwei Punkten eines Feldes bedeutet die Spannung zwischen diesen beiden Punkten, ist also ein überflüssiges Wort.

**§ 34. Elektrischer Dipol, elektrisches Moment.** Die Grundgleichung  $\mathcal{R} = q \cdot \mathcal{E}$  verlangt für das Auftreten von Kräften im elektrischen Felde nicht nur ein Feld, sondern auch einen Körper mit elektrischer Ladung. Dem scheint

<sup>1)</sup> Abweichend von der Mechanik, in der das Potential als Arbeit definiert wird!

bei flüchtiger Betrachtung eine uralte Erfahrung zu widersprechen: die Kraftwirkungen elektrischer Felder auf ungeladene leichte Körper. Man denke an ein Papierschnitzel in der Nähe eines geriebenen Bernsteinstückes oder die tanzenden Püppchen unter einer geriebenen Glasplatte.

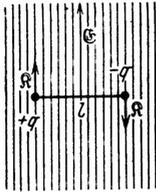


Abb. 111. Ein elektrischer Dipol steht mit seiner Längsachse senkrecht zu elektrischen Feldlinien.

Zum Verständnis dieser Vorgänge braucht man zwei neue Begriffe: „elektrischer Dipol“ und „elektrisches Moment“. Wir denken uns in Abb. 111 zwei „punktförmige“ Elektrizitätsträger mit den Ladungen  $+q$  und  $-q$  durch einen äußerst dünnen und ideal isolierenden Stab im Abstände  $l$  voneinander gehalten. Dies hantelförmige Gebilde nennen wir einen „elektrischen Dipol“. Sein Feld ähnelt dem in der Abb. 49 und 100 gezeigten.

Diesen Dipol denken wir uns ferner in Abb. 111 mit seiner Längsachse senkrecht zu den Feldlinien eines homogenen elektrischen Feldes gestellt. Dann wirkt auf ihn das Drehmoment

$$\mathcal{M}'_{\text{mech}} = 2q\mathcal{E}\frac{l}{2} = ql \times \mathcal{E}. \quad (33)$$

Wir nennen das Produkt  $lq$  das „elektrische Moment“  $w$  des Dipoles (Einheit Amperesekundenmeter) und erhalten<sup>1)</sup>

$$\mathcal{M}'_{\text{mech}} = w \times \mathcal{E}. \quad (34)$$

Das elektrische Moment ist als Vektor darzustellen, seine Richtung ist die Verbindungslinie der beiden Ladungen von  $-$  nach  $+$ . Der oben idealisierte Dipol ist nicht zu verwirklichen. Wohl aber kann man auf mannigfache Weise gleich große Plus- und Minusladungen auf einem Körper getrennt lokalisieren und auch für solche Körper durch ein Meßverfahren ein elektrisches Moment definieren. Dazu knüpft man an einen Versuch der Mechanik an.

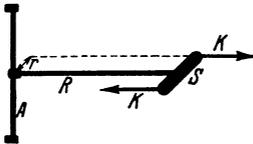


Abb. 112. Beim Drehmoment kommt es nur auf den Hebelarm  $r$ , nicht auf die Speichenlänge  $R$  an.

In Abb. 112 ist ein Stab  $S$  am Ende einer Speiche  $R$  gelagert. Er erfährt durch jede der beiden Kräfte  $\mathcal{Q}$  ein Drehmoment  $r \times \mathcal{Q}$ . Dabei ist  $r$  der senkrechte Abstand

des Kraftpfeiles von der Achse  $A$ . Die Länge der Speiche  $R$  ist ganz gleichgültig.

Jetzt denken wir uns in einem beliebigen festen Körper durch die Art der Ladungslokalisierung  $n$  Dipole gebildet. Jeder von ihnen erfährt im Felde ein Drehmoment. All diese einzelnen Drehmomente dürfen wir, trotz des verschiedenen Abstandes der Dipole von der gemeinsamen Drehachse, wie Vektoren addieren. So erhält man als beobachtbares Drehmoment

$$\mathcal{M}_{\text{mech}} = \sum \mathcal{M}'_{\text{mech}} = \sum (w \times \mathcal{E}) \quad (35)$$

oder

$$\mathcal{M}_{\text{mech}} = \mathfrak{B} \times \mathcal{E}. \quad (36)$$

Hier bedeutet  $\mathfrak{B}$  das gesamte, wirklich beobachtbare elektrische Moment des aus unbekanntem Dipolen aufgebauten Körpers.

Man kann es sich stets durch einen idealisierten, hantelförmigen Dipol ersetzen: Zwei punktförmige Ladungen  $+q$  und  $-q$  im Abstände  $l$ . Der Stab dieser Hantel bedeutet die Richtung des elektrischen Momentes.

Diese Definitionsgleichung gibt ein praktisch unwichtiges Meßverfahren. Man lagert den Körper mit einer zur Feldrichtung senkrechten Achse und ermittelt seine Ruhelage. Dann dreht man ihn um  $90^\circ$  aus seiner Ruhelage heraus und mißt das dazu notwendige Drehmoment als Produkt von Kraft und Hebelarm in Großdynmetern. Dies Drehmoment ist dann noch durch die Feldstärke  $\mathcal{E}$  des homogenen Feldes, gemessen in Volt/m, zu dividieren. So erhält man das elektrische Moment  $\mathfrak{B}$  in Amperesekundenmetern.

<sup>1)</sup> Wegen des Produktzeichens  $\times$  vergleiche man Seite X des Mechanikbandes, 5. Aufl.

Soweit der elektrische Dipol oder Körper mit einem elektrischen Moment im homogenen Felde. Das Feld wirkt auf den Dipol mit einem Drehmoment und stellt die Dipolrichtung parallel zur Feldrichtung. Das gleiche gilt auch für ein inhomogenes elektrisches Feld. Der Dipol habe sich in Abb. 113 bereits in die Feldrichtung (+ -Richtung) eingestellt. Daneben tritt aber im inhomogenen Felde noch etwas Neues auf. Im inhomogenen Felde wirkt auf den Dipol in Richtung des Feldanstieges  $\partial \mathcal{E} / \partial x$  eine Kraft

$$\mathfrak{K} = \mathfrak{M} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x}. \quad (40)$$

Herleitung: Auf die obere + -Ladung wirkt die Kraft  $q \mathcal{E}_0$  nach oben, auf die untere - -Ladung die Kraft  $q \mathcal{E}_u$  nach unten. Also wirkt auf den Dipol die Kraft

$$\mathfrak{K} = q(\mathcal{E}_u - \mathcal{E}_0). \quad (41)$$

Ferner ist

$$\mathcal{E}_u = \mathcal{E}_0 + \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} \cdot l. \quad (42)$$

(41) und (42) zusammengefaßt ergeben die Gleichung (40).

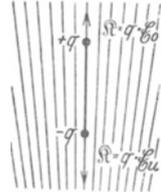


Abb. 113. Ein elektrischer Dipol im inhomogenen elektrischen Felde. Feldrichtung von unten nach oben.

**§ 35. Influenzierte und permanente elektrische Momente. Pyro- und piezoelektrische Kristalle.** Wir haben die Begriffe elektrischer Dipol und elektrisches Moment zunächst ohne Experiment eingeführt. Jetzt kommt die Frage: Wie kann man Körper tatsächlich mit einem elektrischen Moment versehen? Es sind zwei Fälle zu unterscheiden:

I. Influenzierte elektrische Momente. Jeder Körper bekommt in jedem elektrischen Feld durch Influenz ein elektrisches Moment: Das Feld verschiebt in jedem eingebrachten Körper die positiven und negativen Ladungen gegeneinander. Im Leiter wandern sie dabei bis zur Oberfläche, im Isolator kommt es nur zu Verschiebungen innerhalb der einzelnen Moleküle und so zur „Elektrisierung“ oder zur „Polarisation“ des Dielektrikums (Abb. 97).

Infolge dieses influenzierten Momentes stellen sich längliche Körper in allen elektrischen Feldern zur Feldrichtung parallel<sup>1)</sup> (Abb. 114); so entstehen z. B. auf einer nicht reibungsfreien Unterlage die Feldlinienbilder aus Faserstaub. In inhomogenen Feldern bewegen sich außerdem alle Körper, unabhängig von ihrer Gestalt, in Gebiete größerer elektrischer Feldstärke hinein.

An der Feldgrenze werden gut leitende Körper sofort aufgeladen, und darauf fliegen sie als „Elektrizitätsträger“ zur anderen Elektrode hinüber. Dort beginnt das Spiel von neuem. Bei Isolatoren oder schlechten Leitern erfordert diese Aufladung etliche Sekunden Zeit. Währenddessen haftet der Körper an der Feldgrenze. Das zeigt man besonders hübsch im Schattenbild mit kleinen Wattetetzen.

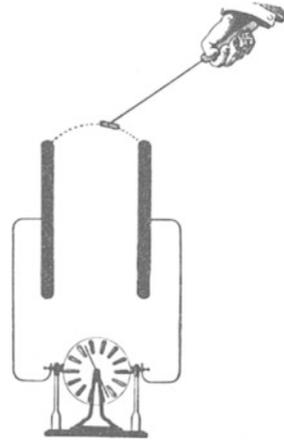


Abb. 114. Kräfte auf ungeladene Körper im elektrischen Felde. Oben ein länglicher kleiner Körper aus Metall oder einem Isolator, um eine zur Papierebene senkrechte Achse drehbar gelagert. („Versorium“, WILLIAM GILBERT, 1600, Schöpfer des Wortes „elektrisch“.)

II. Permanente elektrische Momente. 1. In jedem geladenen Kondensator sind die Ladungen beider Vorzeichen räumlich gegeneinander verschoben; infolgedessen besitzen die meisten geladenen Kondensatoren ein elek-

<sup>1)</sup> In dieser Stellung wird die Elektrisierung des länglichen Körpers am wenigsten durch „Entelektrisierung“ beeinträchtigt (§ 46 u. Tab. 2).

trisches Moment. Es fehlt nur, wenn der eine Körper des Kondensators den anderen als geschlossener Hohlraum umgibt.

Leider erzeugt ein äußeres elektrisches Feld schon in jedem ungeladenen Kondensator ein influenziertes Moment. Darum haben wir in § 34 nicht mit einem Experiment begonnen, jeder unserer Dipole hätte sich auch nach Beseitigung seines permanenten Momentes noch im Felde bewegt.

2. Man bringt ein Gemisch aus Wachs und Harz flüssig in ein elektrisches Feld und läßt es in ihm erstarren. Dabei wird das influenzierte elektrische Moment „eingefroren“, und damit permanent gemacht. Infolgedessen wirkt der erstarrte Körper (am besten nachträglich in Stabform geschnitten) als „Elektret“. Er wirkt wie ein sehr guter elektrischer Isolator mit positiven elektrischen Ladungen am einen und negativen am anderen Ende. Man kann diese Ladungen durch einen Influenzversuch mit einem in Amperesekunden geeichten Spiegelgalvanometer messen. Man verbindet beide Zuleitungen mit je einer Metallhülse und schiebt diese Hülsen gleichzeitig über die Stabenden. Dabei mißt man die in den Hülsen influenzierten Ladungen.

Derartige Elektrete halten sich jahrelang, man muß sie nur in einer eng passenden metallischen Schutzkapsel aufheben, sonst fangen sie im Laufe der Zeit Elektrizitätsträger (Ionen) aus der Luft ein und überziehen dadurch ihre Enden mit einer Deckschicht von Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens. Dann macht sich ihr elektrisches Moment nach außen hin nicht mehr bemerkbar.

3. Pyroelektrische Kristalle, z. B. Turmaline, besitzen durch die Anordnung ihrer geladenen Bausteine ein permanentes elektrisches Moment (F. U. T. AEPINUS, 1756). Seine Richtung fällt mit der einer polaren Kristallachse zusammen, bei einem stabförmigen Turmalinkristall z. B. mit der Längsachse. Normalerweise macht sich dies permanente Moment des Kristalls wegen der obengenannten Deckschicht nicht bemerkbar. Man kann diese Störung durch die Deckschicht aber weitgehend verkleinern: Man taucht z. B. einen 5 cm langen Kristallstab in flüssige Luft. Die Abkühlung verkleinert die ungeordnete Wärmebewegung und verbessert dadurch die Parallelrichtung der elementaren elektrischen Momente. Infolgedessen wird das elektrische Moment des ganzen Kristalles vergrößert. Es wird nur noch ein Teil durch die Deckschicht ausgeglichen, der Kristall erweist sich nunmehr als guter Elektret, er zieht Papierschnitzel an, usw.

Flüssige Luft ist oft durch staubförmige Eiskristalle getrübt. Man entfernt sie durch Einbringen eines Turmalin-Elektretes.

Pyroelektrische Kristalle sind gleichzeitig piezoelektrisch, d. h. sie ändern ihr elektrisches Moment auch bei mechanischer Verformung. Zur Vorführung eignet sich wieder ein stabförmiger Turmalinkristall. Man bringt ihn zwischen zwei isolierte Elektroden, verbindet sie mit einem Zweifadenvoltmeter und preßt den Kristall in seiner Längsrichtung mit einer Schraubzwinge.

## IV. Kapazitive Stromquellen und einige Anwendungen elektrischer Felder.

§ 36. Vorbemerkung. Allgemeines über Stromquellen. Wir haben die systematische Darstellung des elektrischen Feldes im leeren Raume nur durch wenige, kurz geschilderte Anwendungsbeispiele unterbrochen. Diese sollten vor allem die Größenordnung der Erscheinungen veranschaulichen. — Dies Kapitel bringt jetzt einige für das physikalische Laboratorium wichtige Anwendungen. Zu ihnen gehört an erster Stelle der Bau der kapazitiven Stromquellen.

Zur allgemeinen Definition des Begriffes „Stromquelle“ oder „Generator“ dient die Abb. 115. Zwei Kondensatorplatten oder „Elektroden“  $A$  und  $K$  sind mit einem Strommesser verbunden. Zwischen diesen Elektroden befinden sich elektrische Ladungen beider Vorzeichen. Der Abstand zwischen den positiven und den negativen Ladungen, gemessen in Richtung der Verbindungslinie der Elektroden, wird durch irgendwelche „ladungstrennenden Kräfte“ vergrößert. Während der Bewegung zeigt der Strommesser einen Ausschlag. Dabei haben die ladungstrennenden Kräfte Arbeit zu leisten. Diese Arbeit entnimmt man einem Vorrat mechanischer oder chemischer Energie.

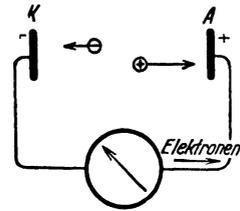


Abb. 115. Zur Definition des Wortes Stromquelle. Für Schauversuche benutzt man zwei Löffel als Elektrizitätsträger (mit Influenzmaschine aufladen).

Wird die leitende Verbindung zwischen  $K$  und  $A$  unterbrochen, so wird der Abfluß von Ladungen durch den äußeren Kreis verhindert. Folglich vermögen die ladungstrennenden Kräfte zwar zunächst die Ladungen der beiden Elektroden zu vermehren und damit die Spannung zwischen  $K$  und  $A$  zu vergrößern. Doch kann ein Grenzwert, zweckmäßig Urspannung genannt, nicht überschritten werden: das entstehende elektrische Feld übt ja seinerseits auf die Ladungen zwischen  $K$  und  $A$  Kräfte aus und hält mit ihnen schließlich den ladungstrennenden Kräften das Gleichgewicht.

Die Gesamtheit dieser „ladungstrennenden Kräfte“ (kürzer „Trennkräfte“) nannte man früher „elektromotorische Kräfte“. Doch hat man leider das Wort gleichzeitig für die Urspannung angewandt und durch diesen Doppelsinn unbrauchbar gemacht. Außerdem ist es viel zu lang. Man kürzt es daher wie den Namen einer Dienststelle als EMK. Auf jeden Fall muß man sauber die ladungstrennende Kraft von einer elektrischen Größe, nämlich der durch die Kraft hergestellten Urspannung, unterscheiden.

Bei den kapazitiven Stromquellen bringt man Ladungen auf irgendwelche groben mechanischen Elektrizitätsträger und erzeugt die ladungstrennenden Kräfte mit einfachen „Maschinen“. Beispiele bringen wir in §§ 37 und 38.

§ 37. Influenzmaschinen<sup>1)</sup> sind Stromquellen für kleine Stromstärken (selten mehr als  $10^{-5}$  Ampere) und hohe Spannungen (oft über  $10^5$  Volt). Man lädt Elektrizitätsträger paarweise durch Influenz und vergrößert den Abstand der Ladungen durch mechanische Bewegungen. In der Abb. 116 zeigt uns der Schritt I die Aufladung der Träger durch Influenz, der Schritt II und III die Trennung der Träger und ihren Weg zu den Elektroden  $K$  und  $A$ . Eine periodische Wiederholung dieser Schritte erzielt man technisch am einfachsten durch Rotation

<sup>1)</sup> Die erste Influenzmaschine war der 1775 von A. VOLTA bekanntgemachte und von J. C. WILCKE 1777 erklärte „Elektrophor“.

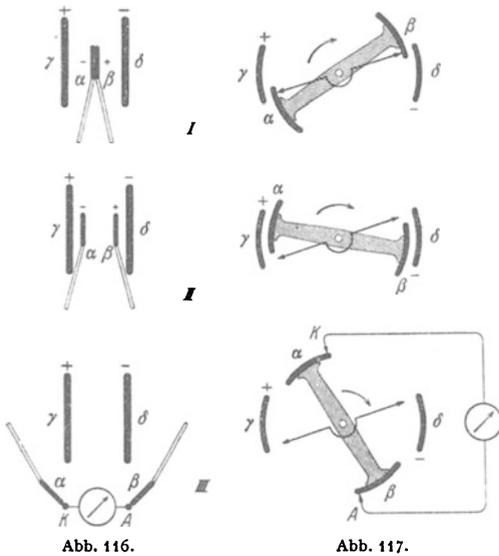


Abb. 116 u. 117. Wirkungsweise einer Influenzmaschine.

(Abb. 117). Die Elektrizitätsträger  $\alpha$  und  $\beta$  sitzen an einer isolierenden Speiche. Die schwarzen Dreiecke sind Schleifkontakte an den Elektroden  $K$  und  $A$ . Die Abb. 120 gibt die Ansicht eines kleinen Vorführungsapparates. Er arbeitet genau nach dem Schema der Abb. 117. Das ursprüngliche Feld zwischen  $\gamma$  und  $\delta$  wird durch eine kurze Berührung mit der städtischen Zentrale hergestellt. Der Strom beträgt dann etwa  $10^{-8}$  Ampere bei einer Drehzahl von  $10 \text{ sek}^{-1}$ . Bei einer Zerstörung des Feldes zwischen  $\gamma$  und  $\delta$  verschwindet er. Man braucht dazu nur  $\gamma$  und  $\delta$  mit den Fingern leitend zu überbrücken.

Die zum praktischen Gebrauch gebauten Influenzmaschinen benutzen durchweg noch eine Zusatzeinrichtung. Diese bringt die Ladung der influenzierenden Kondensatorplatten  $\gamma$  und  $\delta$  auf hohe Werte und erhält sie trotz der unvermeidlichen Verluste durch schlechte Isolation. Für diese Zusatzeinrichtung hat man zwei verschiedene Verfahren erdnen.

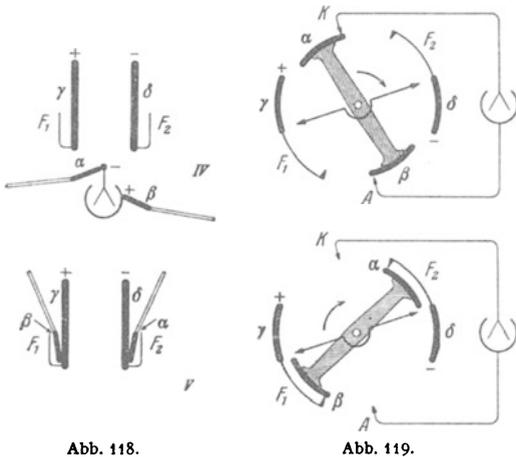


Abb. 118 u. 119. Wirkungsweise einer Influenzmaschine nach dem Multiplikatorverfahren.

Bei dem ersten, dem Multiplikatorverfahren, führt man die durch Influenz gewonnenen Ladungen nicht ganz der Verbrauchsstelle zu, sondern läßt einen Rest auf den beiden Trägern  $\alpha$  und  $\beta$  verbleiben. Diesen Rest überträgt man dann (Abb. 118, Vorzeichen beachten!) mit den Faradaykästen  $F_1$  und  $F_2$  auf die Feldplatten  $\gamma$  und  $\delta$  und verstärkt so das für den nächsten Influenzvorgang verfügbare elektrische Feld.

Beim Übergang zu rotierenden Maschinen (Abb. 119) läßt man die Faradaykästen zu zwei Blechen verkümmern. Sie umfassen die Träger nur noch von außen. Außerdem sind die Schleifkontakte oder Elektroden diesmal nicht mit einem Galvanometer, sondern mit einem statischen Voltmeter, also einem Kondensator verbunden. Infolgedessen verlieren die Träger  $\alpha$  und  $\beta$  beim Passieren der Elektroden  $K$  und  $A$  nicht ihre gesamte Ladung, sondern behalten noch einen Rest zur Einfüllung in die Faradaykästen  $F_1$  und  $F_2$ . Die Abb. 121 gibt ein genau nach diesem Schema gebautes Modell. Es liefert nach einigen Umläufen Tausende von Volt. Dabei braucht man in praxi meist nicht einmal das Ausgangsfeld zwischen  $\gamma$  und  $\delta$  herzustellen. Es sind fast stets kleine zufällige Spannungen, zwischen  $\gamma$  und  $\delta$  vorhanden, und diese werden durch das Multiplikatorverfahren rasch erhöht.

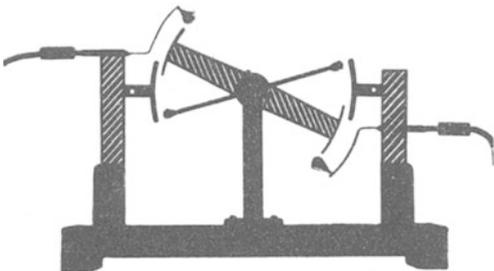


Abb. 120. Übersichtliche Influenzmaschine. Die im Schattenriß durchscheinenden Isolatoren nachträglich schraffiert.

Die handelsüblichen Ausführungen lassen das einfache Prinzip dieser Influenzmaschinen selbst für Geübte nur schwer erkennen. In Abb. 123 sehen wir links eine solche Maschine abgebildet.

Statt koaxialer Zylinder benutzt man radialsymmetrische Anordnungen auf Glasplatten. Die Platten  $\gamma$  und  $\delta$  und ein Teil der Schleifkontakte werden in alter Gewohnheit aus Papier hergestellt. Die Platten  $\alpha$  und  $\beta$  sind meist in mehreren Paaren angeordnet oder fehlen auch ganz. In letzterem Falle haften dann die Elektrizitätsatome oberflächlich auf den isolierenden Glasplatten, vgl. Abb. 62. Für Unterrichtszwecke sind diese weitverbreiteten Maschinen ihrer Unübersichtlichkeit halber unbrauchbar.

Das zweite Verfahren benutzt zur Vergrößerung der influenzierenden Ladungen abermals die Influenz: Die Plattenpaare  $\alpha\beta$  und  $\gamma\delta$  sind in größerer Anzahl vorhanden und vertauschen fortgesetzt ihre Rolle.

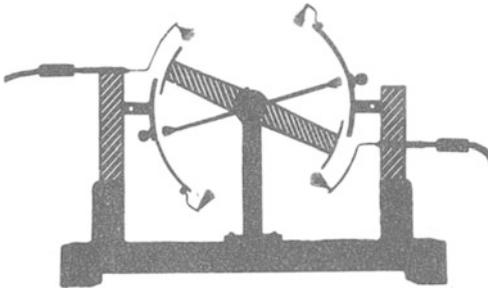


Abb. 121. Übersichtliche Influenzmaschine nach dem Multiplikatorverfahren.

Abb. 122 zeigt uns zwei Kränze von Kondensatoren. Sie können gegenläufig rotieren. 1 bis 4 sind Schleifkontakte. Sie sind paarweise metallisch verbunden.

Die mit dem dicken  $+$ -Zeichen markierte Platte trage eine zufällige positive Ladung. Zwischen den Platten  $+$  und 1 sowie zwischen den Platten  $-$  und 2 herrscht ein schwaches elektrisches Feld. Es ist durch zwei Feldlinien angedeutet. Der äußere Kranz stehe fest. Den inneren drehen wir gegen den Uhrzeiger um drei Segmente. Am Schluß der Drehung haben wir das Bild der Abb. 122b. Je drei Platten des inneren Kranzes haben durch Influenz Ladungen erhalten. Ihre Feldlinien, das ist der springende Punkt, greifen alle nach den metallisch verbundenen Platten 3 bzw. 4 herüber.

Jetzt wird der innere Kranz festgehalten, der äußere mit dem Uhrzeiger um drei Segmente gedreht. Der Influenzvorgang spielt sich bei 3 und 4 ab. Dabei wirken diesmal sechs Feldlinien, die influenzierten Ladungen sind dreimal so groß wie die Anfangsladungen in Abb. 122a. Am Schluß dieser Drehung haben wir das Bild der Abb. 122c. Alle  $3 \times 6$  Feldlinien enden bei 1 bzw. 2.

Nun folgt wieder eine Drehung des inneren Kranzes, bei 1 und 2 influenzieren jetzt 18 Feldlinien, usw. —

Statt der abwechselnden schrittweisen Drehung benutzt man im Betriebe selbstredend eine kontinuierliche gegenläufige Drehung beider Scheiben (Abb. 122d). In den Gebieten des stumpfen Winkels  $1 \cdot 0 \cdot 4$  sind beide Platten

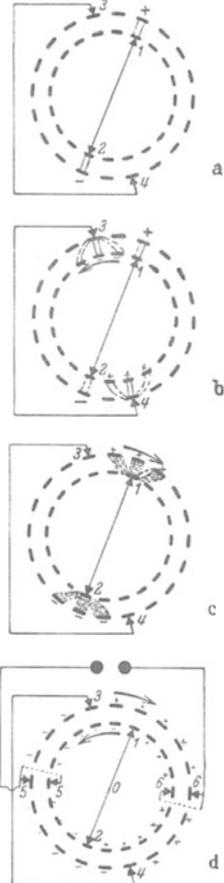


Abb. 122. Wirkungsweise der Holtzschen Influenzmaschine.

positiv geladen, im Winkelgebiet  $3 \cdot 0 \cdot 2$  beide negativ. Dort bringt man Schleifbürsten 5 und 6 an, und diese dienen als Polklemmen zur Stromentnahme.

Abb. 123 gibt rechts halbschematisch eine sehr bequeme Ausführungsform mit radial angeordneten Kondensatorplatten. Es ist die ungemein brauchbare

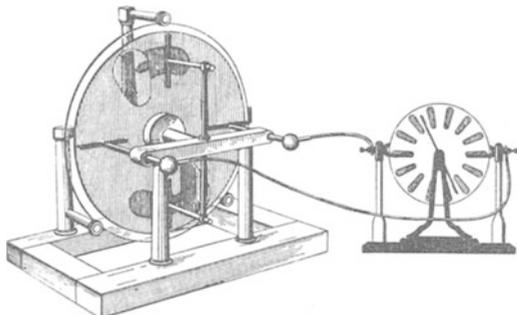


Abb. 123. Links altertümliche Influenzmaschine als Motor, rechts halbschematisch die HOLTZsche Influenzmaschine als Generator.

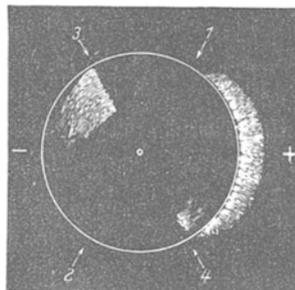


Abb. 124. Verteilung der Ladungen auf einer im Betrieb befindlichen HOLTZschen Influenzmaschine.

HOLTZsche Influenzmaschine. Die Kondensatorplatten sind auch hier nicht notwendig. Die Ladungen können direkt auf den Oberflächen der isolierenden Scheiben haften (vgl. § 16).

Sehr lehrreich ist im Dunkeln der Anblick der laufenden Maschine nach Entfernung der Polklemmen 5 und 6. Die entgegengesetzten Ladungen der Winkelgebiete  $1 \cdot 0 \cdot 4$  und  $3 \cdot 0 \cdot 2$  markieren sich durch lebhaftes Sprühen. Es gibt lange rötliche Büschel auf der positiven und ein violettes Glimmen auf der negativen Seite (Abb. 124).

Im Betriebe benutzt man die Influenzmaschine lediglich als Stromquelle oder Generator. Grundsätzlich kann man sie auch in kinematischer Umkehr



Abb. 125. Schema der Anordnung von Abb. 123. Zugleich Schema für statisches „Fernsprechen“ (für das Fernsprechen ist in eine der beiden Leitungen eine Batterie einzuschalten und dadurch eine dauernde Spannung aufrechtzuerhalten).

als Motor verwenden. In Abb. 123 sind die Polklemmen der beiden Influenzmaschinen paarweise durch Drähte („die beiden Fernleitungen“) verbunden. Die rechts stehende HOLTZsche Maschine wird als Generator mit der Hand gedreht. An der linken altertümlichen Maschine ist das Riemen-

gelege entfernt und dadurch die Lagerreibung erheblich vermindert worden. Diese Maschine läuft dann als Motor.

Der Versuch erscheint ein wenig als Spielerei. Er erläutert aber ganz gut das Wesen der elektrischen Energieübertragung. Es handelt sich in letzter Linie um das einfache Schema der Abb. 125. Abstandsänderungen der Platten auf der einen Seite erhöhen oder erniedrigen die Spannung. Diese Spannungsänderungen verkleinern oder vergrößern den Plattenabstand auf der anderen Seite. Dies Schema läßt sich technisch mannigfach ausgestalten, z. B. zum Fernsprechen. Man denke sich die oberen Platten als dünne gegen Schallwellen nachgiebige Membranen. Dann können sich zwei gegen die Membranen sprechende Leute miteinander unterhalten. Solche Membrankondensatoren heißen Kondensatortelephon und Kondensatormikrophon.

§ 38. Kapazitive Stromquellen für sehr hohe Spannungen bis zu einigen Millionen Volt baut man neuerdings nach dem Schema der Abb. 126. Man braucht sie für künstliche Atomumwandlung. Das Feld wird zwischen zwei großen kugelförmigen Elektroden  $A$  und  $K$  hergestellt. Dadurch vermeidet man alle „Sprühverluste“ durch „Spitzenströme“ (vgl. Abb. 90 und § 25, vorletzter Absatz).

A wird mit dem  $+$ -Pol einer kleinen Batterie verbunden. Der andere Pol dieser Batterie schmiert mit einem schleifenden Pinsel 1 negative Ladungen auf einen beweglichen Elektrizitätsträger. Es ist ein endloses Band, angetrieben von einem kleinen Elektromotor. Die Ladung dieses endlosen Bandes wird im Innern der Hohlkugel K von dem Pinsel 2 abgenommen und restlos der Kugeloberfläche zugeführt. Das Ganze ist lediglich eine technische Ausgestaltung des in Abb. 70 gezeigten Schauversuches. Man hat die Hin- und Herbewegung des Elektrizitätsträgers durch einen kontinuierlichen Transport auf einem „laufenden Band“ ersetzt. Man hat solche Generatoren mit Kugeln bis zu mehreren Metern Durchmesser gebaut und die beobachtenden Physiker in das feldfreie Innere hineingesetzt.

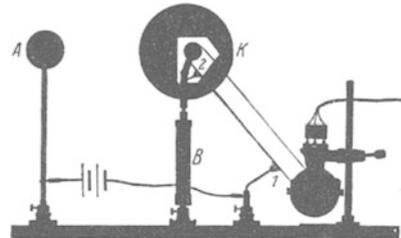


Abb. 126. Statischer Generator für hohe Spannungen ohne Sprühverluste. Das Innere der Kugel ist durch zwei Fenster sichtbar gemacht worden. B Isolator, unten rechts Elektromotor.

Man kann die kleine Batterie verkümmern lassen und die Aufladung des Bandes durch „Reibungselektrisierung“ zwischen Pinsel und Band hervorrufen. Dann erhält man die alte Reibungselektroskopmaschine (OTTO VON GUERICKE, 1672) in einer kleinen technischen Abart. Der umlaufende Elektrizitätsträger ist keine Trommel oder Scheibe mehr, sondern ein endloses Band (WALKIERS, 1784). Elektrizitätsträger in Bandform lassen sich in größeren Abmessungen herstellen als in Scheibenform, und daher erhält man größere Trennwege und Spannungen.

§ 39. Abschirmung elektrischer Felder; Käfigschutz. Oft muß man einen Raum gegen ein elektrisches Feld abschirmen. Die in Abb. 127 veranschaulichte Influenzerscheinung zeigt uns die grundsätzliche Möglichkeit: Man hat den zu

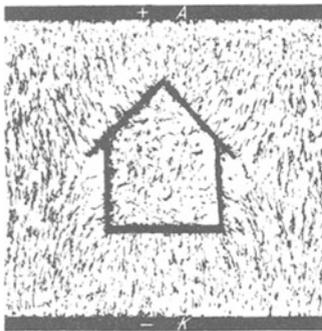


Abb. 127. Unterbrechung der elektrischen Feldlinien durch einen leitenden Hohlraum.

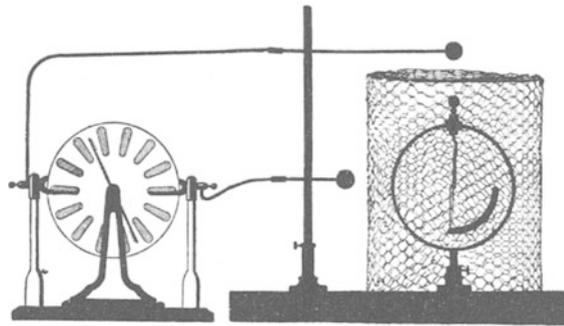


Abb. 128. Abschirmung eines elektrischen Feldes durch ein Sieb. (T. S. WARTZ, 1745.) Voltmeter wie in Abb. 25.

schützenden Raum nur mit einer allseitig geschlossenen leitenden Hülle zu umgeben. Dann influenziert das Feld zwar auf der Außenwand der Hülle Ladungen. Das Innere der leitenden Hülle aber bleibt völlig feldfrei. Die Hülle braucht nicht einmal lückenlos geschlossen zu sein. Es genügt ein Gehäuse („Faraday-Käfig“) aus einem nicht zu weitmaschigen Drahtnetz. Es hält praktisch schon alle Feldlinien vom Innenraum fern. Das erläutert die in Abb. 128 dargestellte Anordnung.

Ohne den Käfig zeigt das statische Voltmeter einen großen Ausschlag. Mit dem Käfig zeigt das Voltmeter keinerlei Spannung an. Die Feldlinien können den Innenraum des Käfigs nicht erreichen. Man kann die Spannung der Maschine steigern und zwischen den Kugeln und dem Käfig klatschende Funken überspringen lassen. Das Innere des Gehäuses bleibt funkenfrei. Denn zur Ausbildung eines Funkens muß vorher ein Feld vorhanden gewesen sein.

Während des Funkenüberganges werden die Wände des Gehäuses von einem schwachen Strom durchflossen. Dadurch entsteht nach dem Ohmschen Gesetz zwischen den Enden der Strombahn eine Spannung. Diese Spannung erzeugt auch ein Feld innerhalb des Gehäuses. Doch ist es sehr schwach, und daher macht es sich nicht durch eine Influenzierung auf das Voltmeter bemerkbar.

Der Käfigschutz spielt im Laboratorium und in der Technik eine erhebliche Rolle. Die Technik benutzt ihn als Blitzschutz. Sie umkleidet z. B. Pulvermagazine mit einem weitmaschigen Drahtnetz. Nur darf sie nicht als weitere Sicherheitsmaßregel isoliert die Wasserleitung eines Löschhydranten einführen. Dann springt natürlich der Blitz vom Drahtkäfig durch das Haus zur Wasserleitung, und das Unglück ist da. Die Praxis hat mit solchen Anordnungen nicht gerade ruhmreiche Erfahrungen gesammelt!

Ein Hohlraum mit einem isoliert eingeführten Leiter ist kein Käfigschutz, sondern ein Kondensator. Das ist später vor allem bei den schnell wechselnden Feldern der elektrischen Schwingungen zu beachten.

§ 40. Messung kleiner Zeiten mit Hilfe des Feldzerfalles. Es handelt sich um eine Anwendung der Kondensatorgleichung  $q = C \cdot U$ . — Es soll die Flugzeit einer Pistolenkugel längs weniger Zentimeter Flugbahn bestimmt werden.

Zur Erläuterung des Verfahrens geben wir zunächst eine mechanische Analogie. In Abb. 129 sei  $a$  ein Wasserbassin,  $Z$  der Zufluß-,  $A$  der Abflußbahn. Anfänglich seien beide Hähne offen. Dann stellt sich im Gleich-

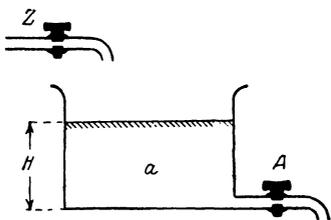


Abb. 129. Wassermodell zur Erläuterung einer elektrischen Zeitmessung.



Abb. 130. Messung der Geschwindigkeit einer Pistolenkugel.

gewicht eine gewisse Wasserhöhe  $H$  her; hängt doch die Ausflußgeschwindigkeit von der Höhe  $H$  ab. Jetzt schließen wir erst den Zufluß  $Z$ , dann  $\Delta t$  Sekunden später den Abfluß  $A$ . Dabei senkt sich der Wasserspiegel um die kleine Strecke  $\Delta H$ . Diese Höhenabnahme  $\Delta H$  ist der Zeit  $\Delta t$  proportional.

Die Übertragung dieser einfachen Zeitmessung ins Elektrische ist in Abb. 130 erläutert. An die Stelle des Wasserbehälters tritt der Kondensator  $KA$ . Der Zufluß der negativen elektrischen Substanz erfolgt durch die Leitung  $1$ , der Abfluß durch die Leitung  $2$ . Diese enthält einen Widerstand  $R$ . Statt der Hähne ist in beiden Leitungen ein Stanniolstreifen eingeschaltet. Die Pistolenkugel durchschlägt erst den Stanniolstreifen  $1$  und sperrt den Zufluß. Am Ende der Flugstrecke  $s$  durchschlägt sie den Streifen  $2$  und versperrt auch den Abfluß. Während der Flugzeit  $\Delta t$  sinkt die Kondensatorspannung in Analogie zur Wasserstandshöhe um den kleinen Betrag  $\Delta U$ . Der durch den Widerstand  $R$  abfließende Strom  $I$  ist dabei praktisch konstant. Er transportiert nach § 20 die Elektrizitätsmenge  $q = I \cdot \Delta t = C \cdot \Delta U$  durch den Widerstand hindurch.

Nach dem Ohmschen Gesetz, Gleichung (1), ist  $I = U/R$ , also haben wir für die Flugzeit

$$\Delta t = CR \cdot \frac{\Delta U}{U}. \tag{43}$$

Für einen praktischen Versuch machen wir  $C = 2 \cdot 10^{-7}$  Farad (technischer Papierkondensator),  $R = 5 \cdot 10^4$  Ohm,  $U = 200$  Volt. Wir beobachten für  $s = 10$  cm (= 0,1 m) Flugbahn eine Spannungsabnahme  $\Delta U$  von 10 Volt. Das gibt für die Flugzeit  $\Delta t$  den Wert  $5 \cdot 10^{-4}$  Sekunden. Dem entspricht eine Geschwindigkeit  $v = 0,1/5 \cdot 10^{-4} = 200$  m/sek.

§ 41. Messung großer Widerstände mit Hilfe des Feldzerfalls. Im vorigen Paragraphen war die Spannungsabnahme  $\Delta U$  als sehr klein und der gleichzeitig fließende „Entladungsstrom“ als konstant angesehen worden. Ohne diese Beschränkung muß man schreiben:

$$-dq = Idt = -CdU,$$

$$dt = -CR \frac{dU}{U} \quad \text{und} \quad \ln \frac{U}{U_0} = -\frac{t}{CR},$$

$$U = U_0 e^{-\frac{t}{CR}} \quad (44) \quad \text{oder} \quad I = I_0 e^{-\frac{t}{CR}}, \quad (45)$$

d. h. Spannung und Strom nehmen beim Feldzerfall exponentiell mit der Zeit ab. Das Beispiel eines solchen Verlaufes findet man in Abb. 72. Spannung oder Strom mögen in der „Halbwertszeit“  $t_h$  von einem beliebigen Anfangswerte auf die Hälfte dieses Wertes abgesunken sein. Dann ist der Widerstand des das Feld zerstörenden Leiters

$$R = \frac{1}{0,694} \cdot \frac{t_h}{C}. \quad (46)$$

Zahlenbeispiel: In Abb. 72 war  $C = 5 \cdot 10^{-8}$  Amperesek./Volt oder Farad;  $t_h = 2$  Sekunden; folglich betrug der Widerstand  $R$  des eingeschalteten Holzstückes  $5,8 \cdot 10^7$  Volt/Amperere oder Ohm. — Dies Verfahren der Widerstandsmessung ist für Widerstände von etwa  $10^7$  Ohm aufwärts praktisch das einzig brauchbare.

§ 42. Statische Voltmeter mit Hilfsfeld. In der Meßtechnik reicht gelegentlich die Empfindlichkeit der sonst so vorzüglichen Zweifadenvoltmeter nicht aus. Man greift dann zu statischen Voltmetern „mit Hilfsfeld“. Die verbreitetsten Ausführungen sind das Einfadenvoltmeter und das Quadrantenvoltmeter. Beide Instrumente sind lediglich technische Varianten des für unseren Fundamentalversuch gebrauchten Apparates (Abb. 98).

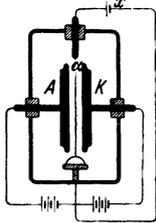


Abb. 131. Einfaden- oder Saitenvoltmeter.  $x$  unbekannte, zu messende Spannung.

Die Abb. 131 gibt das Einfadenvoltmeter. Die beiden Kondensatorplatten  $AK$  sind durch zwei Schneiden ersetzt, der scheibenförmige Elektrizitätsträger  $\alpha$  durch einen feinen, von einem Quarzbügel gespannten Platinhaardraht  $\alpha$ .

Die Abb. 132 gibt das Einfadenvoltmeter. Die beiden Kondensatorplatten  $AK$  sind durch zwei Schneiden ersetzt, der scheibenförmige Elektrizitätsträger  $\alpha$  durch einen feinen, von einem Quarzbügel gespannten Platinhaardraht  $\alpha$ . Die

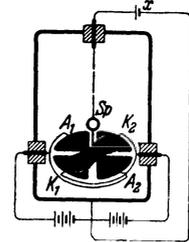


Abb. 132. Quadrantenvoltmeter.  $x$  unbekannte, zu messende Spannung.

Fadenbewegung wird mikroskopisch abgelesen.  $1/100$  Volt ist noch gut meßbar, die Einstelldauer zählt nach Zehntelsekunden.

Die Abb. 132 zeigt das Quadrantenvoltmeter. Bei ihm läßt eine radiale Symmetrie der Anordnung nur Drehbewegungen entstehen. An die Stelle der Kondensatorplatten  $A$  und  $K$  in Abb. 98 treten je zwei Metallplatten  $A_1, A_2, K_1, K_2$  in Quadrantenform, an die Stelle des scheibenförmigen Elektrizitätsträgers eine drehbar aufgehängte Metall-„Nadel“ eigentümlich geschnittener Form. Die Ablesung erfolgt meist mit Spiegel  $Sp$  und Lichtzeiger. Die Empfindlichkeit geht bis zu etwa  $10^4$  Skalenteile/Volt. Dafür ist die Einstelldauer sehr lang, entsprechend der nach vielen Sekunden zählenden Schwingungsdauer des drehbaren Systems. — Dieser Nachteil wird von einer modernen Konstruktion vermieden. Sie benutzt eine winzige Nadel an beiderseitig gespanntem Faden und Mikroskopablesung.

## V. Materie im elektrischen Feld.

**Vorbemerkung.** Wir haben im Sinne idealisierender Grenzfälle die Materie in Leiter und Isolatoren eingeteilt. In Leitern bricht ein elektrisches Feld zusammen, Isolatoren können als „Dielektrikum“ vom elektrischen Felde durchsetzt werden. Dies Kapitel behandelt „Dielektrika“ im elektrischen Felde. Sein Inhalt ist für das Verständnis der übrigen nicht erforderlich. Der

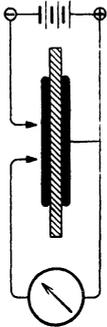


Abb. 133. Messung der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$ .

einzige für die andern Kapitel unentbehrliche Punkt ist bereits in § 26 vorweggenommen worden. Dies Kapitel geht in mehreren Paragraphen über den Rahmen einer „Einführung“ hinaus und setzt in § 48 einige Kenntnisse aus dem Gebiet der Atomphysik voraus.

**§ 43. Begriffsbildung.** Bisher galt unsere Darstellung dem elektrischen Felde im leeren Raum. Die Anwesenheit der Luftmoleküle war von ganz untergeordneter Bedeutung. Ihr Einfluß macht sich erst in der 4. Dezimale mit 6 Einheiten bemerkbar. Anders bei isolierenden Stoffen mit enger Molekülpackung, also bei Flüssigkeiten und Festkörpern. Als Dielektrikum zwischen die Platten eines Kondensators gebracht (Abb. 133), erhöhen sie die Verschiebungsdichte  $\mathfrak{D} = q/F$  und die Kapazität  $C = q/U$  in auffälliger Weise. An diese Tatsache anknüpfend, definiert man im Elementarunterricht den Begriff Dielektrizitätskonstante<sup>1)</sup> durch das Verhältnis

$$\epsilon = \frac{\text{Kapazität des mit Materie gefüllten Kondensators}}{\text{Kapazität des leeren Kondensators}}. \quad (47a)$$

Die Zunahme der Kapazität  $C$  und der Verschiebungsdichte  $\mathfrak{D}$  deutet man als eine Einwirkung des im Inneren der Materie vorhandenen elektrischen Feldes auf die Moleküle der eingefüllten Materie. Dieser Satz bekommt jedoch erst einen Inhalt, wenn der Begriff „elektrisches Feld im Inneren der Materie“ durch ein Meßverfahren definiert worden ist. Zu dieser Definition gelangt man an Hand eines Versuches.

In Abb. 134 enthält der Füllstoff einen den Feldlinien parallelen Kanal von beliebigem, aber konstantem Querschnitt. Der über dem Kanal gelegene Teil der einen Kondensatorplatte ist von den übrigen durch einen schmalen Schlitz getrennt. Man kann daher die Verschiebungsdichte  $\mathfrak{D}_{\text{lk}} = q/F$  in diesem Längskanal messen. Man findet sie unabhängig von der Weite des Längskanals ebenso groß wie im leeren Kondensator.

Das Ergebnis erweitert man in Gedanken auf einen engen, für Messungen nicht mehr ausreichenden Längskanal. Das in einem solchen gedachten Längskanal herrschende Feld nennt man das elektrische Feld „im Inneren der Materie“. Seine Verschiebungsdichte nennt man  $\mathfrak{D}_{\text{lk}}$ , seine Feldstärke  $\mathfrak{E}_{\text{lk}}$ . Bei dieser Festsetzung ist die Materie durchaus als Kontinuum aufgefaßt worden. Im atomistischen Bilde läuft der gedachte Längskanal zwischen den Molekülen und nicht etwa durch Moleküle hindurch.

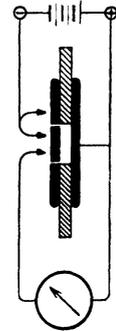


Abb. 134. Zur Definition des elektrischen Feldes im Inneren der Materie.

<sup>1)</sup> Ein kürzerer Name, etwa „Dekonstante“, wäre vorzuziehen.

In Abb. 134 ist der Kondensator längs des ganzen Plattenabstandes gefüllt. In diesem Sonderfall findet man  $\mathfrak{E}_{lk}$  und  $\mathfrak{D}_{lk}$  also ebenso groß wie im leeren Kondensator. Das darf man aber ja nicht verallgemeinern. Bei einer nur teilweisen Füllung, wie z. B. in § 45, ist diese Übereinstimmung keineswegs vorhanden.

Nach der Klärung dieses entscheidenden Punktes bringen wir in den Gl. (47—50) einige wichtige Definitionen. Sie sind allgemein für homogene Felder gültig. In ihnen bedeutet  $\mathfrak{D}_m$  die mit Materie gemessene Verschiebungsdichte (z. B. Abb. 133). Für praktische Messungen ist ein Sonderfall besonders einfach: Der Kondensator wird sowohl längs des ganzen Plattenabstandes mit Materie angefüllt als auch leer benutzt. Man mißt in bekannter Weise nacheinander die Verschiebungsdichte des ganz gefüllten Kondensators und die Verschiebungsdichte des leeren Kondensators. In diesem Sonderfall darf man in den folgenden Definitionsgleichungen den Index lk als „leerer Kondensator“ lesen. In diesem Sonderfall ist also  $\mathfrak{E}_{lk} = \mathfrak{E} = U/l$  und  $\mathfrak{D}_{lk} = \epsilon_0 \cdot \mathfrak{E}$ . Die Definitionsgleichungen lauten:

1. Die Dielektrizitätskonstante

$$\epsilon = \frac{\text{Verschiebungsdichte } \mathfrak{D}_m \text{ mit Materie}}{\text{Verschiebungsdichte } \mathfrak{D}_{lk}}. \quad (47)$$

Die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  ist also eine dimensionslose Zahl.

2. Die Elektrisierung

$$\mathfrak{P} = \mathfrak{D}_m - \mathfrak{D}_{lk} = \mathfrak{E}_{lk} \epsilon_0 (\epsilon - 1). \quad (48)$$

Die Elektrisierung ist also die zusätzliche, von der Materie herrührende Verschiebungsdichte. Ihre Einheit ist 1 AmpereSek./m<sup>2</sup>.

Gleichwertig ist eine andere Definition: Es ist die Elektrisierung

$$\mathfrak{P} = \frac{\mathfrak{M}}{V} = \frac{\text{elektrisches Moment}}{\text{Volumen}}. \quad (49)$$

Herleitung: Wir denken uns eine Kiste (Basisfläche  $F$ , Länge  $l$ ) homogen elektrisiert. Dann ist die Ladung an ihren Grenzflächen  $q = \mathfrak{P}F$ . Ferner ist nach Gleichung (33) von S. 44 ihr elektrisches Moment  $\mathfrak{M} = q \cdot l = \mathfrak{P} \cdot Fl = \mathfrak{P} \cdot V$ ; folglich  $\mathfrak{P} = \mathfrak{M}/V$ .

3. Die elektrische Suszeptibilität

$$\xi = \epsilon - 1 = \frac{\text{Elektrisierung } \mathfrak{P} \text{ der Materie}}{\text{Verschiebungsdichte } \mathfrak{D}_{lk}}. \quad (50)$$

Das Verhältnis der Suszeptibilität  $\xi$  zur Dichte  $\rho$  wird spezifische elektrische Suszeptibilität  $\chi$  genannt, also

$$\chi = \frac{\xi}{\rho} = \frac{\epsilon - 1}{\rho}. \quad (50a)$$

§ 44. Verfahren zur Messung elektrischer Stoffwerte für polare und unpolare Stoffe. Mit Hilfe der drei in § 43 definierten Begriffe kann man das elektrische Verhalten aller Isolatoren quantitativ erfassen. Zur Ausführung der erforderlichen Messungen genügt im Prinzip das in Abb. 133 erläuterte Verfahren. Man mißt also die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  gemäß Gl. (47a).

Für die praktische Ausführung dieser Messungen kann man natürlich mannigfache Abwandlungen angeben. Meist benutzt man statt nur eines Stromstoßes beim Entladen oder Laden des Kondensators eine periodische Folge solcher Stromstöße. Man erhält sie mit Hilfe von „Wechselströmen“. Außerdem steigert man die Empfindlichkeit nach dem Schema der „Differenz“- oder „Nullmethoden“, z. B. irgendeiner „Brückenschaltung“ (Abb. 135).

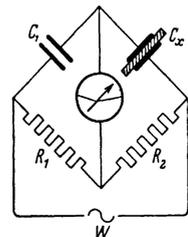


Abb. 135. Brückenschaltung zur Vergleichung zweier Kapazitäten.

Die Tabelle 1 gibt einige so gemessene Zahlenwerte.

Tabelle 1.

Substanz	Relative, auf Luft = 1 bezogene Dielektrizitätskonstante $\epsilon$	Substanz	Relative, auf Luft = 1 bezogene Dielektrizitätskonstante $\epsilon$
Flüssige Luft . . . . .	1,5	Paraffin . . . . .	2,3
Eis . . . . .	3,1	Bernstein . . . . .	2,8
Schwefel . . . . .	4,0	Hartgummi . . . . .	etwa 2,9
Quarz . . . . .	4,5	Gläser . . . . .	etwa 5,5–7
Diamant . . . . .	5,5	Keramische Kunststoffe, z. B. „Kondensa“ . . . . .	bis 80
Wasser . . . . .	81		
Petroleum . . . . .	1,9–2,3		

Bei den meisten Stoffen hängt die Dielektrizitätskonstante in recht verwickelter Weise von der Temperatur ab, doch kann man zwei Gruppen im Sinne einfacher Grenzfälle herausgreifen. In der ersten ist die spezifische Suszeptibilität<sup>1)</sup>  $\chi = \xi/\rho$  von der Temperatur unabhängig. Solche Stoffe nennt man unpolare. Im atomistischen Bilde heißt es: Die Moleküle unpolare Stoffe haben für sich allein kein elektrisches Moment; ihr Moment entsteht erst unter der Einwirkung des elektrischen Feldes durch einen Influenzvorgang, Abb. 97. Die an sich unpolaren Moleküle werden durch die Influenz „elektrisch deformiert“.

In der zweiten Gruppe sinkt die spezifische Suszeptibilität  $\chi = \xi/\rho$  mit wachsender Temperatur. Solche Stoffe heißen „polare“. In einfachen Grenzfällen gilt die Beziehung

$$\chi = \frac{\text{const}}{T_{\text{abs}}}.$$

Deutung: Die Moleküle sind nicht nur wie die unpolaren Moleküle elektrisch deformierbar, sondern sie besitzen außerdem schon unabhängig vom äußeren elektrischen Feld ein permanentes elektrisches Moment  $w_p$ . Das äußere elektrische Feld sucht diese regellos orientierten kleinen Dipole in seine Richtung einzustellen: Dem wirkt aber die molekulare Wärmebewegung entgegen und dreht die Dipole wieder aus der Feldrichtung heraus. Quantitative Einzelheiten folgen in § 48.

**§ 45. Entelektrisierung.** — **Das elektrische Feld in Hohlräumen.** Bei den bisherigen Versuchen war das elektrische Feld des Kondensators in seiner ganzen Länge mit dem Dielektrikum ausgefüllt. Das elektrische Feld „im Innern“ der Materie, also in einem fiktiven Längskanal, war mit dem des leeren Kondensators identisch. Infolgedessen durften wir

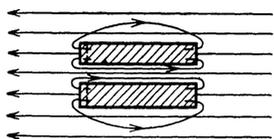


Abb. 136. Entelektrisierung durch influenzierte Ladungen.

$$\mathcal{E}_{\text{lk}} = \mathcal{E} = U/l \quad \text{und} \quad \mathcal{D}_{\text{lk}} = \mathcal{D} = \epsilon_0 \mathcal{E}$$

setzen.

Ganz anders bei einem begrenzten Stück eines Dielektrikums im elektrischen Felde, etwa dem zylindrischen Stück in Abb. 136. Auch hier ist ein Längskanal frei gelassen. In diesem Längskanal ist das elektrische Feld viel kleiner als im leeren Kondensator. Grund: Auf den Enden des Zylinders sitzen influenzierte Ladungen, und von diesen laufen Feldlinien dem Kondensatorfeld entgegen durch den Kanal hindurch. Im Kanal findet sich nur noch die Verschiebungsdichte

$$\mathcal{D}_{\text{lk}} = \mathcal{D} - N\mathfrak{P}. \quad (52)$$

<sup>1)</sup> Die spezifische elektrische Suszeptibilität  $\chi$  kann man nach Belieben in  $\text{m}^3/\text{kg}$  oder in  $\text{m}^3/\text{Kilomol}$  angeben. Das letztere ist das zweckmäßigere. Vgl. Tabelle 4 auf S. 102.

Dabei bedeutet  $N\mathfrak{P}$  den von den gegenläufigen Feldlinien herrührenden und daher abzuziehenden Anteil. Dieser Anteil ist der Elektrizierung  $\mathfrak{P}$  des Stückes proportional, und der Faktor  $N$  berücksichtigt die äußere Gestalt des Stückes (ob Zylinder, Kugel usw.). Ebenso ist die Feldstärke im Längskanal nicht mehr  $\mathfrak{E}_{\text{lk}} = \mathfrak{E} = U/l$ , sondern nur noch

$$\mathfrak{E}_{\text{lk}} = \mathfrak{E} - \frac{N}{\epsilon_0} \cdot \mathfrak{P} \tag{53}$$

oder mit Gl. (48) von S. 55

$$\mathfrak{E}_{\text{lk}} = \frac{\mathfrak{E}}{1 + N(\epsilon - 1)}. \tag{54}$$

Im Sonderfall eines kugelförmigen Versuchsstückes ist  $N = 1/3$  und somit in seinem Innern die Feldstärke

$$\mathfrak{E}_{\text{lk}} = \mathfrak{E} \cdot \frac{3}{\epsilon + 2}. \tag{55}$$

Beim nachträglichen Ausfüllen des Längskanals steht also für die Erzeugung der Elektrizierung nur noch ein geschwächtes Feld zur Verfügung. Ein in Richtung der Feldlinien begrenztes Versuchsstück bekommt also eine kleinere Elektrizierung als ein Versuchsstück von der ganzen Länge der Feldlinien. Diese Beeinträchtigung seiner Elektrizierung nennt man die Entelektrisierung.

Im allgemeinen wird das Feld im Innern des Versuchsstückes nicht nur geschwächt, sondern auch inhomogen gemacht. In Stücken jedoch von der Gestalt eines Rotationsellipsoids bleibt das Feld homogen. Das ist für die Grenzfälle „flache Platte“ und „langer Zylinder“ evident. Der allgemeine Beweis führt hier zu weit. Für Rotationsellipsoide findet man den „Entelektrisierungsfaktor“  $N$  in Tabelle 2. — In der Meßtechnik ersetzt man meist schlanke Ellipsoide durch schlanke Zylinder.

Tabelle 2.

Länge Dicke	0 (Platte)	1 (Kugel)	10	20	50	100	500	$\infty$ endloser Draht
Entelektrierungs- oder Entmagnetisierungsfaktor $N$	1	$1/3$	0,0203	0,0068	0,0014	0,0004	0,000024	0

Im Schrifttum werden diese Zahlenwerte meistens mit dem Faktor  $4\pi$  verziert. Man schreibt also als Entmagnetisierungsfaktor einer Kugel nicht  $1/3$  sondern  $4\pi/3$ .

Wichtig ist auch der umgekehrte Fall. Ein Kondensatorfeld ist mit Ausnahme eines kleinen Hohlräume ganz mit Materie angefüllt. Dann muß man in Gl. (48) v. S. 55 außerhalb des Hohlräume an seiner Stirnfläche  $\mathfrak{E}_{\text{lk}} = \epsilon^{-1} \cdot \mathfrak{E}_{\text{Hohlraum}}$  setzen und schreiben

$$\mathfrak{P} = \frac{\epsilon_0(\epsilon - 1)}{\epsilon} \cdot \mathfrak{E}_{\text{Hohlraum}}. \tag{48a}$$

Begründung: Man denke sich in Abb. 137 den schraffierten Bereich mit einem Stoff 1 angefüllt, die Blase mit einem Stoff 2. Die zugehörigen Dielektrizitätskonstanten seien  $\epsilon_1$  und  $\epsilon_2$  und die Feldstärken im Innern dieser beiden Stoffe  $\mathfrak{E}_{\text{lk}1}$  und  $\mathfrak{E}_{\text{lk}2}$ . Die Verschiebungsdichten  $\mathfrak{D}_1$  und  $\mathfrak{D}_2$  müssen gleich sein, also

$$\epsilon_1 \cdot \mathfrak{E}_{\text{lk}1} = \epsilon_2 \mathfrak{E}_{\text{lk}2}. \tag{56}$$

Im Sonderfall einer leeren Blase ist  $\epsilon_2 = 1$  und  $\mathfrak{E}_{\text{lk}2} = \mathfrak{E}_{\text{Hohlraum}}$ . Ferner kann man den Index 1 fortlassen und erhält

$$\mathfrak{E}_{\text{lk}} = \epsilon^{-1} \cdot \mathfrak{E}_{\text{Hohlraum}}.$$

Innerhalb des Hohlräume ist das elektrische Feld stärker als im leeren Kondensator. Für Hohlräume in Gestalt eines Rotationsellipsoides Abb. 137 gilt z. B.

$$\mathfrak{E}_{\text{Hohlraum}} = \mathfrak{E} + \frac{N}{\epsilon_0} \cdot \mathfrak{P} \tag{53a}$$

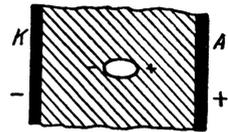


Abb. 137. Hohlraum in einem elektrisierten Dielektrikum.

oder mit Gl. (48a)  $\mathfrak{E}_{\text{Hohlraum}} = \varepsilon \mathfrak{E} / [\varepsilon - N(\varepsilon - 1)]$  (54a)

und innerhalb eines kugelförmigen Hohlraumes

$$\mathfrak{E}_{\text{Hohlkugel}} = \mathfrak{E} \cdot \frac{3\varepsilon}{2\varepsilon + 1}. \quad (55a)$$

Die Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon$  wurde auf S. 55 durch die Gl. (47) definiert. — An Gl. (54a) anknüpfend, kann man der Definitionsgleichung für  $\varepsilon$  eine andere, in der theoretischen Physik oft benutzte Form geben. Man denkt sich den Hohlraum einmal als flachen, zur Feldrichtung senkrechten Schlitz, Kennwort „Querschlitz“, das andere Mal als einen langen dünnen, der Feldrichtung parallelen Längskanal. Dann gilt für die Dielektrizitätskonstante

$$\varepsilon = \frac{\text{elektrische Feldgröße im Querschlitz}}{\text{elektrische Feldgröße im Längsschlitz}}.$$

Als Feldgröße kann man im Zähler und im Nenner nach Wahl entweder die Verschiebungsdichte  $\mathfrak{D}$  (also influenzierte Ladung/Fläche) oder die Feldstärke  $\mathfrak{E}$  (also Spannung/Länge) benutzen. In der theoretischen Physik macht man beide Größen leider noch oft durch Wahl spezieller Einheiten sowohl ihrem Zahlenwert als auch ihrer Dimension nach gleich.

Beweis bei Anwendung der Feldgröße  $\mathfrak{E}$ . Im Querschlitz ist der Entelektrisierungsfaktor so groß wie für eine Platte, also  $N=1$ ; im Längskanal ist  $N=0$ ; somit liefert Gl. (54a)

$$\frac{\mathfrak{E}_{\text{Querschlitz}}}{\mathfrak{E}_{\text{Längskanal}}} = \frac{\varepsilon \mathfrak{E} / (\varepsilon - \varepsilon + 1)}{\varepsilon \mathfrak{E} / \varepsilon} = \varepsilon. \quad (47) \text{ v. S. 55}$$

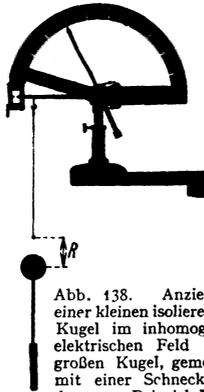


Abb. 138. Anziehung einer kleinen isolierenden Kugel im inhomogenen elektrischen Feld einer großen Kugel, gemessen mit einer Schneckenfederwaage. Beispiel: Bernsteinkugel, Dmr. = 6 mm;  $V = 1,13 \cdot 10^{-7} \text{ m}^3$ ;  $\varepsilon = 2,8$ ; Radius der geladenen Kugel  $r = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m}$ ;  $U = 10^4 \text{ Volt}$ ;  $R = 5 \cdot 10^{-2} \text{ m}$ ; Entelektrisierungsfaktor  $N = \frac{1}{2}$  (Tab. 2);  $\mathfrak{R} = 2,9 \cdot 10^{-4} \text{ Großdyn}$   $\approx 2,9 \text{ Millipond}$ .

§ 46. Polare und unpolare Stoffe in inhomogenen elektrischen Feldern. Alle polaren und unpolaren Stoffe werden in inhomogenen elektrischen Feldern in Gebiete großer Feldstärke hereingezogen. Dahin gehört die älteste elektrische Beobachtung, die Anziehung kleiner Fetzen von Tuch oder Papier durch geladene Körper, z. B. geriebenen Bernstein. Die Entelektrisierung macht die quantitative Behandlung dieses Vorganges recht verwickelt. Sie gelingt nur für einfach gestaltete Körper, z. B. für die Anziehung einer kleinen isolierenden Kugel (Volumen  $V$ ) durch eine große geladene Kugel (Radius  $r$ ). Man findet im Abstand  $R$  der Kugelzentren die Kraft

$$\mathfrak{R} = \frac{6r^2 V \varepsilon_0 (\varepsilon - 1)}{\varepsilon + 2} \cdot \frac{U^2}{R^5}. \quad (59)$$

Die Kraft sinkt also mit der fünften Potenz des Abstandes! Die Abb. 138 gibt ein Zahlenbeispiel:

Herleitung von Gl. (59): Gl. (40) v. S. 45 und (49) v. S. 55 ergeben

$$\mathfrak{R} = \mathfrak{W} \frac{\partial \mathfrak{E}_R}{\partial R} = \mathfrak{P} V \cdot \frac{\partial \mathfrak{E}_R}{\partial R}. \quad (57)$$

Am Beobachtungsort ist nach Gl. (12) v. S. 33

$$\mathfrak{E}_R = \frac{U}{r} \cdot \frac{r^2}{R^2} = \frac{U r}{R^2} \quad (57) \quad \text{und} \quad \frac{\partial \mathfrak{E}_R}{\partial R} = -\frac{2U r}{R^3}. \quad (58)$$

Die Elektrizierung der kleinen Kugel ist

$$\mathfrak{P} = \mathfrak{E}_{\text{ik}} \varepsilon_0 (\varepsilon - 1) \quad (48) \text{ v. S. 55}$$

und die im Innern der Kugel herrschende Feldstärke

$$\mathfrak{E}_{\text{ik}} = \mathfrak{E}_R \cdot \frac{3}{\varepsilon + 2}. \quad (53b) \text{ v. S. 57}$$

Die Zusammenfassung von (53b) und (57) bis (58) ergibt (59).

**§ 47. Die molekulare elektrische Polarisierbarkeit.** Das unterschiedliche Verhalten unpolarer und polarer Stoffe ist in § 44 schon qualitativ gedeutet worden. Die quantitative Deutung ist für das Verständnis des Molekülbaues und damit für die Chemie sehr wichtig geworden. Für sie braucht man den Begriff der molekularen elektrischen Polarisierbarkeit.

Im Innern eines Körpers vom Volumen  $V$  sei die Feldstärke  $\mathfrak{E}_{\text{lk}}$  und erteile dem Körper eine homogene Elektrisierung

$$\mathfrak{P} = \mathfrak{E}_{\text{lk}} \varepsilon_0 (\varepsilon - 1). \quad (48) \text{ v. S. 55}$$

Durch diese Elektrisierung bekommt der Körper parallel zur Feldrichtung das elektrische Moment  $\mathfrak{M}$ . Dann gilt

$$\mathfrak{P} = \mathfrak{M}/V. \quad (49) \text{ v. S. 55}$$

Im atomistischen Bilde deutet man das gesamte elektrische Moment  $\mathfrak{M}$  als Summe der Beiträge  $w$  von  $n$  einzelnen Molekülen, also

$$\mathfrak{P} = w \cdot n/V. \quad (49a)$$

Das Verhältnis  $n/V$  ist die Molekülzahldichte. Für sie gilt

$$\boxed{n/V = N_v = N\rho} \quad (60)$$

( $N$  = spezif. Molekülzahl =  $6,02 \cdot 10^{26}$ /Kilomol;  $\rho$  = Dichte, vgl. S. 286).

Wir fassen (48), (49a) und (60) zusammen und erhalten

$$w = \frac{\mathfrak{P}}{N_v} = \frac{\mathfrak{E}_{\text{lk}} \varepsilon_0 (\varepsilon - 1)}{N\rho}. \quad (61)$$

Diese Beiträge  $w$  können nach § 44 auf zweierlei Weise zustande kommen: 1. durch Polarisierung an sich unpolare, aber elektrisch deformierbare Moleküle; 2. durch teilweise Ausrichtung polarer Moleküle.

Experimentell findet man  $\varepsilon$  konstant, also die Beiträge  $w$  der auf die Moleküle wirkenden Feldstärke  $\mathfrak{E}_w$  proportional. Aus diesem Grunde bildet man das Verhältnis

$$\frac{w}{\mathfrak{E}_w} = \alpha \quad (62)$$

und nennt  $\alpha$  die molekulare elektrische Polarisierbarkeit.

Als wirksame Feldstärke  $\mathfrak{E}_w$  benutzt man für Gase, Dämpfe und verdünnte Lösungen die in Gl. (48) vorkommende Feldstärke  $\mathfrak{E}_{\text{lk}}$ . Ihre Bedeutung ist auf S. 54 klargestellt worden. Man setzt also  $\mathfrak{E}_w = \mathfrak{E}_{\text{lk}}$  und erhält so aus Gl. (61)

$$\alpha = \frac{\varepsilon_0 (\varepsilon - 1)}{N_v} \quad (63)$$

oder nach Einführung der Suszeptibilität  $\xi = (\varepsilon - 1)$

$$\alpha = \frac{\varepsilon_0 \xi}{N_v} = \frac{\varepsilon_0 \xi}{N\rho} \quad (63a)$$

$$\left( \alpha \text{ in } \frac{\text{Ampsek. Meter}}{\text{Volt/Meter}}; \varepsilon_0 = 8,88 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ampsek.}}{\text{Volt} \cdot \text{Meter}}; \rho = \text{Dichte}; N = \frac{6,02 \cdot 10^{26}}{\text{Kilomol}} \right)$$

In Flüssigkeiten und in festen Körpern ist die Gleichsetzung von  $\mathfrak{E}_w$  und  $\mathfrak{E}_{\text{lk}}$  nicht mehr sinnvoll. In ihnen sind die Moleküle eng gepackt, und daher muß man in elektrisierten oder polarisierten Flüssigkeiten und Festkörpern die Wechselwirkung zwischen den Molekülen berücksichtigen. Das geschieht in der von CLAUSIUS und MOSSOTTI gegebenen Gleichung für die molekulare elektrische Polarisierbarkeit

$$\boxed{\alpha = \frac{3\varepsilon_0}{N_v} \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}} \quad (65)$$

[ $N_v = N\rho$ , siehe oben. Für  $\varepsilon \approx 1$  wird Gl. (65) = Gl. (63)].

Herleitung Gl. (65): Wir gehen aus von den Gl. (61) und (62). Sie liefern

$$\alpha = \frac{\mathfrak{P}}{N_v \mathfrak{E}_w} \quad (64)$$

Zur Berechnung der wirksamen Feldstärke  $\mathfrak{E}_w$  faßt man ein einzelnes Molekül  $a$  ins Auge. Die übrigen Moleküle teilt man in zwei Gruppen von ungleicher Größe. Zur ersten kleineren Gruppe zählt man alle Moleküle in der Nachbarschaft von  $a$ . Als Grenze dieses nachbarlichen Bereiches setzt man willkürlich eine Kugeloberfläche mit  $a$  als Zentrum fest. Zur zweiten größeren Gruppe der Moleküle zählt man dann alle übrigen, außerhalb dieser Kugel befindlichen. In amorphen Körpern und regulären Kristallen sind die Nachbarmoleküle innerhalb der gedachten Grenzfläche vom Molekül  $a$  aus gesehen kugelsymmetrisch angeordnet. Daher hebt sich ihr Einfluß auf. Es verbleibt nur der Einfluß der zweiten Gruppe. Das Molekül  $a$  schwebt, bildlich gesprochen, in einem kugelförmigen „Hohlraum“ eines homogen elektrisierten Körpers. Wir haben also die Gl. (53a) v. S. 57 anzuwenden. Zur Bestimmung der Polarisierung dürfen wir aber nicht, wie in einem wirklichen Hohlraum, die Gl. (48a) v. S. 57 benutzen, sondern die ursprüngliche Definitionsgleichung (48) v. S. 55: Die Dielektrizitätskonstanten sind innerhalb und außerhalb des Hohlraums die gleichen und darum nach (56) v. S. 57  $\mathfrak{E}_{ik1} = \mathfrak{E}_{ik2} = \mathfrak{E}$ , somit erhalten wir

$$\mathfrak{P} = \varepsilon_0 \mathfrak{E} (\varepsilon - 1) \quad (48) \text{ v. S. 55}$$

und mit (53a) und  $N = \frac{1}{3}$

$$\mathfrak{E}_w = \mathfrak{E} \frac{\varepsilon + 2}{3}.$$

Einsetzen dieser Werte in die Gl. (64) ergibt Gl. (65).

**§ 48. Das permanente elektrische Moment polarer Moleküle.** Die beiden Gleichungen (63) und (65) lassen die molekulare elektrische Polarisierbarkeit  $\alpha$  recht einfach bestimmen: Man braucht lediglich die Dielektrizitätskonstante  $\varepsilon$  zu messen und die bekannten Werte der Influenzkonstante  $\varepsilon_0$  und der Moleküldichtedichte  $N_v = N_Q$  einzusetzen. Die Tabelle 3 gibt einige Zahlenwerte für die Polarisierbarkeit oder elektrische Deformierbarkeit  $\alpha$  unpolarer Moleküle. Man vergleiche § 108 des Optikbandes.

Die Abb. 139 zeigt die Polarisierbarkeit eines polaren Gases in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur. Aus Messungen dieser Art kann man das permanente elektrische Moment  $w_p$  eines polaren Moleküls berechnen.

Ohne Feld sind die Richtungen von  $w_p$  infolge der Wärmebewegung regellos verteilt. Die Summe der elektrischen Momente  $w_p$  ist im örtlichen und zeitlichen Mittel gleich Null. Ein elektrisches Feld aber gibt den Momenten  $w_p$  eine Vorzugsrichtung. Jedes Molekül bekommt im zeitlichen Mittel eine in die Feldrichtung fallende Komponente  $w$ . Diese Komponente ist der Bruchteil  $x$  des permanenten Momentes  $w_p$ , also

$$w = x \cdot w_p. \quad (66)$$

Dieser Bruch muß ausgerechnet werden. Man findet

$$x \approx \frac{1}{3} \cdot \frac{w_p \cdot \mathfrak{E}_w}{k \cdot T_{\text{abs}}} \quad (67)$$

( $k$  = BOLTZMANNSCHE Konstante =  $1,38 \cdot 10^{-23}$  Wattsek/Grad;  
 $T_{\text{abs}}$  = absolute Temperatur, vgl. Mechanikband § 149).

Der Bruch ist also im wesentlichen gleich dem Verhältnis zweier Energien: Die Arbeit  $w_p \cdot \mathfrak{E}_w$  ist erforderlich, um den Dipol quer zur Feldrichtung zu stellen.  $kT_{\text{abs}}$  ist die thermische Energie, die ein stoßendes Molekül auf den Dipol übertragen kann. Die strenge Rechnung muß nicht nur die Querstellung, sondern alle möglichen Richtungen durch Mittelwertbildung berücksichtigen. Dabei bekommt man näherungsweise den Zahlenfaktor  $\frac{1}{3}$ .

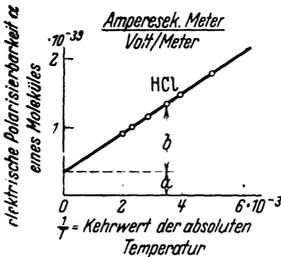


Abb. 139. Polarisierbarkeit eines Dipolmoleküles bei verschiedenen Temperaturen. Der konstante Anteil  $a$  rührt von „Influenz“ oder „Moleküldeformation“ her, der veränderliche  $b$  von der Ausrichtung der thermisch ungeordneten polaren Moleküle. Er allein ist in Gl. (68) einzusetzen.

Tabelle 3. Elektrische Polarisierbarkeit unpolarer Moleküle.

Stoff	Molekulargewicht ( <i>M</i> )	Dichte $\rho$ in $\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	Moleküldichte $N_v = N \cdot \rho$ in $\frac{\text{m}^{-3}}$	Dielektrizitätskonstante $\epsilon$	Elektrische Polarisierbarkeit $\alpha$ in $\frac{\text{Amperesek. Meter}}{\text{Volt/Meter}}$
Schwefelkohlenstoff $\text{CS}_2$	76	1250	$9,9 \cdot 10^{27}$	2,61	$0,94 \cdot 10^{-40}$
Diphenyl $\text{C}_6\text{H}_5\text{—C}_6\text{H}_5$	154	1120	$4,37 \cdot 10^{27}$	2,57	$2,1 \cdot 10^{-40}$
Hexan $\text{C}_6\text{H}_{14}$	86	662	$4,63 \cdot 10^{27}$	1,88	$1,3 \cdot 10^{-40}$

Die Zusammenfassung der Gl. (66), (67) und (62) von S. 59 liefert als permanentes elektrisches Moment des Dipolmoleküls

$$m_p \approx \sqrt{\alpha \cdot 3 k T_{\text{abs}}} \tag{68}$$

Beispiel für das HCl-Molekül: Die Messungen in Abb. 139 liefern als molekulare elektrische Polarisierbarkeit bei 0 Grad C

$$\alpha = 1,05 \cdot 10^{-39} \frac{\text{Amperesek. Meter}}{\text{Volt/Meter}}$$

Einsetzen dieses Wertes in Gl. (68) ergibt als permanentes elektrisches Moment des einzelnen HCl-Moleküls

$$m_p \approx 3,4 \cdot 10^{-30} \text{ Amperesek. Meter.}$$

Man kann sich also das Molekül in elektrischer Hinsicht ersetzt denken durch zwei elektrische Elementarladungen von je  $1,60 \cdot 10^{-19}$  Amperesekunden im Abstände von rund  $0,2 \cdot 10^{-10}$  m. (Zum Vergleich: Die Größenordnung des Moleküldurchmessers ist  $10^{-10}$  m.)

Mit Hilfe des Wertes  $m_p$  läßt sich der Bruchteil  $\alpha$  in Gl. (66) ausrechnen. Die Feldstärke sei groß, nämlich  $\mathfrak{E} = 10^6$  Volt/m und die absolute Temperatur 300 Grad. Dann ergibt sich  $\alpha = 3 \cdot 10^{-4}$ , also  $\ll 1$ . Daher ist der mittlere Beitrag  $m$  der permanenten Momente  $m_p$  zur Elektrisierung  $\mathfrak{P}$  noch der Feldstärke proportional und die Suszeptibilität  $\mathfrak{P}/\epsilon_0 \mathfrak{E} = \xi = (\epsilon - 1)$  konstant. Erst bei sehr tiefen Temperaturen kann sich  $\alpha$  mit wachsender Feldstärke dem Wert 1 nähern und daher die Elektrisierung einem Sättigungswert zustreben.

**§ 49. Elektrostriktion.** Die Polarisation eines Dielektrikums ist stets mit einer — meist geringfügigen — Verformung verknüpft. Sie kann sich als Längenzu- oder -abnahme in Richtung der Feldlinien äußern. Demgemäß unterscheidet man positive und negative Elektrostriktion.

Erhebliche Größe kann die Elektrostriktion in piezoelektrischen Kristallen, z. B. Quarz, erreichen. Eine passend geschnittene Quarzplatte kann, in den Kondensator eines elektrischen Schwingungskreises gebracht, zu erzwungenen Schwingungen angeregt werden. Stimmt die Frequenz des elektrischen Wechselfeldes mit einer Eigenschwingung der Quarzplatte überein, so entstehen erhebliche Amplituden. Solche Quarze benutzt man an Stelle von Stimmgabeln. Sie dienen z. B. zur Herstellung hochfrequenter, meist nicht mehr hörbarer Schallwellen (z. B. Optik § 59). In der Technik geben sie heute das zuverlässigste Mittel, um die Frequenz irgendwelcher Schwingungen konstant zu erhalten. Das geschieht z. B. bei Bau der Quarzuhren (Mechanikband § 50 und § 104) und in größtem Umfange in der Technik der Nachrichtenübermittlung.

Durch die Mitwirkung der Elektrostriktion entstehen in Seignettesalzkristallen sehr bemerkenswerte, dem Ferromagnetismus entsprechende Erscheinungen: In bestimmten Kristallrichtungen und Frequenzbereichen kann man Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon > 2 \cdot 10^4$  beobachten. Dabei wird der Zusammenhang von elektrischer Polarisation und der Verschiebungsdichte des leeren Kondensators durch eine Hysteresisschleife dargestellt.

## VI. Das magnetische Feld.

§ 50. Herstellung verschieden gestalteter magnetischer Felder durch elektrische Ströme (OERSTED, 1820). Die einführende Übersicht des I. Kapitels nannte drei Kennzeichen des Stromes in einem Leiter: 1. das den Leiter umgebende Magnetfeld, 2. die Erwärmung und 3. chemische Veränderungen des Leiters.

Diese drei Kennzeichen sind durchaus nicht gleichwertig. Chemische Änderungen fehlen in den technisch wichtigsten Leitern, den Metallen. Auch die Erwärmung des Leiters kann unter bestimmten Bedingungen fortfallen (Supraleitung, § 113). Aber das Magnetfeld bleibt unter allen Umständen. Das Magnetfeld ist der unzertrennliche Begleiter des elektrischen Stromes.

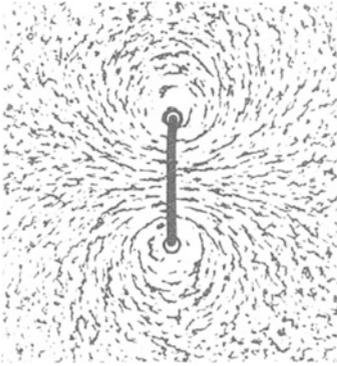


Abb. 140. Magnetische Feldlinien eines stromdurchflossenen Kreisringes, mit Eisenfeilspänen sichtbar gemacht.

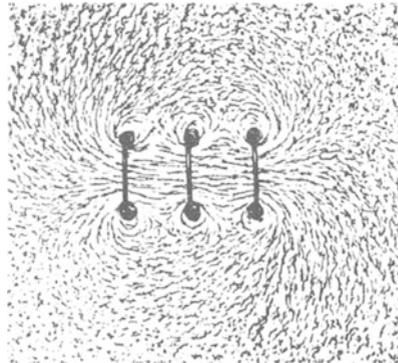


Abb. 141. Magnetische Feldlinien dreier paralleler, von gleichen Strömen durchflossener Kreisringe.

Das Magnetfeld kann genau wie das elektrische Feld im leeren Raum existieren. Die Anwesenheit der Luftmoleküle (vgl. Abb. 55) ist von gänzlich untergeordneter Bedeutung. Auch das Magnetfeld lernen wir nur durch die Erfahrung kennen. Wir beobachten in einem magnetischen Feld andere Vorgänge als in einem gewöhnlichen Raum. Das ist auch hier das Entscheidende. Der wichtigste dieser Vorgänge war uns bisher die kettenförmige Anordnung von Eisenfeilicht in den Bildern magnetischer Feldlinien.

Wir wollen das Magnetfeld jetzt weiter erforschen. Wir beginnen mit der Betrachtung einiger typischer Gestalten des magnetischen Feldes:

Die magnetischen Feldlinien eines langen geraden stromdurchflossenen Leiters sind konzentrische Ringe (Abb. 4).

Für einen kreisförmigen Leiter erhalten wir Feldlinien nach Abb. 140. Die „Kreise“ erscheinen exzentrisch nach außen verdrängt und etwas verformt. Wir stellen eine Reihe Kreiswindungen nebeneinander (Abb. 141). Jetzt überlagern sich die Feldlinienbilder der einzelnen Windungen. Dabei denke man sich jede Windung an eine besondere Stromquelle angeschlossen. Bequemer

schickt man denselben Strom durch alle Windungen. Das macht man am einfachsten durch schraubenförmiges Aufspulen eines Drahtes (vgl. Abb. 142 u. 143).

Eine Kompaßnadel zeigt normalerweise mit einem Ende nach Norden. Man nennt es ihren Nordpol und markiert es durch eine Pfeilspitze. — Im Magnetfeld einer Spule stellt sich die Kompaßnadel überall in die Richtung der Feldlinien (Abb. 142). Die Richtung der Pfeilspitze nennt man vereinbarungsgemäß die positive Feldrichtung.

Dasselbe Feld wie mit einer einzelnen Spule erhält man mit einem Bündel gleich langer, dünner Spulen. Das Bündel muß nur den gleichen Querschnitt ausfüllen, und alle Spulen müssen von Strömen gleicher Amperezahl durchflossen werden. Abb. 144 zeigt ein so experimentell gewonnenes Feldlinienbild. Man vergleiche es mit Abb. 143. Dieser experimentelle Befund ist leicht verständlich. Wir zeichnen in Abb. 145 das Spulenbündel im Querschnitt.

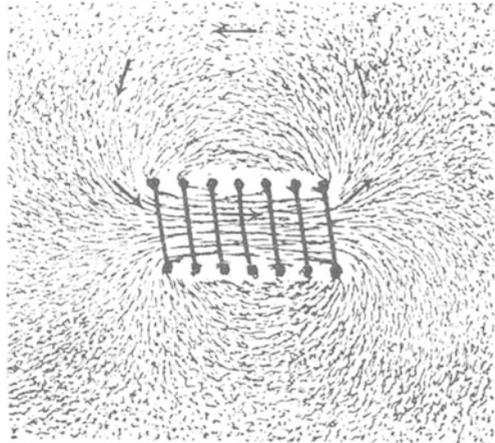


Abb. 142. Magnetische Feldlinien einer gedrungenen, stromdurchflossenen Spule. Die Pfeile bedeuten Kompaßnadeln, die Spitzen deren Nordpole. Man denke sich am Spulenende oben links den + -Pol der Stromquelle.

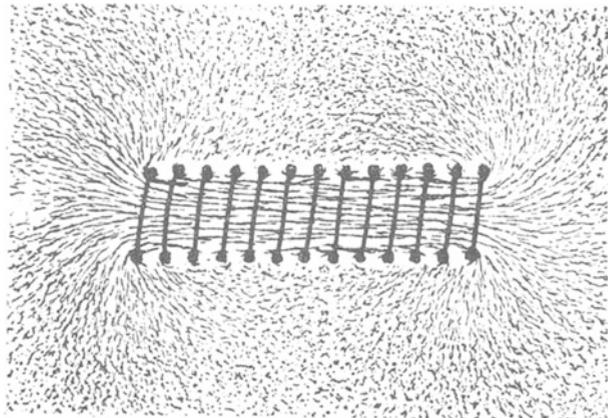


Abb. 143. Magnetische Feldlinien einer gestreckten stromdurchflossenen Spule. Im Innern der Spule ein homogenes Magnetfeld.

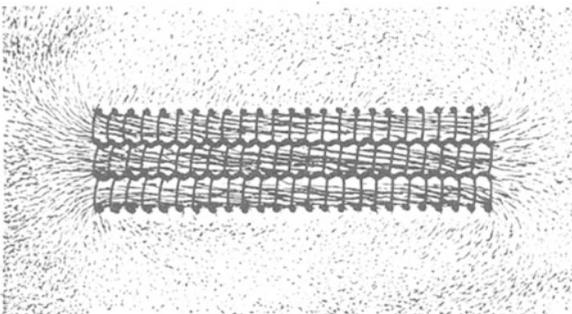


Abb. 144. Magnetfeld eines Spulenbündels. Die Einzelspulen waren bei diesem Modellversuch völlig getrennt. Die zickzackförmige Verbindung wird durch die Anhaftung von Eisenteilchen zwischen benachbarten Drähten vorgetäuscht.

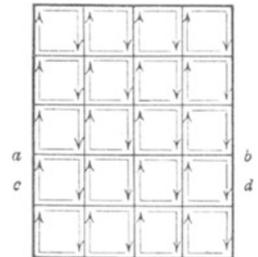


Abb. 145. Schema eines Bündels langer quadratischer Einzelspulen. *ab* Zeichenebene der Abb. 205, *cd* der Abb. 144.

Dabei wählen wir zur Vereinfachung der Zeichnung alle Querschnitte quadratisch. Man sieht in Abb. 145 im Innern überall benachbarte Ströme in einander entgegengesetztem Sinne fließen. Ihre Wirkung hebt sich auf. Es bleibt nur die Wirkung der dick gezeichneten Windungsstücke an der Oberfläche des Spulenbündels. Es bleibt also nur die Strombahn der umhüllenden Spule wirksam.

An den Enden der Spulen gehen Feldlinien in den Außenraum. Sie treten nicht nur durch die beiden Öffnungen der Spule aus, sondern in deren Nähe schon seitlich zwischen den Spulenwindungen hindurch. Diese Austrittsgebiete der Feldlinien bezeichnet man als die Pole der Spule, und zwar in Analogie zum Stabmagneten. Eine stromdurchflossene Spule verhält sich durchaus wie ein Stabmagnet: Horizontal gelagert oder aufgehängt stellt sie sich wie eine Kompaßnadel in die Nord-Süd-Richtung ein. Beim Aufstreuen

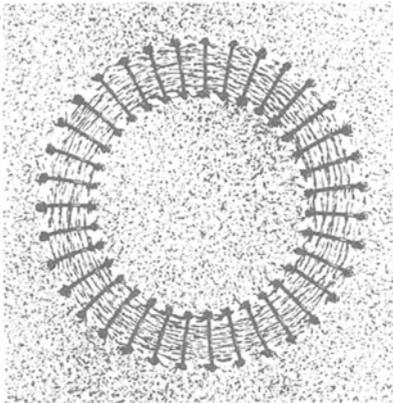


Abb. 146. Magnetische Feldlinien im Felde einer Ringspule.

von Eisenfeilicht hält die Spule an ihren Enden dicke Bärte fest (vgl. Abb. 147). Die mittleren Teile der Spule bleiben von Eisenfeilicht frei. Die Feldlinien treten eben nur an den „Pole“ benannten Gebieten aus. Mit wachsender Länge der stromdurchflossenen Spule treten die als Pole bezeichneten Feldgebiete neben dem Feld im Spulennern immer mehr zurück. Man vergleiche beispielsweise Abb. 142 und Abb. 143.

Es lassen sich auch Spulen vollständig ohne Pole herstellen. Man muß dann die Spulen als geschlossene Ringe wickeln. Abb. 146 zeigt ein Beispiel. Bei diesem ist der Querschnitt der Spulenwindungen überall der gleiche. Doch ist das nicht erforderlich. Durch geeignete Wahl des Abstandes benachbarter Windungen

kann man auch Spulen mit veränderlichem Querschnitt ohne Pole herstellen.

Wir fassen zusammen: Die Gestalt der Magnetfelder stromdurchflossener Leiter wird allein durch die Gestalt dieser Leiter bestimmt.

In langgestreckten Spulen sind die magnetischen Feldlinien im Innern praktisch gerade Linien, abgesehen von den kurzen Polgebieten. Außerdem liegen die Feldlinien in überall gleichem Abstand. Wir haben ein homogenes Feld.

Das homogene Magnetfeld einer gestreckten Spule spielt in der Behandlung des magnetischen Feldes die gleiche Rolle wie das homogene elektrische Feld eines hinreichend flachen Plattenkondensators in der Lehre vom elektrischen Feld. Wir werden es häufig benutzen.

Die von Stahlmagneten ausgehenden Magnetfelder unterscheiden sich in keiner Weise von den Magnetfeldern stromdurchflossener Spulen, d. h. wir können das Magnetfeld jedes Stahlmagneten durch das einer Spule von der Größe und Gestalt des Stahlmagneten ersetzen. Wir müssen nur für richtige Verteilung der Wicklung Sorge tragen. Den Grund für diese Übereinstimmung werden wir in § 53 kennenlernen. Die Abb. 147 zeigt uns die „Polgebiete“ eines von uns oft benutzten permanenten Stabmagneten durch „Bärte“ von Eisenfeilicht sichtbar gemacht.

**§ 51. Die magnetische Feldstärke §. Das Magnetometer.** Wie das elektrische Feld muß man auch das magnetische quantitativ mit einem Vektor

darstellen. Das folgt aus den anschaulichen Vorzugsrichtungen der magnetischen Feldlinien. Man nennt diesen Vektor die magnetische Feldstärke  $\mathcal{H}$ .

Der Betrag einer elektrischen Feldstärke läßt sich in Volt/Meter messen. In entsprechender Weise kann man den Betrag einer magnetischen Feldstärke  $\mathcal{H}$  in Ampere/Meter messen. Auch das ergibt sich wieder an Hand einer neuen experimentellen Erfahrung. Man gewinnt sie mit zwei Hilfsmitteln, nämlich

1. gestreckten Spulen verschiedener Bauart;
2. einem beliebigen Indikator für das magnetische Feld (Magnetoskop).

Der Indikator soll lediglich zwei räumlich oder zeitlich getrennte Magnetfelder als gleich erkennen lassen. Er soll also nicht messen, sondern nur die Gleichheit zweier Felder feststellen.

Als Indikator wählen wir eine kleine<sup>1)</sup> Magnetnadel an der Achse einer Schneckenfederwaage (Abb. 148). Die Ruhelage der Nadel ist durch die Entspannung der Schneckenfeder gegeben.

(Wir vernachlässigen also der Einfachheit halber den Einfluß des magnetischen Erdfeldes.)

Diese Magnetnadel bringen wir in das homogene Feld einer Spule und stellen sie bei entspannter Feder parallel zu den Feldlinien, also parallel der Spulenachse. Alsdann spannen wir die Feder durch Drehung des Zeigers, bis die Nadel zu den Feldlinien, also zu ihrer eigenen Ruhelage, senkrecht steht. Der zur Federspannung benutzte Winkel<sup>2)</sup> wird an der Skala abgelesen. Er ist ein Maß für das zur Senkrechtstellung der Nadel notwendige Drehmoment.

Jetzt ersetzen wir die erste Spule der Reihe nach durch andere. Sie haben andere Querschnitte  $Q$ , verschiedene Längen  $l$  und verschiedene Windungszahlen  $n$ . Einige Spulen sind einlagig, andere mehrlagig. Durch Veränderung des Stromes (Vorschaltwiderstand  $R$ !) stellen wir jedesmal auf das gleiche zur Senkrechtstellung der Kompaßnadel erforderliche Drehmoment ein. Diese Gleichheit der Drehmomente bedeutet Gleichheit der Felder.

Auf diese Weise finden wir experimentell ein sehr einfaches Ergebnis: Die Magnetfelder sind gleich, sobald die Größe

$$\frac{\text{Stromstärke } I \times \text{Windungszahl } n}{\text{Spulenlänge } l}$$

<sup>1)</sup> Die Nadel muß klein gegenüber den Lineardimensionen des Feldes sein, sonst würde sie das Feld merklich verzerren.

<sup>2)</sup> Er ist um  $90^\circ$  kleiner als der Drehwinkel des Zeigers in Abb. 148.

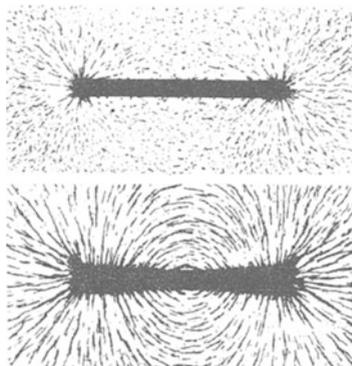


Abb. 147. Bärte von Eisenfeilicht an einer stromdurchflossenen Spule (oben) und einem Stabmagneten von gleicher Gestalt (unten). Vgl. später Abb. 204.

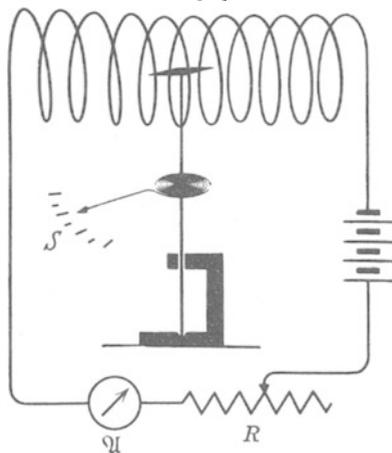


Abb. 148. Magnetfeld einer gestreckten Spule.  $R$  = Regelwiderstand zum Einstellen des Stromes  $I$  in der Feldspule.

die gleiche ist. Der Querschnitt und die Zahl der Windungslagen sind gleichgültig. Das homogene Magnetfeld einer gestreckten Spule wird durch das Verhältnis  $nI/l$  oder in Worten „Stromwindungszahl durch Spulenlänge“ eindeutig bestimmt. Aus diesem Grunde benutzt man das Verhältnis  $nI/l$ , um den Betrag der magnetischen Feldstärke  $\mathfrak{H}$  zu definieren:

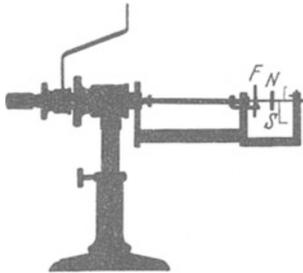


Abb. 149. Technische Ausführung eines Magnetometers mit horizontaler Achse.  $F$  = Schneckenfeder.  $NS$  = Magnetnadel. Rechts von ihr zwei mit der Achse bewegliche und eine feste Marke. Mit ihrer Hilfe stellt man die Magnetnadel ohne Federspannung den Feldlinien parallel und mit Federspannung zu ihnen senkrecht.

Es sei ein Magnetfeld beliebiger Herkunft und Gestalt gegeben. Wir denken uns seine einzelnen, noch praktisch homogenen Bereiche durch das homogene Magnetfeld einer gestreckten Spule ersetzt; dabei denken wir uns die Spulenachse parallel zu den ursprünglich vorhanden gewesenen Feldlinien gestellt. Für diese „Ersatzspule“ bestimmen wir die Größe  $nI/l$ . Sie ist der Betrag der magnetischen Feldstärke  $\mathfrak{H}$ , also

$$\mathfrak{H} = \frac{nI}{l}. \tag{69}$$

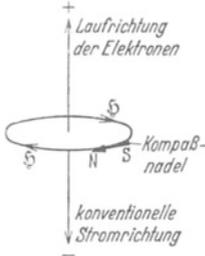


Abb. 149a. Zur Definition der Feldrichtung.

Als Einheit von  $\mathfrak{H}$  benutzen wir 1 Amperewindung/m oder kürzer 1 Ampere/m. Die Vorzeichen ergeben sich aus Abb 149a.

(Üblich ist auch 1 Amperewindung/cm = 100 Amperewindungen/m und 1 Oersted = 79,6 Ampere/m.)

Meßtechnisch kann man auf mannigfache Weise vorgehen. Wir können uns z. B. unser Magnetoskop (Abb. 148) eichen und es dadurch in ein Magnetometer verwandeln. Für diese Eichung variieren wir in einer unserer gestreckten Spulen den Strom  $I$  und somit nach Gleichung (69) die Feldstärke  $\mathfrak{H}$ . Dabei finden wir das zur Senkrechtstellung der Nadel notwendige Drehmoment der Feldstärke  $\mathfrak{H}$  proportional. Beispielsweise entsprechen bei unserem Demonstrationsmodell einem Winkelgrad 50 Ampere/m.

Mit einem so geeichten Magnetometer wollen wir das Magnetfeld eines Stabmagneten  $NS$  in einem Punkte  $P$  etwa 10 cm von seinem Nordpol ausmessen. Wir bringen die Nadel mit entspannter Feder in die Richtung der Feldlinien. Dann stellen wir die Nadel durch Drehung des Zeigers  $Z$  senkrecht zu den Feldlinien und lesen die zur Federspannung benutzte Zeigerdrehung von 10 Winkelgraden ab. Demnach herrscht am Orte  $P$  eine Feldstärke  $\mathfrak{H} = 500$  Ampere/m.

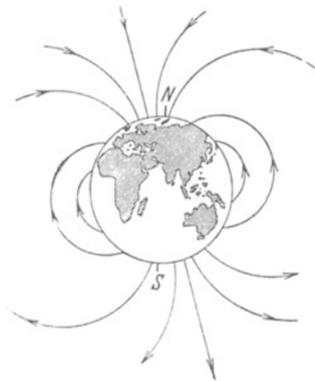


Abb. 150. Magnetische Feldlinien der Erde.

Analog vermißt man im Prinzip auch das Magnetfeld der Erde. Die Abb. 150 zeigt schematisch das Bild ihrer Feldlinien. Die parallel der Erdoberfläche gerichtete Komponente des Feldes heißt die Horizontalkomponente. Sie beträgt in Göttingen etwa 15 Ampere/m.

Magnetometrische Messungen sind zeitraubend und daher wenig erfreulich. Man kann sie aber bei der Messung sehr kleiner Feldstärken  $\mathfrak{H}$  nicht entbehren. Man führt sie dann technisch anders aus. Das wird im VIII. Kapitel erläutert werden. In der überwiegenden Mehrzahl der Fälle berechnet man die Feldstärke  $\mathfrak{H}$  (Beispiele

finden sich in § 59). Für das weitaus wichtigste magnetische Feld, das homogene der gestreckten Spule, erledigt sich diese Berechnung einfach durch die Definitionsgleichung

$$\text{Feldstärke } \mathfrak{H} = \frac{\text{Stromwindungszahl der Spule } nI}{\text{Spulenlänge } l} \quad (69)$$

§ 52. Erzeugung magnetischer Felder durch mechanische Bewegung elektrischer Ladungen. Die engen Beziehungen zwischen Strom und Magnetfeld sind durch den letzten Paragraphen noch deutlicher geworden: Wir brauchten Ströme in Leitern nicht nur zur Herstellung, sondern auch zur Messung magnetischer Felder.

Ein Strom im Leiter besteht in einer Bewegung von Elektrizitätsatomen in der Längsrichtung des Leiters (S. 21). Jetzt kommt etwas Überraschendes: Allein diese Bewegung elektrischer Ladungen ist für die Erzeugung des Magnetfeldes maßgebend. Es kommt auf keinerlei weitere Einzelheiten des Vorganges an. Der Leiter, der Kupferdraht, wirkt nur als eine Führung oder, grob gesagt, als Leitungsrohr für die Elektrizitätsatome. Das ergibt sich aus einem wichtigen Experiment. Wir erläutern zunächst sein Prinzip, dann Einzelheiten der Ausführung.

Wir sehen in Abb. 151 links und rechts das gleiche, hochempfindliche Magnetoskop  $M$  (Kompaßnadel mit Fadenaufhängung, Spiegel und Lichtzeiger). Rechts ist ein kreisförmiger Drahtbügel aufgestellt (Durchmesser etwa 40 cm, lange Zuleitungen senkrecht nach unten). Links hingegen ist nur ein kreisförmiger Weg der gleichen Größe gestrichelt. Rechts kann man durch den Draht einen bestimmten Strom (einige  $10^{-5}$  Ampere) schicken. Links kann man einen Elektrizitätsträger der Ladung  $q$  (etwa  $10^{-7}$  Amperesekunden) auf der gestrichelten Kreisbahn herumführen. In beiden Fällen macht das Magnetoskop einen Ausschlag: Nicht nur die im Leitungsdraht wandernden Elektrizitätsatome, sondern auch die mechanisch bewegte Ladung erzeugt ein Magnetfeld.

Der Umfang der Kreisbahn sei  $l$ , und in der Zeit  $t$  sollen  $N$  Umläufe erfolgen. Beide Magnetfelder sind gleich, falls

$$I = q \frac{N}{t} \quad (70)$$

gewählt wird. In diese Gleichung führen wir die Geschwindigkeit  $u$  des Trägers und den Weg  $l = 2r\pi$  ein. Es ist

$$u = \frac{Nl}{t} \quad \text{oder} \quad \frac{N}{t} = \frac{u}{l}. \quad (71)$$

Einsetzen dieses Verhältnisses in Gl. (70) ergibt die wichtige Beziehung

$$I = q \frac{u}{l}, \quad (73)$$

oder in Worten:

Längs des Weges  $l$  [m] mit der Geschwindigkeit<sup>1)</sup>  $u$  [m/sec] bewegt, wirkt die Ladung  $q$  [Amperesekunden] wie ein Strom der Stärke  $I = qu/l$  [Ampere].

<sup>1)</sup> Bezugssystem ist, wie stets bei nicht anders lautender Abmachung, der Erd- oder Hörsaalboden.

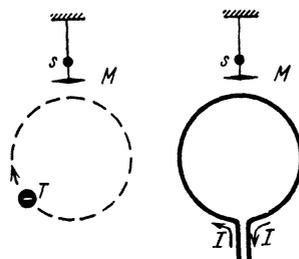


Abb. 151. Vergleich des Magnetfeldes einer bewegten Ladung (Elektrizitätsträger  $T$ , vgl. Abb. 78) mit der eines elektrischen Stromes (kreisförmige Stromschleife).  $M$  = Magnetoskop mit Spiegelablesung. Man denke sich die Nadel  $M$  im Zentrum des Kreises.

Die praktische Ausführung dieses Versuches kann in verschiedener Weise erfolgen. Beispiele:

1. Man gibt dem umlaufenden Träger die Gestalt eines Kreisringes, Abb. 152. Er kann bemerkenswerterweise aus Metall hergestellt werden. Die Ladung haftet auch auf Metall genügend. Sie nimmt auf dem rotierenden Ringe mit dessen voller Geschwindigkeit an der Kreisbahn teil. — Die elektrischen Feldlinien der kreisenden Ladung sind in Abb. 152 nicht mitgezeichnet. Sie verlaufen zu den weit entfernten Zimmerwänden, in einigem Abstand also angenähert radialsymmetrisch.



Abb. 152. Rotation eines kreisringförmigen, negativ geladenen Elektrizitätsträgers.  $M$  bedeutet ein empfindliches Magnetoskop.

2. Man stellt dicht neben den rotierenden Kreisring einen festen mit der Ladung des anderen Vorzeichens. Das elektrische Feld ist in diesem Falle angenähert homogen (Abb. 153). Trotz dieser so ganz anderen Gestalt des elektrischen Feldes gilt quantitativ wieder die Gleichung (70).

3. Man läßt beide Ringe mit ihren Ladungen gegeneinander rotieren, dann addieren sich ihre Magnetfelder am Beobachtungsort  $M$ . In Gleichung (70) ist die Summe der beiden sekundlichen Drehzahlen ( $n_1 + n_2$ ) einzusetzen. Das ist die leichteste, schon für das Praktikum geeignete Ausführungsform des Versuches.

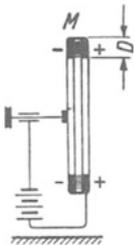


Abb. 153. Gleicher Versuch wie Abb. 152, nur enden die elektrischen Feldlinien auf einem eng benachbarten positiv geladenen feststehenden Ringe. (H. A. ROWLAND, 1876.)

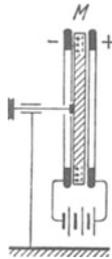


Abb. 154. Zwei feststehende Metallringe bilden einen Kondensator. Zwischen ihnen rotiert eine Scheibe mit influenzierten Ladungen. (W. C. RÖNTGEN, 1885.)

4. Bei gleichsinniger Bewegung zweier gleich großer Ladungen verschiedenen Vorzeichens wirken diese am Beobachtungsort (Magnetoskop  $M$ ) mit der Differenz ihrer Magnetfelder. Diese Differenz hängt bei gleicher Geschwindigkeit beider Ladungen nur von der Differenz ihrer Abstände vom Beobachtungsort  $M$  ab. Sie ist daher nur klein.

5. Man kann als gleichsinnig bewegte Ladungen die in einer rotierenden Scheibe influenzierten benutzen. Die Abb. 154 zeigt das Schema dieses schwierigen Versuches.

§ 53. Auch die Magnetfelder permanenter Magnete entstehen durch Bewegung elektrischer Ladungen. Bei unseren ersten Versuchen haben wir die Magnetfelder mit Hilfe

von Strömen in Metalldrähten hergestellt. Dann haben wir Magnetfelder mit mechanisch bewegten Ladungen erzeugt. Jetzt kommt als drittes das am längsten bekannte Verfahren, die Herstellung von Magnetfeldern durch permanente Magnete. Wie kommen die Magnetfelder permanenter Magnete zustande?

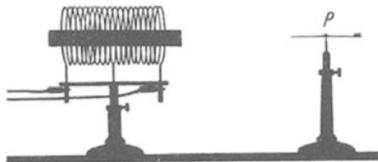


Abb. 155. Einführen eines Eisenkernes wirkt wie eine Erhöhung der Stromwindungszahl.

Wir knüpfen wieder an das Experiment an und nehmen eine vom Strom durchflossene Spule (Abb. 155). Ihr Magnetfeld sei im Punkte  $P$  noch gerade erkennbar, eine dort aufgestellte Kompaßnadel mache den Ausschlag  $\alpha$ . Wie kann man das Magnetfeld verstärken und den Ausschlag von  $\alpha$  vergrößern?

Entweder: Wir erhöhen die Stromstärke  $I$  in der Spule oder die Windungszahl  $n$ , oder beide. Wir erhöhen also in jedem Fall ihr Produkt  $n \cdot I$ , die Stromwindungszahl der Spule.

Oder: Wir führen in die Spule ein Stück zuvor unmagnetisches Eisen ein, einen Eisenkern.

Daraus schließen wir: Das Eisen erhöht die Stromwindungszahl. Es vergrößert aber weder die Zahl der Drahtwindungen noch die im Strommesser abgelesene Amperezahl des Spulenstromes: Folglich müssen im Innern des Eisens Ströme in unsichtbaren Bahnen im gleichen Sinne wie der Spulenstrom kreisen. Ihre Stromwindungen addieren sich den sichtbaren Stromwindungen der Spule. Diese Vorstellung bereitet keinerlei Schwierigkeiten: Nach dem Fundamentalversuch des vorigen Paragraphen brauchen wir im Eisen lediglich irgendwelche Umlaufbewegungen elektrischer Ladungen anzunehmen. Elektrizitätsatome sind in allen Körpern vorhanden. Ihre Umlaufbewegungen im Eisen denkt man sich in erster Näherung als Kreisbewegung im Innern. Man nennt dies vorläufige, aber schon recht brauchbare Bild das der Molekularströme. Man kann es sich zeichnerisch grob durch Abb. 156 veranschaulichen. Man vergleiche dies Bild mit dem Querschnitt durch das Spulenbündel in Abb. 145.

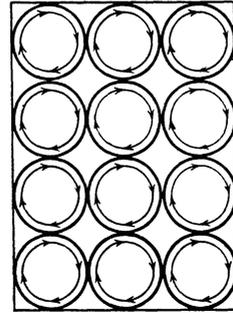


Abb. 156. Grobes Schema geordneter Molekularströme

Die Molekularströme müssen in jedem Stück Eisen schon vor dem Einbringen in ein magnetisches Feld vorhanden sein. Nur liegen sie im Mittel ungeordnet. Erst im Magnetfelde der Spule erfolgt ihre Ordnung: Die Achsen stellen sich parallel der Spulenachse. Die einzelne Molekularstrombahn verhält sich wie die drehbare Spule in Abb. 10.

Man entfernt das Magnetfeld der Spule entweder durch Herausziehen des Eisenkernes oder durch Unterbrechen des Spulenstromes. Dann verschwindet das vom Eisen ausgehende Feld zum großen Teil, aber nicht ganz. Die Mehrzahl der Molekularströme klappt wieder in die alten Lagen der ungeordneten Verteilung zurück. Nur ein Teil behält die erhaltene Vorzugsrichtung bei. Das Eisen zeigt „remanenten“ Magnetismus. Es ist zu einem „permanenten“ Magneten (Kompaßnadel) geworden.

Wesentlich ist an diesen ganzen Darlegungen nur ein einziger Punkt: Die Existenz irgendwelcher Umlaufbewegungen elektrischer Elementarladungen im Innern des Eisens. Dieser entscheidende Punkt ist der experimentellen Nachprüfung zugänglich: Man kann den mechanischen Drehimpuls der umlaufenden Elektrizitätsatome vorführen und messen.



Abb. 157. Zur Erhaltung des Drehimpulses.

Wir erinnern an folgenden Versuch der Mechanik: Ein Mann sitzt auf einem Drehstuhl. In der Hand hält er einen beliebigen umlaufenden Körper, z. B. ein Rad. Die Drehebene steht in beliebiger Orientierung zur Körperachse, und der Stuhl ist in Ruhe. Dann stellt der Mann die Drehebene senkrecht zu seiner Körperachse (Abb. 157). Durch diese Kippung erhält der Mann einen Drehimpuls, er beginnt um seine Längsachse zu rotieren. Die Rotation kommt allmählich durch die Lagerreibung des Drehschemels zur Ruhe.

Jetzt denken wir uns den Mann durch einen Eisenstab ersetzt, das Rad durch die ungeordnet umlaufenden Elektrizitätsatome. Der Eisenstab hängt gemäß Abb. 158 in der Längsachse einer Spule. Beim Einschalten des Spulenstromes stellen sich die Drehebene der umlaufenden Elektrizitätsatome senkrecht zur Stab- bzw. Spulenachse. Der Eisenstab vollführt eine Drehbewegung.

Bei der praktischen Ausführung läßt man den Strom nur eine winzige Zeit ( $10^{-3}$  Sekunden, Kondensatorentladung) fließen. Man benutzt also nur den kleinen Bruchteil der Molekularströme, die auch nach dem Stromdurchgang parallel gerichtet hängen bleiben und den remanenten Magnetismus des Eisens liefern. Bei dauernd fließendem Strom würden die unvermeidbaren kleinen Inhomogenitäten des magnetischen Spulenfeldes stören. Der Eisenstab würde daher bei längerem Stromschluß allmählich in das Gebiet der größten magnetischen Feldstärke hineingezogen werden, entsprechend dem in Abb. 11 dargestellten Versuch. — Leider eignet sich dies grundlegende Experiment nicht zur Vorführung in größerem Kreise.

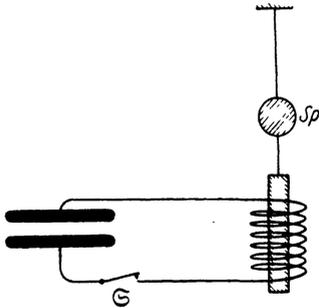


Abb. 158. Schema des Versuches zum Nachweis der Molekularströme im Eisen. (RICHARDSON, 1908.) Für die Anwendung dauernd fließender Ströme reicht die Homogenität des Magnetfeldes in der Spule nicht aus.

Die quantitative Auswertung des Versuches folgt in § 78. Sie spricht überwiegend für kreiselnde statt für kreisende Elektronen.

Nach diesem experimentellen Nachweis des Drehimpulses kann man heute sagen: Auch die Magnetfelder permanenter Magnete entstehen durch Bewegungen elektrischer Ladungen.

Früher hat man bei permanenten Magneten nach „magnetischen Substanzen“ als der Ursache des magnetischen Feldes gesucht. Genau wie elektrische Feldlinien, sollten auch magnetische auf einem Körper beginnen und an einem anderen enden können. An den so getrennten Enden sollten magnetische Ladungen von entgegengesetztem Vorzeichen sitzen. Alle derartigen Trennungsversuche sind vergeblich geblieben. Das Bild der Molekularströme macht diesen Mißerfolg verständlich. In diesem Bilde ist ein permanenter Magnet letzten Endes dasselbe wie ein Bündel stromdurchflossener Spulen, und bei diesen kennt man nur geschlossene Feldlinien ohne Anfang und Ende.

§ 54. Zusammenfassung. Bei der Bewegung elektrischer Ladungen entstehen magnetische Felder<sup>1)</sup>. Sie überlagern sich den stets vorhandenen elektrischen Feldern.

Die Gestalt eines Magnetfeldes wird durch die Gestalt einer Strombahn, d. h. der Bahn bewegter Ladungen, bestimmt.

Ein Magnetfeld wird durch das Verhältnis Stromwindungszahl/Spulenlänge eindeutig gekennzeichnet. Man nennt dies daher die magnetische Feldstärke  $\mathfrak{H}$  mit der Einheit Ampere/m.

<sup>1)</sup> Man darf diesen Satz nicht umkehren! Wir werden in § 60 noch eine andere Entstehungsart magnetischer Felder kennenlernen.

## VII. Verknüpfung elektrischer und magnetischer Felder.

§ 55. Vorbemerkung. Elektrische und magnetische Felder kennen wir bisher nur in folgendem, verhältnismäßig losem Zusammenhang:

Zwischen den Kondensatorplatten  $K$  und  $A$  herrscht ein elektrisches Feld (Abb. 159).  $K$  hat einen Überschuß an negativen,  $A$  einen solchen an positiven Elektrizitätsatomen.  $K$  und  $A$  werden dann durch einen Leiter verbunden, etwa einen Draht. Infolgedessen bricht das elektrische Feld zwischen  $K$  und  $A$  zusammen. Dabei fließt im Leiter ein elektrischer Strom, und dieser erzeugt ein Magnetfeld. Es umgibt den Leiter in Form geschlossener magnetischer Feldlinien. Das Magnetfeld besteht so lange wie der Strom im Leiter. — Soweit etwa unsere bisherige, in Kapitel II und VI gewonnene Kenntnis.



Abb. 159. Leitungsstrom beim Entladen eines Kondensators (vgl. Abb. 75). Konventionelle Stromrichtung von + nach -.

Tatsächlich ist aber die Verknüpfung elektrischer und magnetischer Felder eine ungleich innigere, als die bisherigen Experimente ahnen lassen. Zwischen elektrischen und magnetischen Feldern bestehen zwei ganz eigentümliche Verkettingsungen. Wir gelangen zu ihnen durch Benutzung der Induktionserscheinungen.

§ 56. Die Induktionserscheinungen. (M. FARADAY, 1832.) Gegeben ist ein inhomogenes Magnetfeld beliebiger Herkunft, z. B. das der gedrunenen, stromdurchflossenen Feldspule  $Sp$  in Abb. 160.

In diesem Magnetfeld befindet sich eine Drahtspule  $J$ , fortan „Induktionsspule“ genannt. Ihre Enden führen zu einem Voltmeter mit kurzer Einstelldauer, am besten einem Saitenvoltmeter. Mit diesen Hilfsmitteln machen wir dreierlei Versuche:

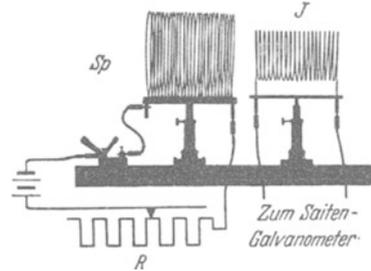


Abb. 160. Induktionsversuche.

1. Wir lassen die Lage der Induktionsspule im Magnetfeld ungeändert und ändern das Magnetfeld mit Hilfe des Feldspulenstromes (Regelwiderstand  $R$  und Schalter).

2. Wir ändern die Lage der Induktionsspule gegenüber der Feldspule durch Drehbewegungen oder Verschiebungen.

3. Wir verformen die Induktionsspule im Magnetfeld, d. h. wir ändern ihren Querschnitt und bewegen so einzelne Teile ihrer Windungen gegeneinander.

In allen drei Fällen beobachten wir während des Vorganges zwischen den Enden der Induktionsspule  $J$  eine elektrische, in Volt meßbare Spannung. Ihre Größe hängt von der Geschwindigkeit des Vorganges ab. Bei rascher Drehung beispielsweise zeigt der Voltmeterausschlag etwa den in Abb. 161a skizzierten Verlauf: hohe Spannungen während kurzer Zeit. Bei langsamer Bewegung gibt es etwa das Bild der Abb. 161b: kleine Spannungen während langer Zeit.

Den Inhalt der schraffierten Fläche bezeichnet man als die „Zeitsumme der Spannung“ ( $\int U dt$ ) oder einen „Spannungsstoß“, gemessen in „Voltsekunden“.

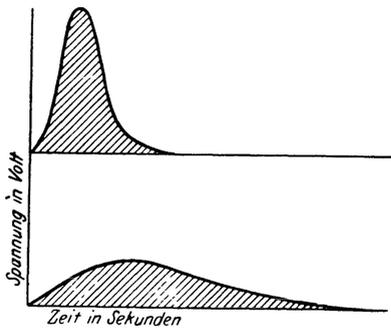


Abb. 161 a, b. Zwei gleich große „Spannungsstöße“  $\int U dt$  oder „Zeitsummen von Spannungen“, gemessen in Voltsekunden.

Wir haben hier ein Analogon zu der von uns in § 10 ausführlich behandelten Zeitsumme des Stromes, gemessen in Amperesekunden.

Für die quantitative Untersuchung der Induktionsvorgänge messen wir die Spannungsstöße mit Stoßausschlägen eines langsam schwingenden Voltmeters. Wir verfahren in völliger Analogie zur Bestimmung der Amperesekundenzahl in § 10. Als langsam schwingendes Voltmeter kommt entweder ein Quadrantvoltmeter (§ 42) in Frage oder ein umgezeichnetes Drehspulgalvanometer. Wir bevorzugen wegen seiner bequemerer Handhabung das Galvanometer. Seine Eichung in Voltsekunden wird analog der in § 10 beschriebenen

Amperesekundeneichung auf dem einfachsten Wege ausgeführt (vgl. Abb. 162).

Wir schalten während kurzer, aber genau gemessener Zeiten bekannte Spannungen an das Galvanometer. Dazu dient wieder der aus Abb. 39 bekannte Stoppuhrschalter. — Eine bekannte Spannung geeigneter Größe wird gemäß Abb. 33 durch Spannungsteilung hergestellt.

Man beobachtet Ausschläge  $\alpha$  für verschiedene Produkte  $Ut$ , bildet die Verhältnisse

$$B_U = \frac{\text{Spannungsstoß } U \cdot t}{\text{Stoßausschlag}}$$

und erhält in allen Fällen den gleichen Wert, z. B.

$$B_U = 2,4 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Voltsekunden}}{\text{Skalenteil}};$$

das ist die ballistische Spannungsempfindlichkeit des Galvanometers.

Wir ersetzen das Saitenvoltmeter durch das eben geeichte Galvanometer und wiederholen die oben unter 2. genannten Versuche. Dabei machen wir eine sehr wichtige Feststellung: Es kommt bei Induktionsversuchen nur auf Relativbewegungen zwischen der Induktionsspule und der Feldspule an. Infolgedessen können wir den Fall 2 stets auf Fall 1 zurückführen. Wir brauchen nur das Bezugssystem zu wechseln und Fall 2 vom Standpunkt der Induktionsspule aus zu betrachten. Dann bleibt diese in Ruhe, es ändert sich lediglich, in Fall 1, das sie durchsetzende Magnetfeld.

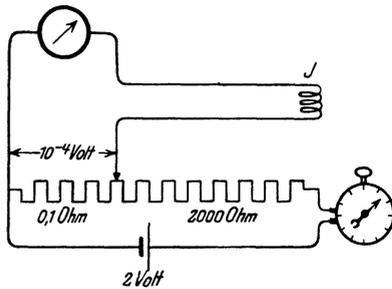


Abb. 162. Ein Drehspulgalvanometer mit eingeschalteter Induktionsspule  $J$  (vgl. Abb. 163) wird zur Messung von Spannungsstößen in Voltsekunden geeicht.

Für die quantitative Untersuchung des Induktionsvorganges haben wir also nur die Fälle 1 und 3 gesondert zu betrachten. Fall 1, der Induktionsvorgang in einer ruhenden Induktionsspule, wird in diesem Kapitel behandelt. Er

führt zum Induktionsgesetz. Unter Benutzung dieses Gesetzes wird dann die Verkettung der elektrischen und der magnetischen Felder, der Inhalt der beiden MAXWELLSchen Gleichungen, dargestellt.

Im Fall 3 werden einzelne Teile der Induktionsspule gegen die anderen bewegt. Das nennt man einen Induktionsvorgang in bewegten Leitern.

Diese werden ausgiebig im nächsten Kapitel behandelt werden. Sie führen zur Einwirkung des Magnetfeldes auf bewegte elektrische Ladungen und zur Berechnung aller Kräfte in magnetischen Feldern.

§ 57. Herleitung des Induktionsgesetzes mit einer ruhenden Induktionsspule. Wir benutzen das homogene Magnetfeld im Innern einer langgestreckten Feldspule. Seine Feldstärke ist nach Gleichung (69) von S. 66

$$\mathfrak{H} = \frac{\text{Stromstärke } I \times \text{Windungszahl } n \text{ der Feldspule}}{\text{Länge } l \text{ der Feldspule}}$$

Ferner benutzen wir Induktionsspulen verschiedener Gestalt und Windungszahl  $n$ . — Eine solche Induktionsspule  $J$  umgibt die Feldspule  $S_p$  entweder von

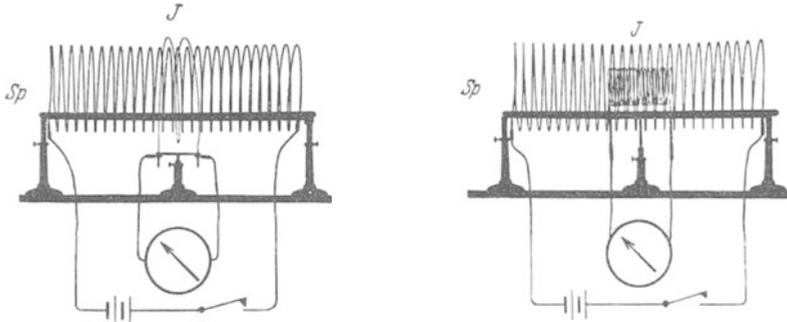


Abb. 163 und 164. Zur Herleitung des Induktionsgesetzes.

außen, wie in Abb. 163, oder sie befindet sich ganz im Innern des Magnetfeldes (Abb. 164). Endlich kann sie auch von der Seite her durch einen Schlitz mit einem Teil ihres Querschnittes  $F_J$  in die Feldspule hineinragen. In allen drei Fällen umfaßt die Induktionsspule ein Bündel magnetischer Feldlinien vom Querschnitt  $F$ , senkrecht zu den Feldlinien gemessen. Beispiele:

Die Induktionsspule mit dem Querschnitt  $F_J$  stehe ganz innerhalb der Feldspule (Abb. 164). Dann ist  $F = F_J$  bei der Parallelstellung beider Spulen.  $F$  ist gleich  $F_J/\sqrt{2}$  bei einer Neigung von  $45^\circ$ .  $F$  ist gleich  $F_J/2$ , falls die halbe Fläche der Induktionsspule durch einen seitlichen Schlitz der Feldspule herausguckt. — Die Induktionsspule umfasse die Feldspule von außen (Abb. 163):  $F$  ist, unabhängig von der Neigung, gleich  $F_{Sp}$  dem Querschnitt der Feldspule usw.

Nur muß man sich in diesem Fall vor der in Abb. 165 erläuterten Fehlerquelle in acht nehmen, einer Störung durch „rückläufige“ Feldlinien. Der Durchmesser der Induktionsspule darf also den der Feldspule nicht allzusehr übertreffen.

Dann die Versuche: Wir messen den Spannungsstoß (Voltsekunden) beim Entstehen oder Vergehen des Magnetfeldes, also beim Ein- oder Ausschalten des Feldspulenstromes. Wir finden diesen Spannungsstoß  $\int U dt$  proportional 1. der Feldstärke  $\mathfrak{H}$ ; 2. der Windungszahl  $n$  der Induktionsspule und 3. dem Querschnitt  $F$  des von der Induktionsspule umfaßten Bündels magnetischer Feldlinien. Wir bekommen das grundlegende Induktionsgesetz

$$\int U dt = \mu_0 n F \mathfrak{H}. \tag{74}$$

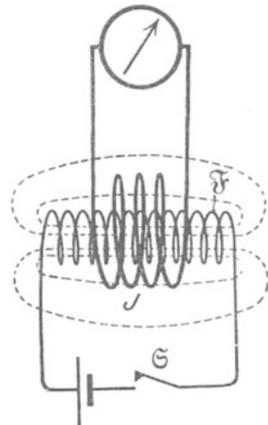


Abb. 165. Verkleinerung der induzierten Voltsekunden durch rückläufige Feldlinien einer gedrungeneren Feldspule  $\mathfrak{F}$ .

Dies Gesetz verknüpft mit einem Proportionalitätsfaktor  $\mu_0$  einen in Voltsekunden gemessenen Spannungsstoß  $\int U dt$  mit einem durch einen Strom gemessenen Magnetfeld ( $\mathfrak{H}$  in Ampere/m).

Für den Faktor  $\mu_0$  findet man im leeren Raum und praktisch ebenso in Luft den Wert<sup>1)</sup>

$$\mu_0 = 1,25602 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Voltsekunden}}{\text{Ampere Meter}}.$$

Über die Benennung von  $\mu_0$  herrscht noch keine Einigkeit. Der Name „Induktionskonstante“ hat den Vorzug der Kürze.

Außer dem Faktor  $\mu_0$  bekommt auch der induzierte Spannungsstoß in einem Sonderfall einen eigenen Namen: Man umfasse, wie in Abb. 163, das ganze Magnetfeld vom Querschnitt  $F$  mit einer Induktionsspule von nur einer Windung (also  $n = 1$ , Induktionsschleife) und lasse das Magnetfeld entstehen oder vergehen. Der dabei in Voltsekunden gemessene Spannungsstoß heißt heute der Kraftfluß  $\Phi$  des Magnetfeldes, also

$$\Phi = \mu_0 F \mathfrak{H}. \quad (75)$$

Früher sagte man statt Kraftfluß „Polstärke“ oder „magnetische Menge“, vgl. § 69.

Bei den Messungen des Kraftflusses  $\Phi$  zieht man oft die Feldspule und die Induktionsschleife weit auseinander und bringt so das Magnetfeld in der Induktionsschleife zum Verschwinden. Praktisch zieht man die Induktionsschleife von der Feldspule herunter (Abb. 166). Es kommt ja bei der Induktion nur auf relative Bewegungen an (S. 72).

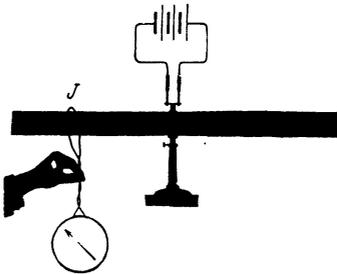


Abb. 166. Messung des Kraftflusses  $\Phi$  einer gestreckten Spule durch Abziehen der Induktionsschleife  $J$ .

Die Vorzeichen der Spannungsstöße haben wir als hier belanglos außer acht gelassen. Beim Einschalten des Feldspulenstromes sind die elektrischen Felder im Draht der Induktionsspule und im Draht der Feldspule einander entgegengerichtet. Beim Ausschalten des Feldspulenstromes sind diese beiden Felder gleichgerichtet. — Wir kommen auf diese Tatsache in § 66 bei der Besprechung der Regel von LENZ zurück.

Bei vielen Anwendungen des Induktionsgesetzes interessiert nicht der gesamte Spannungsstoß ( $\int U dt$ ), gemessen in Voltsekunden, sondern die während des Vorganges induzierte Spannung  $U_{\text{ind}}$ , gemessen in Volt. — Es sei  $\frac{d\mathfrak{H}}{dt} = \dot{\mathfrak{H}}$  die „Änderungsgeschwindigkeit“ des magnetischen Feldes (d. h. das Magnetfeld ändere sich pro Sekunde um den Betrag  $\dot{\mathfrak{H}}$  Ampere/m). Dann gilt

$$U_{\text{ind}} = \mu_0 n F \dot{\mathfrak{H}}. \quad (76)$$

**§ 58. Vertiefte Auffassung des Induktionsvorganges. II. MAXWELLSche Gleichung.** Wir wenden die soeben hergeleitete Form des Induktionsgesetzes [Gleichung (76)] auf den denkbar einfachsten Fall an: Eine Induktionsspule von nur einer Windung, eine Induktionsschleife, umfasse auf beliebigem

<sup>1)</sup> Man kann den Zahlenwert von  $\mu_0$  beliebig ändern. In Gleichung (74) stehen rechts Strommessungen (Ampere/m), links Spannungsmessungen (Voltsekunden). Man hat nur in willkürlicher Vereinbarung für Strom und Spannung andere Einheiten festzulegen und die Meßinstrumente auf diese umzueichen. Das ist ein harmloser Sport. — Aus dem gleichen Grunde hat auch die Ähnlichkeit der Zahl 1,25602 mit  $0,4 \cdot \pi = 1,25664$  keinerlei physikalische Bedeutung.

Wege  $s$  ein sich änderndes Magnetfeld vom Querschnitt  $F$  (Abb. 167). Dann beobachtet man zwischen den Enden der Drahtschleife die induzierte Spannung

$$U_{\text{ind}} = \mu_0 \dot{\mathfrak{G}} F. \quad (77)$$

Dieser experimentelle Befund wird nun in vertiefter Auffassung folgendermaßen gedeutet: Der Leiter, die Drahtwindung, ist etwas ganz Unerhebliches und Nebensächliches. Der eigentliche Vorgang ist von der zufälligen Anwesenheit der Drahtwindungen ganz unabhängig. Er be-

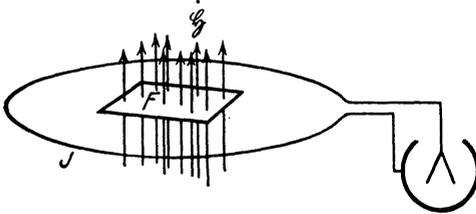


Abb. 167. Schema eines Induktionsversuchs mit einer Induktionsspule von nur einer Windung ( $n=1$ ).

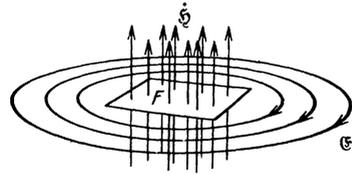


Abb. 168. Zur vertieften Deutung des Induktionsvorganges.

Der Punkt über dem  $\mathfrak{G}$  soll in beiden Figuren eine Zunahme der nach oben gerichteten magnetischen Feldstärke  $\mathfrak{G}$  andeuten. Positive Richtung von  $\mathfrak{G}$  von + nach - gezählt.

steht im Auftreten geschlossener elektrischer Feldlinien rings um das sich ändernde Magnetfeld herum (Abb. 168).

In sich geschlossene elektrische Feldlinien sind für uns etwas gänzlich Neues und Unerwartetes. Bisher kannten wir nur elektrische Feldlinien mit Enden. An den Enden saßen die Elektrizitätsatome. Die elektrischen Felder ohne Elektrizitätsatome nennt man elektrodynamische.

Weiter heißt es dann in der vertieften Auffassung: Die Drahtwindung ist lediglich der Indikator zum Nachweis des elektrischen Feldes. Er mißt längs seines Weges die Liniensumme der elektrischen Feldstärke  $\mathfrak{E}$ , also die Spannung  $U_{\text{ind}} = \int \mathfrak{E}_s ds$ . Er wirkt dabei nicht anders als der Draht  $\alpha$  in dem Schema der Abb. 169: Der Draht ist ein Leiter und läßt das Feld in seinem Innern zusammenbrechen. Die Elektrizitätsatome wandern bis an die Enden, und dadurch wird die ganze, zuvor längs der Drahtlänge herrschende Spannung auf die verbleibende Lücke zusammengedrängt.

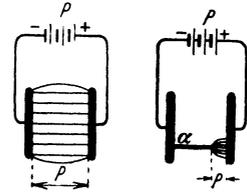


Abb. 169. Zur Wirkungsweise der Drahtschleife beim Induktionsversuch.

In unseren früher untersuchten elektrischen Feldern mit Anfang und Ende der Feldlinien war die Liniensumme der Feldstärke  $\mathfrak{E}$  längs eines geschlossenen Weges gleich Null. Sie war ja unabhängig vom Wege  $l$  gleich der Spannung zwischen Anfang und Ende des Weges. Sie war also gleich Null, sobald Anfang und Ende des Weges unendlich nahe, im Grenzfall völlig zusammenfielen. — Anders hier im Bereich des elektrodynamischen Feldes mit seinen endlosen geschlossenen elektrischen Feldlinien. Hier hat die elektrische Spannung auch längs eines geschlossenen Weges einen endlichen Wert. Außerdem steigt sie bei  $n$ -facher Umfassung des Magnetfeldes auf den  $n$ -fachen Wert [Gleichung (76) von S. 74].

In dieser Auffassung ist also beim Induktionsvorgang das induzierte elektrische Feld das primäre. Die beobachtete Spannung ist die Liniensumme seiner elektrischen Feldstärke  $\mathfrak{E}$ . Es ist

$$U_{\text{ind}} = \int \mathfrak{E}_s ds. \quad \text{Gl. (3) von S. 28}$$

Daher nimmt die Gleichung (77) die Gestalt an

$$\boxed{\int \mathfrak{E}_s ds = \mu_0 F \dot{\mathfrak{G}}.} \quad (78)$$

Diese Gleichung verknüpft die elektrische Feldstärke  $\mathcal{E}$  mit der Änderungsgeschwindigkeit der magnetischen Feldstärke  $\mathcal{H}$ . Sie enthält den wesentlichen Inhalt der sog. II. MAXWELLSchen Gleichung.

Die Gleichung selbst ist ein Differentialgesetz und daher für beliebige inhomogene Magnetfelder anwendbar. Sie entsteht aus Gleichung (78) von S. 75, sobald man die Liniensumme längs des Randes eines unendlich kleinen Flächenelementes  $dx \cdot dy$  bildet. Diese Rechnung wird durch die Abb. 170 veranschaulicht. Man bekommt so (unter Berücksichtigung des Vorzeichens von  $\dot{\mathcal{H}}$  in Abb. 168)

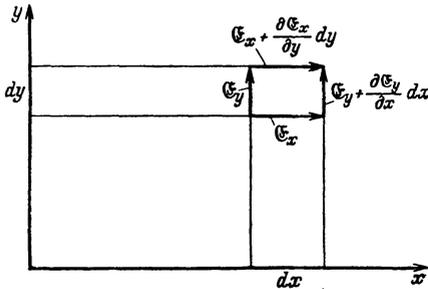


Abb. 170. Bildung der Liniensumme der elektrischen Feldstärke  $\mathcal{E}$  längs des Umfanges eines Flächenelementes  $dx \cdot dy$ .  $x$ -Achse senkrecht nach oben, Rechtskoordinatensystem. Integrationsweg in der  $x$ -Richtung gesehen mit dem Uhrzeiger (wie in Abb. 181).

$$\frac{\partial \mathcal{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathcal{E}_x}{\partial y} = -\mu_0 \dot{\mathcal{H}}$$

oder in anderer Schreibweise

$$\text{rot } \mathcal{E} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial t} \quad (79)$$

In Worten: An jedem Punkt eines Magnetfeldes erzeugt eine zeitliche Änderung der Kraftflußdichte ein elektrisches Feld. Es ist ein „Wirbelfeld“: d. h. der Rotor der Feldstärke  $\mathcal{E}$  ist gleich der negativen Änderungsgeschwindigkeit der Kraftflußdichte  $\mathcal{H}$ . (S. 84. Wegen des Rotorbegriffes vergleiche man § 92 des Mechanikbandes.)

Die I. MAXWELLSche Gleichung gibt eine analoge Verknüpfung der beiden Felder, nur werden die Rollen von  $\mathcal{E}$  und  $\mathcal{H}$  vertauscht. Ihre Herleitung ist unser nächstes Ziel. § 59 bringt uns die zugrunde liegenden Erfahrungstatsachen, § 60 deren Deutung im Sinne MAXWELLS.

**§ 59. Die magnetische Spannung eines Leitungstromes.** Wir knüpfen an den Schluß von § 52 an. Wir wissen bisher: Jede Bewegung elektrischer Ladungen stellt einen Strom dar, und dieser Strom hat als Hauptkennzeichen ein Magnetfeld. Wir wissen auch das Magnetfeld mit Hilfe des Stromes zu messen. Doch fehlt uns noch die allgemeinste Fassung für den Zusammenhang von Strom und Magnetfeld. Im Besitz des Induktionsgesetzes können wir diesen Zusammenhang experimentell in sehr einfacher Weise ermitteln. Das geschieht in diesem Paragraphen.

Im elektrischen Felde war die elektrische Spannung gleich der Liniensumme der elektrischen Feldstärke:

$$U = \mathcal{E}_1 \Delta s_1 + \mathcal{E}_2 \Delta s_2 + \dots + \mathcal{E}_n \Delta s_n = \sum \mathcal{E}_m \Delta s_m$$

$(m = 1, 2, 3 \dots n),$

oder in anderer Schreibweise:

$$U = \int \mathcal{E}_s ds. \quad (3)$$

Ihre Einheit war das Volt.

In entsprechender Weise definiert man im magnetischen Felde die Liniensumme der magnetischen Feldstärke  $\mathcal{H}$  als magnetische Spannung:

$$M = \mathcal{H}_1 \Delta s_1 + \mathcal{H}_2 \Delta s_2 + \dots + \mathcal{H}_n \Delta s_n = \sum \mathcal{H}_m \Delta s_m$$

$$M = \int \mathcal{H}_s ds. \quad (80)$$

Ihre Einheit ist eine Amperewindung, oder kürzer: 1 Ampere.

Diese magnetische Spannung läßt sich mit Hilfe des Induktionsgesetzes mit einer einfachen Vorrichtung messen, dem sog. magnetischen Spannungsmesser.

Der magnetische Spannungsmesser ist im Prinzip eine sehr langgestreckte, etwa auf einen Riemen gewickelte Induktionsspule. Sie ist in zwei Lagen mit den Zuleitungen in der Mitte der oberen Windungslage gewickelt (Abb. 172). (Eine einlagige Spule würde als Ganzes außer der beabsichtigten gestreckten Spule noch eine flache, große Induktionsspule darstellen, die von einer Windung eines Spiraldrahtes gebildet wird.)

Wir wollen die Wirkungsweise dieses Spannungsmessers erläutern: Die magnetische Spannung soll längs eines Weges  $s$  ermittelt werden. Dieser Weg ist in Abb. 171 in den gebrochenen Kurvenzug  $s_1, s_2, \dots s_m$  aufgelöst.

Die in die einzelnen Linienelemente fallenden Feldstärken seien  $\mathfrak{H}_1, \mathfrak{H}_2, \dots \mathfrak{H}_m$ . Der Spannungsmesser umhülle den ganzen Weg  $s$ . Er habe auf der Länge  $l$   $N$  Windungen. Dann entfallen auf das  $m$ -te Linienelement mit der Länge  $s_m$   $N \cdot s_m/l$  Windungen. Entsteht oder vergeht das Feld  $\mathfrak{H}$ , so wird in dem Spannungsmesser ein bestimmter Spannungsstoß,  $\int U dt$  (Voltsekunden), induziert. Dieser setzt sich additiv aus den Beträgen der einzelnen Linienelemente zusammen. Also falls  $F$  den (rechteckigen) Windungsquerschnitt des Spannungsmessers bedeutet:

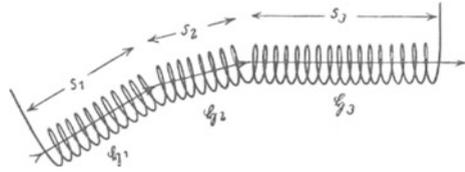


Abb. 171. Schema eines magnetischen Spannungsmessers. (A. P. CHATTOCK, 1887; W. ROGOWSKI, 1912.)

$$\int U dt = \mu_0 F \mathfrak{H}_1 N s_1/l + \mu_0 F \mathfrak{H}_2 N s_2/l + \dots + \mu_0 F \mathfrak{H}_m N s_m/l,$$

$$\int U dt = \mu_0 F N (\mathfrak{H}_1 s_1 + \mathfrak{H}_2 s_2 + \dots + \mathfrak{H}_m s_m)/l,$$

$$\int U dt = \mu_0 F N \cdot M/l,$$

$$M = \text{const} \int U dt, \quad \text{wo} \quad \text{const} = \frac{l}{\mu_0 N F}. \quad (81)$$

Der induzierte Spannungsstoß, gemessen in Voltsekunden, ergibt, mit der Apparatkonstanten  $l/\mu_0 N F$  multipliziert, direkt die gesuchte magnetische Spannung in Ampere. Die Apparatkonstante wird ein für allemal bestimmt,  $F$  und  $N$  durch direkte Ausmessung. Für  $\mu_0$  wird der universelle Wert  $1,256 \cdot 10^{-6}$  Voltsek./Ampere Meter eingesetzt.

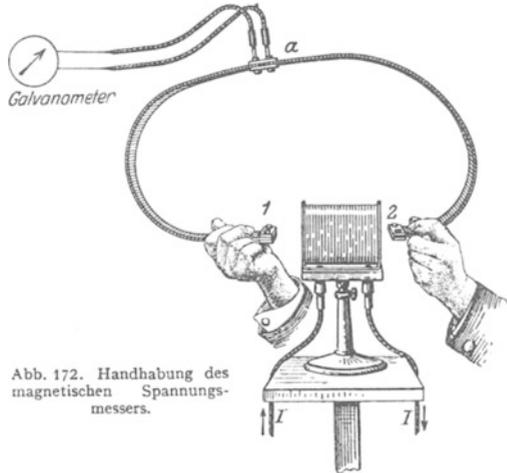


Abb. 172. Handhabung des magnetischen Spannungsmessers.

Wir benutzten einen Spannungsmesser von 1,2 m Länge. Seine Konstante beträgt  $5 \cdot 10^5$  Ampere/Voltsek. (insgesamt 9600 Windungen von je  $2 \text{ cm}^2$  Querschnitt). — Die induzierten Voltsekunden werden mit dem uns aus § 56 bekannten, langsam schwingenden Voltmeter gemessen. Die Eichung ist gemäß Abb. 162 auszuführen ( $J$  = Spannungsmesser).

Die Handhabung des magnetischen Spannungsmessers wird durch die Abb. 172 erläutert. Es soll die magnetische Spannung  $M$  eines Spulenfeldes zwischen den Punkten 1 und 2 längs des Weges  $1 a 2$  gemessen werden. Man gibt dem Spannungsmesser die Gestalt dieses Weges. Dann ändert man das Magnetfeld durch Öffnen oder Schließen des Stromes zwischen Null und seinem vollen Wert und beobachtet den induzierten Spannungsstoß.

In dieser Weise stellen wir folgendes fest:

1. Längs eines offenen Weges (Abb. 172) ist die magnetische Spannung nur von der Lage der Endpunkte 1 und 2 des Weges, nicht aber von der Gestalt des Weges abhängig. Der Weg darf sogar Schleifen bilden, nur dürfen diese nicht den Strom umfassen.

2. In Abb. 173 ist der Weg des Spannungsmessers geschlossen, und dabei umfaßt er keinen Strom. Die magnetische Spannung ergibt sich gleich Null.

3. In Abb. 174 umfaßt der Weg des Spannungsmessers einen Strom  $I$  einmal auf geschlossener Bahn. Die magnetische Spannung  $M$  ist wiederum von der Gestalt des Weges (kreisrund, rechteckig usw.) unabhängig.

4. Quantitativ finden wir in Abb. 174 die magnetische Spannung gleich der Stromstärke  $I$  des rings umfaßten Leiters. Es gilt

$$M = \int \mathfrak{H}_s ds = I. \quad (82)$$

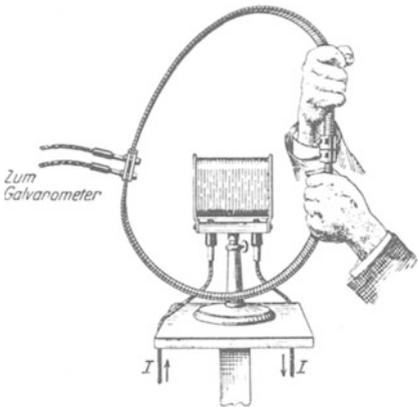


Abb. 173. Geschlossener, keinen Strom umfassender Weg eines magnetischen Spannungsmessers.

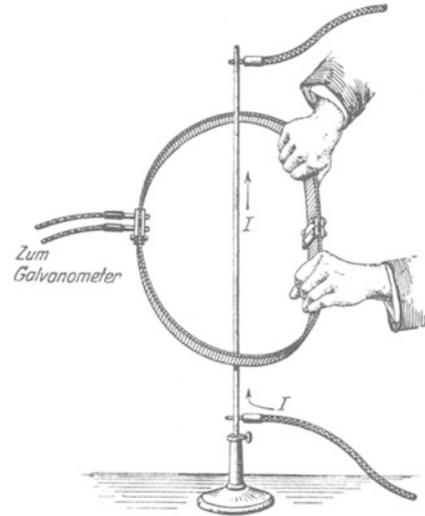


Abb. 174. Einfache Umfassung eines Stromes mit einem magnetischen Spannungsmesser.  $I = 50$  bis 100 Ampere. Ein 2-Volt-Akkumulator genügt.

Zahlenbeispiel:  $I = 83$  Ampere. Ein Stoßauschlag des langsam schwingenden Voltmeters von 12 cm bedeutet  $\int U dt = 1,7 \cdot 10^{-4}$  Voltsekunden. Multiplikation mit der Konstanten  $5 \cdot 10^5$  des Spannungsmessers gibt die magnetische Spannung  $M = 1,7 \cdot 10^{-4} \cdot 5 \cdot 10^5 = 85$  Amperewindungen.

5. In Abb. 175 umfaßt der Weg den Strom zweimal. Die magnetische Spannung verdoppelt sich. So fortfahrend, findet man für  $n$ -fache Umfassung des Stromes  $I$  als magnetische Spannung

$$\int \mathfrak{H}_s ds = nI. \quad (83)$$

6. In Abb. 175 war der den Strom  $I$  zweimal umfassende Weg geschlossen: Anfang und Ende des Spannungsmessers fielen zusammen. Das ist aber nicht notwendig. Der Spannungsmesser kann bei  $n$ -facher Umfassung ebensogut die  $n$  Umläufe einer Schraubenlinie mit offenen Enden bilden.

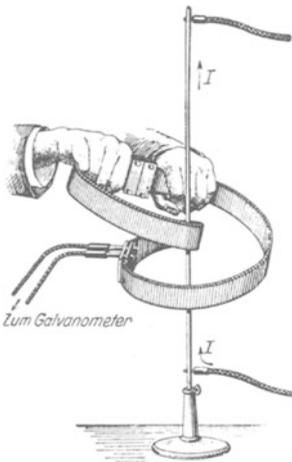


Abb. 175.

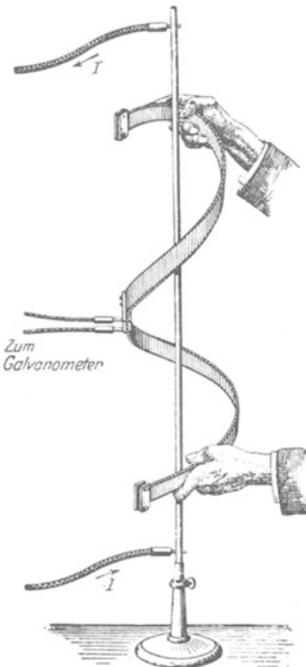


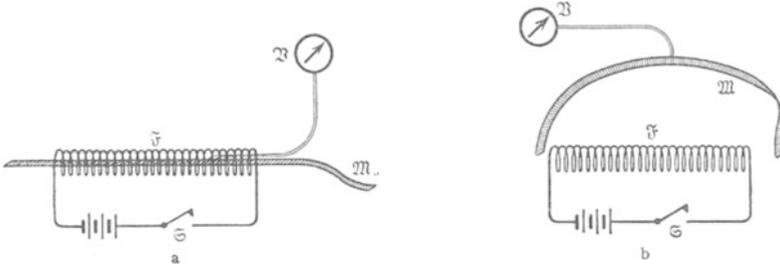
Abb. 176.

Zweifache Umfassung eines Stromes mit einem magnetischen Spannungsmesser  
Abb. 175 auf geschlossenem, Abb. 176 auf offenem Wege.

Zusammenfassung: Die magnetische Spannung längs einer beliebigen Kurve ist bei einmaliger Umfassung eines Stromes mit dessen Stromstärke  $I$  (Ampere) identisch. Bei  $n$ -facher Umfassung steigt sie auf das  $n$ -fache dieses Wertes<sup>1)</sup>. Diese Aussage findet in Gl. (83) ihre kürzeste Fassung.

Zur Einprägung dieses wichtigen Tatbestandes bringen wir noch drei Anwendungen der Gleichung (83).

1. Das homogene Magnetfeld einer gestreckten Spule. Der Spannungsmesser wird durch die Spule hindurchgesteckt und außen auf beliebigem Wege geschlossen. Sein Weg umfaßt also einmal  $n$  vom Strome  $I$  durchflossene



Der Spannungsmesser durchsetzt die ganze Länge der Feldspule  $\mathfrak{F}$ . Öffnen und Schließen des Schalters  $\mathfrak{S}$  gibt jedesmal einen Spannungstoß von  $1,7 \cdot 10^{-3}$  Voltsek., d. h. nach Gl. (81)  $M = 850$  Amperewindungen. Länge und Lage der heraushängenden Spulenden sind praktisch belanglos. Also liefert das Feld im Außenraum keinen nennenswerten Beitrag zur Liniensumme der Feldstärke  $\mathfrak{H}$  oder zur magnetischen Spannung.

Der Spannungsmesser verläuft auf einem beliebigen Wege ganz im Außenraum. Der von ihm induzierte Spannungstoß beträgt nur noch rund  $9 \cdot 10^{-5}$  Voltsekunden.  $M$  beträgt im Außenraum noch etwa 45 Amperewindungen, ist also neben der im Spuleninnern gemessenen Spannung von 850 Amperewindungen zu vernachlässigen. Die Liniensumme  $M$  der Feldstärke  $\mathfrak{H}$  für den Außenraum ist in der Tat schon bei dieser noch keineswegs sehr gestreckten Spule praktisch gleich Null.

Abb. 177 a, b. Verteilung der magnetischen Spannung im Felde einer gestreckten Feldspule  $\mathfrak{F}$ .  $\mathfrak{F}$  hat 900 Windungen, eine Länge von 0,5 m und einen Durchmesser 0,1 m. Sie wird von 1 Ampere Strom durchflossen, die magnetische Feldstärke  $\mathfrak{H}$  im Spuleninnern berechnet sich zu 1800 Ampere/Meter.

Drähte. Folglich ist die magnetische Spannung längs des ganzen Weges  $M = n \cdot I$ . —  $M$  setzt sich additiv aus zwei Anteilen  $M_{\text{innen}}$  und  $M_{\text{außen}}$  zusammen. Innen ist das Magnetfeld, von den kurzen Polgebieten abgesehen, homogen und seine Feldstärke  $\mathfrak{H}$  konstant. Also ist  $M_{\text{innen}} = \mathfrak{H} \cdot l$ . Der auf den Außenraum entfallende Anteil  $M_{\text{außen}}$  kann neben  $M_{\text{innen}}$  vernachlässigt werden, Abb. 177b. Also bleibt

$$\mathfrak{H}l = nI \quad \text{oder} \quad \mathfrak{H} = nI/l.$$

Das ist nichts anderes als die auf S. 66 gefundene Gl. (69). Sie erweist sich hier als Sonderfall der allgemeinen Gl. (83).

2. Das Magnetfeld  $\mathfrak{H}$ , im Abstände  $r$  von einem stromdurchflossenen geraden Draht<sup>2)</sup>. Die magnetische Spannung längs einer seiner kreis-

<sup>1)</sup> Zur Veranschaulichung diene noch folgender Versuch: Wir wissen, daß ein Magnetfeld die Molekularströme im Eisen ausrichtet und so die Amperewindungen des Feldes erhöht (§ 53). Wir umfassen einen von etwa 50 Ampere durchflossenen Kupferdraht mit einem dicken Eisendraht. Zwischen den Enden des Eisendrahtes zeigt sich ein kräftiges Magnetfeld, es wird mit Eisenspänen sichtbar gemacht. Wir wiederholen den Versuch mit  $n$ -facher Umfassung, z. B.  $n = 5$ . Das Magnetfeld zwischen den Enden des Eisendrahtes ist erheblich stärker, es trägt einen viel dickeren Eisenbart.

<sup>2)</sup> Im Zentrum einer beliebigen Kreiswindung mit dem Radius  $r$  und der Länge  $l$  ist die Feldstärke

$$\mathfrak{H} = \frac{nI}{l} \frac{l}{\sqrt{4r^2 + l^2}}. \tag{85}$$

Daraus folgt für den Grenzfall einer einzigen Kreiswindung ( $l = 0$ ) als Feldstärke im Mittelpunkt  $\mathfrak{H} = I/2r$ .

förmigen Feldlinien (Abb. 4) vom Radius  $r$  ergibt sich aus Symmetriegründen zu

$$M = 2r\pi\mathfrak{H}_r = I,$$

also

$$\mathfrak{H}_r = \frac{1}{2\pi} \frac{I}{r}. \quad (84)$$

Diese Beziehung spielte früher im Elementarunterricht unter dem Namen „Gesetz von BIOT und SAVART“ eine große Rolle.

3. Spannungsmessungen in Magnetfeldern permanenter Magnete. Unsere Darstellung hat stets die Wesensgleichheit der Magnetfelder von strom-

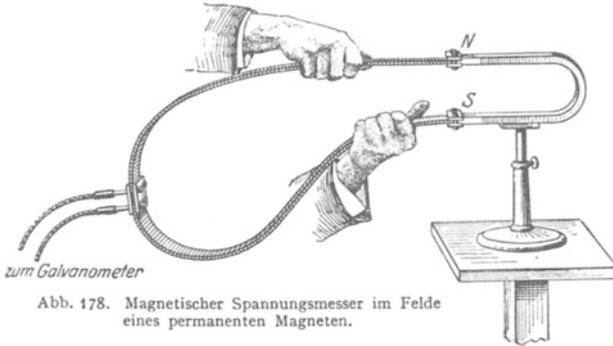


Abb. 178. Magnetischer Spannungsmesser im Felde eines permanenten Magneten.

durchflossenen Leitern und von permanenten Magneten betont. Diese kann man mit dem magnetischen Spannungsmesser von neuem belegen. In Abb. 178 wird die magnetische Spannung zwischen den Polen eines Hufeisenmagneten bestimmt. Zur Spannungsmessung entfernt man den Magneten mit einer raschen Bewegung. Die Spannung ergibt sich

wieder völlig unabhängig vom Weg. — Auf geschlossenem Wege ergibt sie sich stets gleich Null. Der Spannungsmesser kann ja auf keine Weise die Molekularströme umfassen. Er müßte dann schon mitten durch die einzelnen Moleküle hindurchgeführt werden. Jeder im permanenten Magneten gebohrte Kanal geht nicht durch die Moleküle, sondern zwischen ihnen hindurch.

§ 60. Verschiebungsstrom und I. MAXWELLSche Gleichung. Man greife auf die erste Abbildung dieses Kapitels zurück, auf Nr. 159. Dort änderte sich das elektrische Feld eines Kondensators, und währenddessen floß im Leitungs-

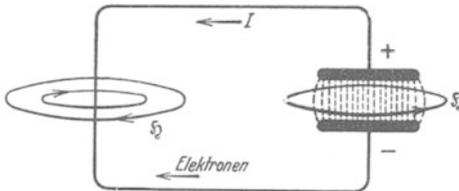


Abb. 179. Schema für das Magnetfeld von Leitungsstrom und Verschiebungsstrom.  $I$  = konventionelle Stromrichtung von + nach -

draht ein elektrischer Leitungsstrom. Dieser ist von ringförmigen magnetischen Feldlinien umgeben, und eine von ihnen war in Abb. 159 gezeichnet worden. Wir denken uns nun diese Figur ergänzt und entsprechende Feldlinien um die übrigen Drahtabschnitte herumgezeichnet. Dann kann man roh, aber unmißverständlich sagen: Der ganze Leitungsdraht ist von einem „Schlauch“

magnetischer Feldlinien umfaßt. Der so gezeichnete Schlauch endet beiderseits beim Eintritt des Leitungsdrahtes in die Kondensatorplatten. MAXWELL hingegen lehrte: Der Schlauch der magnetischen Feldlinien hat keine Enden, er bildet einen geschlossenen Hohlring: Auch das sich ändernde elektrische Feld des Kondensators ist von ringförmigen magnetischen Feldlinien umgeben. Die Abb. 159 ist durch Abb. 179 zu ersetzen. Deswegen bekommt das sich ändernde elektrische Feld einen seltsamen Namen, nämlich Verschiebungsstrom: Denn es besitzt das Hauptkennzeichen eines elektrischen Stromes, nämlich ein Magnetfeld. Von allen übrigen Bedeutungen des Wortes Strom, von einem Fließen oder Strömen in Analogie zum Wasserstrom, ist hier nichts mehr erhalten geblieben. Das Wort Verschiebungsstrom bedeutet hier



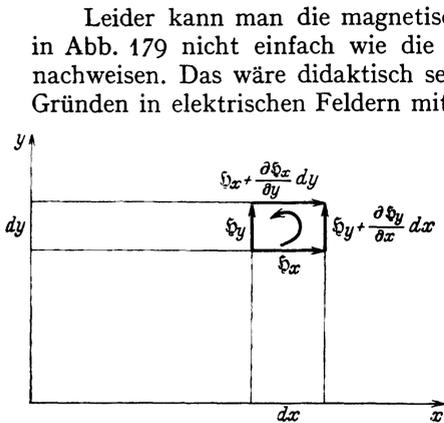


Abb. 181. Bildung der Liniensumme der magnetischen Feldstärke  $\mathfrak{H}$  längs des Umfangs eines Flächenelementes  $dx dy$ .  $x$ -Achse senkrecht nach oben, also Rechtskoordinatensystem. Integrationsweg in der  $z$ -Richtung gesehen mit dem Uhrzeiger.

frei im Raum fortschreitender elektrischer Wellen. Um diese Schwierigkeit kommt man bei der Darstellung der modernen Elektrizitätslehre nicht herum. Bis dahin bleibt das Magnetfeld des Verschiebungsstromes eine nur plausibel gemachte Behauptung.

In Abb. 180 und Gleichung (87) war der Querschnitt  $F$  des elektrischen Feldes konstant und in Ruhe, die elektrische Feldstärke  $\mathfrak{E}$  aber zeitlich veränderlich angenommen. Ein Magnetfeld kann jedoch auch anders entstehen: Die elektrische Feldstärke  $\mathfrak{E}$  bleibt konstant, aber das Feld und die an seinen Enden befindlichen Ladungen bewegen sich mit der Geschwindigkeit  $u$  senkrecht zur Richtung der Feldlinien. Dabei überstreicht die zu  $u$  senkrechte Breite  $D$  des Feldes in der Zeit  $t$  eine Fläche  $F = D \cdot u \cdot t$ . Infolgedessen nennt man  $\frac{\partial F}{\partial t}$  oder  $F = Du$  die „Änderungsgeschwindigkeit“ der Fläche  $F$ . Dieser Fall war u. a. in Abb. 153 verwirklicht. Dort war die zu  $u$  senkrechte Breite des elektrischen Feldes gleich der Ringbreite  $D$ ; es entstand senkrecht sowohl zur Richtung von  $\mathfrak{E}$  wie von  $u$  ein Magnetfeld. In diesem Fall lautet die I. MAXWELLSche Gleichung

$$\int \mathfrak{H}_s \cdot ds = \varepsilon_0 \mathfrak{E} \dot{F} = \varepsilon_0 \mathfrak{E} D u. \quad (87a)$$

Es bleibt der Wert der magnetischen Spannung  $\int \mathfrak{H}_s ds$  zu bestimmen. Zu diesem Zweck denke man sich in Abb. 153 den schwarzen Querschnitt des einen der beiden Ringe mit einem rechteckigen Wege  $s$  umgrenzt. Dann hat die magnetische Feldstärke  $\mathfrak{H}$  nur längs der zwischen beiden Ringen gelegenen Rechteckseite (Länge  $D$ ) einen endlichen Wert. Wir bekommen

$$\int \mathfrak{H}_s ds = \mathfrak{H} D.$$

Einsetzen dieses Wertes in (87a) ergibt: Ein mit der Geschwindigkeit  $u$  vorrückendes elektrisches Feld mit der elektrischen Feldstärke  $\mathfrak{E}$  erzeugt senkrecht zu  $\mathfrak{E}$  und  $u$  eine magnetische Feldstärke

$$\mathfrak{H} = \varepsilon_0 \cdot \mathfrak{E} \cdot u. \quad (87b)$$

Diese Gleichung werden wir in § 151 benutzen.

Leider kann man die magnetischen Feldlinien des Verschiebungsstromes in Abb. 179 nicht einfach wie die eines Leitungsstromes mit Eisenfeilspänen nachweisen. Das wäre didaktisch sehr bequem. Man kann aber aus technischen Gründen in elektrischen Feldern mit langen Feldlinien nicht die nötige Amperezahl des Verschiebungsstromes herstellen. Aber die Ausführung des Versuches würde im Grunde nichts für die Erzeugung des Magnetfeldes durch den Verschiebungsstrom beweisen. Man könnte das in Abb. 179 beobachtete Magnetfeld stets dem Leitungsstrom in den Zuleitungen zu den Kondensatorplatten zuschreiben.

Ein wirklicher Beweis für das Magnetfeld des Verschiebungsstromes kann nur bei Benutzung ringförmig geschlossener elektrischer Feldlinien geführt werden. Er wird erst im XV. Kapitel erbracht, und zwar durch den Nachweis

§ 61. Zusammenfassung. Der Gedankengang dieses Kapitels wird hier noch einmal in Form einer Gegenüberstellung wiederholt.

Die experimentellen Ausgangstatsachen sind:

Ein Induktionsversuch: Ein die Fläche  $F$  senkrecht durchsetzendes Magnetfeld ändert sich mit der Geschwindigkeit  $\dot{\mathfrak{H}}$ . Wir beobachten zwischen den Enden eines  $F$  umfassenden Drahtes eine elektrische Spannung (Abb. 167).

Ein Leitungsstrom  $I$  ist von geschlossenen magnetischen Feldlinien  $\mathfrak{H}$  umgeben (Abbildung 4).

Erweiterte Deutung dieses experimentellen Befundes:

Der Draht ist für den Induktionsvorgang ganz unwesentlich. Der primäre Vorgang ist das Auftreten endloser, geschlossener elektrischer Feldlinien  $\mathfrak{E}$ , die das sich ändernde Magnetfeld umfassen (Abb. 168).

Auch der Verschiebungsstrom

$$I_v = \epsilon_0 F \dot{\mathfrak{E}}$$

hat ein Magnetfeld (Abb. 180).  $\dot{\mathfrak{E}}$  ist die Änderungsgeschwindigkeit des die Fläche  $F$  durchsetzenden elektrischen Feldes.

Messung der Liniensumme der Feldstärke im Gebiete der geschlossenen Feldlinien liefert

die elektrische Spannung  

$$U = \int \mathfrak{E}_s ds$$

Einheit: Volt.

die magnetische Spannung  

$$M = \int \mathfrak{H}_s ds$$

Einheit: Ampere(windung).

Als Spannungsmesser dient:

ein Draht, in dem das Feld zusammenbricht und ein Influenzvorgang stattfindet (Abb. 167).

die gestreckte zweilagige Spiralspule (Abb. 172), in der ein Spannungsstoß induziert wird.

Ergebnis der Spannungsmessungen:

$$U = \int \mathfrak{E}_s ds = \mu_0 F \dot{\mathfrak{H}}$$

unabhängig vom Wege  $s$ . Die elektrische Spannung  $U$  hat auf geschlossenem Wege  $s$  einen endlichen Wert, wenn der Weg  $s$  ein sich änderndes Magnetfeld einmal umfaßt.  $U$  ver- $n$ -facht sich bei  $n$ -facher Umfassung.

$$M = \int \mathfrak{H}_s ds = \epsilon_0 F \dot{\mathfrak{E}}$$

unabhängig vom Wege  $s$ . Die magnetische Spannung  $M$  hat auch auf geschlossenem Wege einen endlichen Wert, wenn der Weg  $s$  den Verschiebungsstrom einmal umfaßt.  $M$  ver- $n$ -facht sich bei  $n$ -facher Umfassung.

Man greife noch einmal auf die Vorbemerkung dieses Kapitels zurück, § 55. Dort zeigte uns die Abb. 159 unsere damalige Kenntnis vom Zusammenhang des magnetischen und des elektrischen Feldes: Der bei der Änderung des elektrischen Feldes auftretende Leitungsstrom im Leiter war von magnetischen Feldlinien umgeben,

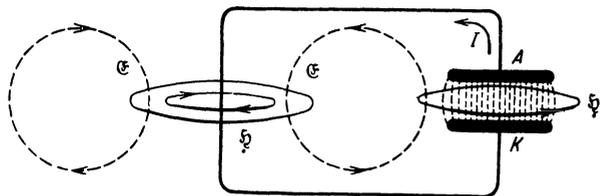


Abb. 182. Verketzung elektrischer und magnetischer Feldlinien. (Der Punkt unter dem  $\mathfrak{H}$  soll andeuten, daß die magnetische Feldstärke während der Kondensatorentladung abnimmt.)  $I$  = konventionelle Stromrichtung von + nach -

An die Stelle der Abb. 159 tritt jetzt die hier ganzrohskizzierte Abb. 182. Magnetische Feldlinien sind

wieder ausgezogen, elektrische wieder punktiert. Diese Abbildung geht über die frühere mit zwei Aussagen hinaus:

1. Ein sich änderndes elektrisches Feld ist von geschlossenen magnetischen Feldlinien umgeben. „Auch der Verschiebungsstrom hat ein Magnetfeld.“
2. Ein sich änderndes magnetisches Feld ist von geschlossenen elektrischen Feldlinien umgeben: „Induktion“.

Die beiden MAXWELLSchen Gleichungen (79) v. S. 76 und (88) v. S. 81 beschreiben diese Tatsachen in einer ganz allgemeinen Form.

## VIII. Kräfte im magnetischen Felde.

§ 62. Die Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}$ . Das Induktionsgesetz gab uns beim Entstehen oder Verschwinden eines Magnetfeldes den Spannungsstoß

$$\int U dt = \mu_0 n F \mathfrak{H} \quad (74) \text{ v. S. 73}$$

( $F$  = Querschnitt des von der Induktionsspule umfaßten Bündels magnetischer Feldlinien).

Jetzt nehmen wir die Fläche der Induktionsspule senkrecht zu den Feldlinien an und führen zwei neue Begriffe ein, nämlich

$nF$  = Windungsfläche der Induktionsspule, meßbar in  $m^2$ ,  
 Induzierter Spannungsstoß  $\int U dt$   
 Windungsfläche  $n \cdot F$  = Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}$ , meßbar in Voltsek./ $m^2$ .

Dann lautet das Induktionsgesetz

$$\mathfrak{B} = \mu_0 \mathfrak{H}, \quad (89)$$

d. h. die Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}$ , gemessen durch das Verhältnis des induzierten Spannungsstoßes zur Windungsfläche, ist streng proportional der Feldstärke  $\mathfrak{H}$ , gemessen durch das Verhältnis von Stromwindungszahl zur Spulenlänge.

Diese Erfahrungstatsache läßt sich nach Wahl in dreierlei Weise auswerten:

1. Man betrachtet die leicht meßbare Größe  $\mathfrak{B}$  als bequemes Hilfsmittel zur Messung der magnetischen Feldstärke  $\mathfrak{H}$ , also  $\mathfrak{H} = \mathfrak{B}/\mu_0$ .

2. Man betrachtet die Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}$  lediglich als sprachliche Kürzung für das oft auftretende Produkt  $\mu_0 \mathfrak{H}$ .

3. Man betrachtet  $\mathfrak{B}$  als selbständige, der Feldstärke  $\mathfrak{H}$  gleichberechtigte, zweite Maßgröße des magnetischen Feldes und stellt sie ebenfalls durch einen Vektor dar; die Flächendichte des induzierten Spannungsstoßes hängt ja von der Neigung der Induktionsspule gegenüber den Feldlinien ab.

Die Darstellung dieses Buches wird allen drei Möglichkeiten in gleicher Weise gerecht. Zur Anwendung der Gleichung (89) bestimmen wir als Beispiel das Magnetfeld des Elektromagneten in Abb. 188 von S. 88. Die Polflächen sind eben, ihr Abstand klein (etwa 1 cm) und folglich das Feld in der Mitte gut homogen. Wie groß ist dort die Feldstärke  $\mathfrak{H}$ ?

Eine Messung mit dem Magnetometer ist kaum ausführbar, es fehlt an Platz. Für die Berechnung der Feldstärke  $\mathfrak{H}$  fehlt so gut wie alles: die genaue Kenntnis der Windungszahl und die Formel für die kurz und breit gewickelten Spulen. Vor allem aber kommen zu den sichtbaren Stromwindungen der Spulen die unsichtbaren im Innern des Eisenkerns hinzu. — Hingegen bietet die Messung der Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}$  keinerlei Schwierigkeit. Wir stellen eine kleine Induktionsspule  $J$  (Abb. 183), meist „Probenspule“ genannt, senkrecht zu den Feldlinien in das auszumessende Feldgebiet und verbinden die Spulenden mit einem auf Voltsekunden geeichten Galvanometer. Dann ziehen wir die Probenspule aus dem Felde heraus, beobachten den Spannungsstoß (Voltsekunden) und dividieren ihn durch die Windungsfläche  $n \cdot F$  der Probenspule ( $m^2$ ). So finden wir für den Elektromagneten in Abb. 188 etwa  $\mathfrak{B} = 1,5 \text{ Voltsek./m}^2 = 15000 \text{ Gauß}$ . Man nennt



Abb. 183. Probenspule zur Messung der Kraftflußdichte eines Elektromagneten. Eine Windung von  $3 \text{ cm}^2$  Fläche, also Windungsfläche  $nF = 3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ .



Diese Drahtschleife stellt man in das homogene Magnetfeld einer gestreckten Spule möglichst parallel zu den Feldlinien. Es sollen keine magnetischen Feldlinien durch die Schleifenflächen hindurchtreten. (Bei richtiger Aufstellung darf beim Schließen und Öffnen des Feldspulenstromes kein Spannungsstoß induziert werden.) Der Blechstreifen ragt seitlich aus einem Schlitz der Feldspule heraus. — Dann kommt der eigentliche Versuch: Man verschiebt den Blechstreifen mit beliebiger Geschwindigkeit um das Stück  $x$ . Dabei passiert eine Blechfläche der Größe  $F = D \cdot x$  die Verbindungslinie  $KA$ . Wir beobachten einen Spannungsstoß (Voltsekunden)

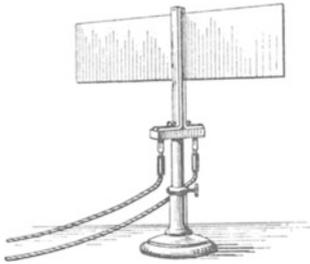
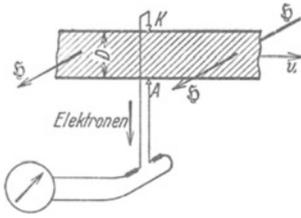


Abb. 185. Zur Induktion in einer bewegten Metallplatte, oben Schema, unten Ausführung.

Bandsäge zu schließen und irgendwie über Räder zu führen. Das Blech rücke mit der konstanten Geschwindigkeit  $dx/dt = u$  vor. Dann beobachtet man einen Dauerausschlag des Galvanometers, entsprechend der konstanten Spannung<sup>1)</sup>

$$U = \mu_0 D (u \times \xi) \quad (93)$$

oder eine längs  $D$  herrschende elektrische Feldstärke

$$\mathcal{E} = \mu_0 (u \times \xi). \quad (93a)$$

Das folgt unmittelbar aus Gleichung (90), also dem Induktionsgesetz.

Diesen Versuch zeigen wir qualitativ in einer lehrreichen Variante. In Abb. 186 rotiert ein zylindrischer Magnetstab um seine Längsachse. Von den beiden schleifend angepreßten Drähten führen zwei Leitungen zum Galvanometer. Gleichförmige Rotation gibt einen konstanten Galvanometerausschlag. Hier tritt die Oberfläche des Stabes an die Stelle des bewegten Bleches in Abb. 185. Sie wird von den Feldlinien der Polgebiete durchsetzt.

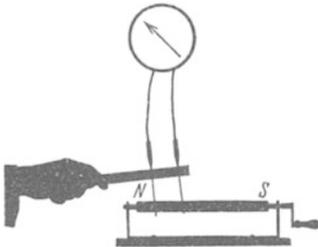


Abb. 186. Unipolar- oder Rotationsinduktion, eine Abart des in Abb. 185 gezeigten Vorganges.

Durch diese und ähnliche Anordnungen ist der alte Name „Rotations“- oder „Unipolarinduktion“ entstanden. Er bringt aber nicht das Wesentliche zum Ausdruck: Die Relativbewegungen einzelner Leiter Teile in der „Induktionsspule“ gegeneinander.

**§ 64. Deutung der Induktion in bewegten Leitern.** Was lernen wir aus den Versuchen über Induktion in bewegten Leitern?

Früher konnten wir (dank der Relativität aller zur Induktion führenden Bewegungen) alle Induktionserscheinungen vom Standpunkt einer ruhenden Induktionsspule aus betrachten und im Sinne MAXWELLS auf das in Abb. 168 skizzierte Schema zurückführen: Ein sich zeitlich änderndes magnetisches Feld

<sup>1)</sup> Vgl. S. 44 unten.

umgibt sich mit geschlossenen elektrischen Feldlinien (einem elektrischen „Wirbelfeld“).

Bei unseren neuen Versuchen hingegen bewegen sich einzelne Teile der Induktionsspule oder -schleife gegeneinander. Folglich kann man nicht mehr den Standpunkt der ruhenden Induktionsspule einnehmen und die neuen Versuche nicht mehr mit dem früheren Bilde darstellen. Statt dessen bringen uns die Induktionsversuche mit bewegten Leitern eine neue Erkenntnis: Wir wissen bereits: Eine bewegte elektrische Ladung erzeugt ein Magnetfeld [§ 52, Gleichung (73) von S. 67]. Jetzt lernen wir zu diesem Satz ein Gegenstück: Ein Magnetfeld übt auf bewegte Ladungen Kräfte aus. Die Größe dieser Kräfte folgt unmittelbar aus dem Induktionsgesetz.

Wir greifen auf die Abb. 185 zurück. — Wie jeder Körper enthält auch das Blech Elektrizitätsatome, und zwar gleiche Mengen  $q$  von beiden Vorzeichen. Diese Elektrizitätsatome nehmen an der Bewegung des Bleches mit voller Geschwindigkeit teil. Dazu haften sie hinlänglich (s. oben S. 68 und später S. 183).

Zur Vereinfachung sprechen wir weiterhin nur von den negativen Elektrizitätsatomen, den Elektronen. Für die positiven gilt alles Folgende ebenso, aber mit umgekehrtem Vorzeichen.

Das Experiment zeigt: Die bewegten Elektronen häufen sich in Abb. 185 bei  $K$  an. Dadurch entsteht eine aufwärts gerichtete elektrische Feldstärke  $\mathcal{E}' = \nu_0 (\xi \times u)$ . Diese zieht die Ladung  $q$  mit der Kraft  $\mathcal{K}' = q \cdot \mathcal{E}' = \nu_0 q (\xi \times u)$  nach unten. Trotzdem bleiben Spannung und Elektronenanhäufung während der Bewegung erhalten. Also muß das Magnetfeld auf die bewegte Ladung  $q$  eine nach oben gerichtete Kraft ausüben von der Größe

$$\mathcal{K} = \nu_0 q (u \times \xi)$$

oder nach Gleichung (89) von S. 84

$$\boxed{\mathcal{K} = q (u \times \mathcal{B})} \tag{94}$$

( $\mathcal{K}$  in Großdyn,  $\mathcal{B}$  in Voltsek./m<sup>2</sup>,  $u$  in m/sek.,  $q$  in Amperesekunden).

Mit dieser Kraft wirkt ein Magnetfeld der Kraftflußdichte  $\mathcal{B}$  auf eine mit der Geschwindigkeit  $u$  senkrecht zu den Feldlinien bewegte Ladung  $q$ . Diese Kraft steht sowohl zum Felde wie zur Geschwindigkeit senkrecht. (Abb. 187.)

Leider können wir diese Gleichung (94) im Schaulversuch nicht mit einem mechanisch bewegten Elektrizitätsträger nachprüfen, etwa einer geladenen Seifenblase. Man kann für solche groben Träger das Produkt  $q \cdot u$  nicht groß genug machen. Doch können wir die Gleichung (94) in anderer Weise mit der Erfahrung vergleichen.

Nach S. 67 ist die sichtbare Bewegung eines Elektrizitätsträgers mit der unsichtbaren Bewegung von Elektrizitätsatomen im Innern von Leitern gleichwertig. Es gilt quantitativ

$$qu = Il. \tag{73}$$

Dies setzen wir in Gleichung (94) ein und erhalten als Kraft auf ein vom Strom  $I$  durchflossenes, zu den Feldlinien senkrechttes Leiterstück der Länge  $l$

$$\boxed{\mathcal{K} = \nu_0 \xi Il = \circ \mathcal{B} Il.} \tag{95}$$

Zur Prüfung dieser Gleichung benutzen wir in Abb. 188 einen horizontalen geraden Leiter im homogenen Magnetfeld eines Elektromagneten. Er bildet mit seinen beiden starren Zuleitungen ein Trapez und hängt an einem Kraftmesser

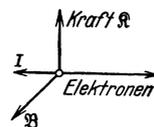


Abb. 187. Kraft, Laufrichtung und Kraftflußdichte  $\mathcal{B}$  stehen zueinander senkrecht.  $I$  = konventionelle Stromrichtung von + nach -

(Waage). Ein Zahlenbeispiel findet sich in der Satzbeschriftung der Abb. 188. Das Feldlinienbild zeigt Abb. 189.

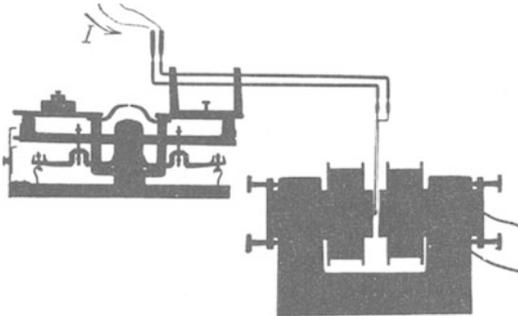


Abb. 188. Ein horizontaler stromdurchflossener Leiter im homogenen Magnetfeld eines Elektromagneten. Der Leiter erscheint perspektivisch stark verformt. Zahlenbeispiel:  $I = 15$  Ampere;  $l = 5 \cdot 10^{-2}$  m;  $\mathfrak{H} = 1,5$  Voltsek./m<sup>2</sup>;  $\mathfrak{R} = 1,12$  Großdyn = 115 Pond.

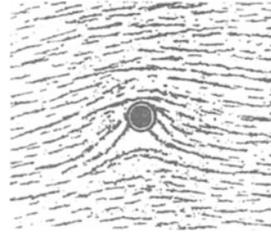


Abb. 189. Feldlinienbild zu Abb. 188. Der Leiter steht senkrecht zur Papirebene.

§ 65. Kräfte zwischen zwei parallelen Strömen. Die Lichtgeschwindigkeit  $c = 3 \cdot 10^8$  m/sek. Als Anwendungsbeispiel für die Gleichung (95) berechnen wir die Kräfte zwischen zwei parallelen von Strömen  $I_1$  und  $I_2$  durchflossenen Leitern der Länge  $l$  im Abstände  $r$  (Abb. 9). Der Strom  $I_1$  erzeugt im Abstände  $r$

$$\text{die Feldstärke} \quad \mathfrak{H} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{I_1}{r} \quad \text{Gl. (84) v. S. 80}$$

und

$$\text{die Kraftflußdichte} \quad \mathfrak{B} = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot \frac{I_1}{r}. \quad (96)$$

Gleichung (95) und Gleichung (96) zusammengefaßt ergeben für die Anziehung bei gleicher und Abstoßung bei einander entgegengesetzter Stromrichtung

$$\mathfrak{R} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2 l}{r}. \quad (97)$$

Zahlenbeispiel (Abb. 9):  $I = 100$  Ampere;  $l = \frac{1}{2}$  m;  $r = 1$  cm = 0,01 m;  $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$  Voltsek./Ampere Meter;  $\mathfrak{R} = 10^{-1}$  Großdyn = 10 Pond.

Wir wenden die Gleichung (97) auf einen Sonderfall an: Wir denken uns beide Ströme von zwei gleichen, nebeneinander fliegenden Reihen von Elektrizitätsatomen gebildet (Abb. 190) (elektrische Korpuskularstrahlen). Es soll also im Gegensatz zu den Leitungsströmen in Metallen usw. die gleich große Anzahl von Elektrizitätsatomen des anderen Vorzeichens fehlen. Infolgedessen tritt zwischen den beiden Reihen außer der magnetischen Anziehung  $\mathfrak{R}_{\text{magn}}$  eine elektrische Abstoßung  $\mathfrak{R}_{\text{el}}$  auf.

Für die magnetische Anziehung erhalten wir durch Zusammenfassung der Gleichungen (97) und (73) von S. 67

$$\mathfrak{R}_{\text{magn}} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{q^2 u^2}{lr}. \quad (98)$$

Für die elektrische Abstoßung ergibt sich

$$\mathfrak{R}_{\text{el}} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q^2}{lr}. \quad (99)$$

Herleitung: Die linke Ladungskette erzeugt im Abstand  $r$  die Verschiebungsdichte  $\mathfrak{D} = \frac{q}{2r\pi l}$ , also die Feldstärke  $\mathfrak{E} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q}{rl}$ . Diese wirkt nach Gleichung (19) von S. 38 auf die rechts befindliche Ladungskette mit der Kraft  $\mathfrak{R}_{\text{el}} = q \cdot \mathfrak{E} = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{q^2}{rl}$ .



Abb. 190. Zwei parallel zueinander fliegende Reihen von Elektrizitätsatomen gleichen Vorzeichens.

Aus Gleichung (98) und (99) erhalten wir das Verhältnis

$$\frac{\text{anziehende Kraft } \mathfrak{R}_{\text{magn}}}{\text{abstoßende Kraft } \mathfrak{R}_{\text{el}}} = \mu_0 \varepsilon_0 u^2 \quad (100)$$

Wir berechnen das Produkt

$$\begin{aligned} \mu_0 \varepsilon_0 &= 1,256 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Voltsekunden}}{\text{Ampere Meter}} \cdot 8,859 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Amperesekunden}}{\text{Volt Meter}}, \\ \mu_0 \varepsilon_0 &= 0,11127 \cdot 10^{-16} \frac{\text{sek}^2}{\text{m}^2} = \left( \frac{1}{2,998 \cdot 10^8} \right)^2 \frac{\text{sek}^2}{\text{m}^2} = \frac{1}{(\text{Lichtgeschwindigkeit } c)^2}. \end{aligned}$$

Es gilt<sup>1)</sup>

$$c = (\varepsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}}. \quad (101)$$

Das ist die große Entdeckung WILHELM WEBERS (1856): Man kann die Lichtgeschwindigkeit  $c$  aus rein elektrischen Messungen herleiten, nämlich Messungen der Influenzkonstante  $\varepsilon_0$  und der Induktionskonstante  $\mu_0$  (vgl. § 151).

(100) und (101) ergeben

$$\frac{\text{anziehende Kraft } \mathfrak{R}_{\text{magn}}}{\text{abstoßende Kraft } \mathfrak{R}_{\text{el}}} = \frac{u^2}{c^2}. \quad (102)$$

Die Lichtgeschwindigkeit erscheint hier als ausgezeichnete Geschwindigkeit. Im Grenzfalle  $u = c$  sollten nach Gleichung (102) die elektrischen und magnetischen Kräfte gleich groß werden. Doch ist gegen die Herleitung der Gleichung (99) ein Einwand zu machen: Wir haben die Gleichung  $\mathfrak{R} = q \cdot \mathfrak{C}$  auf S. 38 für ruhende Ladungen hergeleitet, hier aber auf schnell bewegte angewandt (s. später § 160).

**§ 66. Regel von LENZ. Wirbelströme.** Durch Induktionsvorgänge entstehen elektrische Felder, Ströme und Kräfte. Ihre Richtungsvorzeichen bestimmt man nach einer von H. F. E. LENZ (1834) gegebenen Regel:

Die durch Induktionsvorgänge entstehenden elektrischen Felder, Ströme und Kräfte behindern stets den die Induktion einleitenden Vorgang. Beispiele:

1. In Abb. 163 S. 73 konnten wir die Induktion durch ein Anwachsen des Magnetfeldes hervorgerufen. Folglich muß ein in der Induktionsspule entstehender Strom das Anwachsen des Magnetfeldes behindern. Er muß also dem Feldspulenstrom entgegengesetzt fließen (vgl. S. 74).

2. In Abb. 191 hängt ein Al-Ring als Induktionsspule pendelnd zwischen den Kegelpolen eines Hufeisenmagneten. Wir ziehen den Magneten auf seiner Führungsschiene zur Seite. Der Ring folgt dem Magneten. Die Trennung, die Ursache des Induktionsvorganges, wird behindert.

3. Wir kehren den Versuch um, d. h. wir nähern den Magneten dem Ringe und versuchen den Ring ins Gebiet des zentralen, stärksten Feldes zu bringen. Jetzt weicht der Ring vor dem anrückenden Magneten zurück. Die Annäherung, die Ursache der Induktion wird behindert.

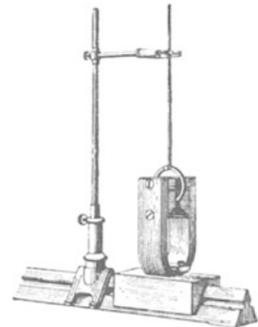


Abb. 191. Eine ringförmige „Induktionsspule“ hängt pendelnd zwischen den Polen eines auf einer Schiene verschiebbaren Hufeisenmagneten.



Abb. 192. Wirbelströme bremsen die Fall einer Silbermünze im inhomogenen Magnetfeld.

<sup>1)</sup> Natürlich unabhängig von den willkürlich gewählten Einheiten von Strom und Spannung! Beide Einheiten stehen sowohl im Zähler wie im Nenner des Produktes  $\varepsilon_0 \mu_0$ .

4. In den Fällen 2 und 3 kann man das Loch im Ring beliebig klein machen. Dann entartet der Ring zu einer massiven Blechscheibe. Die in diesem Blech induzierten Ströme nennt man Wirbelströme.

Man bringe eine Silbermünze in das inhomogene Magnetfeld eines größeren Elektromagneten. Dann fällt sie nicht mit der in Luft üblichen Geschwindigkeit. Sie sinkt ganz langsam wie in einer klebrigen Flüssigkeit zu Boden. So sehr behindert der Induktionsvorgang seine Ursache, d. h. hier die Fallbewegung.

5. Wir ersetzen die geradlinige Bewegung durch eine Drehung. Wir drehen in Abb. 193 einen Hufeisenmagneten um seine Längsachse und erhalten so ein

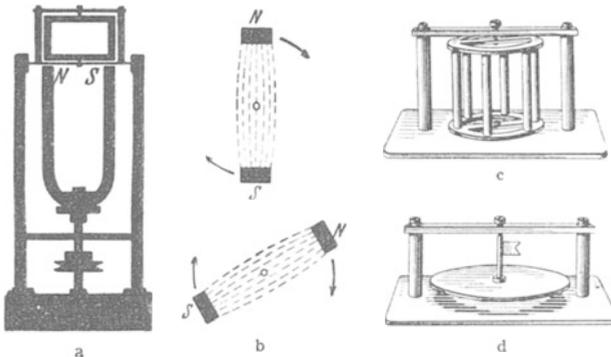


Abb. 193. Magnetisches Drehfeld mit verschiedenen „Induktionsläufern“. b zeigt schematisch das mit dem Apparat der Abb. a hergestellte magnetische Drehfeld in zwei um  $60^\circ$  getrennten Stellungen. Die kleinen Kreise markieren für den senkrecht von oben blickenden Beschauer die Drehachse des Hufeisenmagneten und der magnetischen Feldlinien zwischen seinen umlaufenden Polen N.S. c und d zwei Läufer, die statt des rechteckigen Läufers oberhalb des drehbaren Magneten eingesetzt werden können. Die Anwendung des Läufers d gibt eine Umkehr des in Abb. 194 folgenden Versuches.

ja die Feldänderung innerhalb der Rahmenfläche fort und damit auch die Induktion. Man nennt den prozentischen Geschwindigkeitsunterschied zwischen Spule und Drehfeld die „Schlüpfung“ oder den „Schlupf“. — Bei der technischen Ausnutzung dieses Versuches wird der einfache rechteckige Rahmen durch einen metallischen Käfig (Abb. 193c) ersetzt. Man spricht dann von einem Induktions- oder Kurzschlußläufer (siehe Abb. 259).

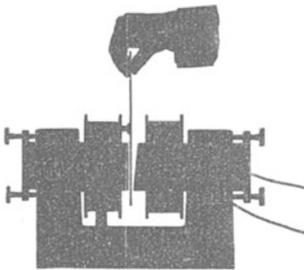


Abb. 194. Wirbelströme bremsen die Drehung einer Kreisscheibe aus Aluminium. Die Achse liegt weit hinter der Papierebene. Die Stirnflächen der Magnetpole können auch einander parallel stehen, doch sind dann nur die inhomogenen Randgebiete des Feldes wirksam.

man spürt einen zähen Widerstand von überraschender Größe. Die Induktion der Wirbelströme behindert ihre Ursache, die Scheibendrehung.

Die Entstehung dieser Wirbelströme deutet man am besten als Induktion in bewegten Leitern. Wir zeichnen uns in Abb. 195 den Querschnitt des Magnetfeldes und ein Stück der Kreisscheibe. Dabei legen wir der Einfachheit halber die Achse der Kreisscheibe in die

sich drehendes Magnetfeld: In dies „magnetische Drehfeld“ bringen wir eine drehbar gelagerte „Induktionsspule“, und zwar einen einfachen rechteckigen Metallrahmen. Der Rahmen folgt der Drehung des Feldes: Die Winkelverdre- hung zwischen Feld und Rahmen, die Ursache des Induktionsvorganges, wird behindert. Bald läuft der Rahmen fast so schnell wie das Drehfeld. Genau so rasch kann er nicht laufen. Sonst fiel

6. Im vierten Versuch lernten wir die Wirbelströme kennen. Dabei wurde ein inhomogenes Magnetfeld durch eine begrenzte Metallplatte hindurch bewegt. Es änderte sich das die Platte durchsetzende Magnetfeld. —

Wirbelströme können jedoch auch ohne Änderung der geometrischen Lagebeziehungen entstehen. Wir sehen in Abb. 194 eine kreisförmige Aluminiumscheibe in das inhomogene Magnetfeld eines Elektromagneten eintauchen. Die Achse der Kreisscheibe liegt weit hinter der Zeichenebene. Die Scheibe läßt sich nur sehr schwer drehen,

halbe Höhe des Magnetfeldes. Dann zeichnen wir uns punktiert einen kleinen Kreis, er soll uns eine geschlossene Reihe von Elektronen in der Metallscheibe andeuten. Alle Elektronen nehmen an der Scheibendrehung teil. Folglich werden sie senkrecht zu den Feldlinien bewegt, und dadurch entstehen die mit Pfeilen angedeuteten Kräfte, gemäß  $\mathfrak{F} = \textcircled{O} \mathfrak{B} q v$  (S. 87). Die Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}$  des Feldes ist unten größer als oben.  $\mathfrak{F}_3$  ist größer als  $\mathfrak{F}_1$  und dadurch entsteht eine Kreisbewegung der Elektronen gegen den Uhrzeiger. Außerdem verschieben die Kräfte  $\mathfrak{F}_2$  die ganze Strombahn nach rechts. Beide Bewegungen überlagern sich und geben als Bahn der Wirbelströme Zykloiden.

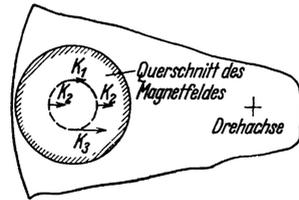


Abb. 195. Zur Entstehung der Wirbelströme in der bewegten Kreisscheibe in Abb. 194.

**§ 67. Das Kriechgalvanometer. Der Kraftfluß bei verschiedenem Eisenschluß.** Wir knüpfen an den ersten Versuch des vorigen Paragraphen an. Dort war in Abb. 191 ein Metallring als Pendel in ein Magnetfeld gehängt. Zu Schwingungen angestoßen, kommt das Pendel nach wenigen Hin- und Hergängen zur Ruhe. Die bei der Induktion auftretenden Kräfte behindern die Schwingungen (LENZsche Regel). Diese „Induktionsdämpfung“ wird praktisch viel zur Unterdrückung lästiger Schwingungen ausgenutzt. Oft wird sie als „Wirbelstromdämpfung“ ausgeführt. Man denke sich den Ring in Abb. 191 durch eine Metallscheibe ersetzt.

Die Induktionsdämpfung ist vor allem beim Bau zahlreicher Meßinstrumente unentbehrlich geworden. Man verhindert mit ihr das störende und zeitraubende Pendeln der Zeiger vor ihrer endgültigen Einstellung. Man kann praktisch immer die „gerade aperiodische“<sup>1)</sup> Zeigereinstellung erreichen.

Als einziges Beispiel bringen wir die Induktionsdämpfung des Drehspul-Strommessers (Abb. 17). Sie setzt sich meist aus zwei Anteilen zusammen: Erstens benutzt man als Träger der Spulenwindungen einen rechteckigen Metallrahmen. Er wirkt, sinngemäß auf Drehschwingungen übertragen, wie der Ring in Abb. 191. Zweitens kann die Drehspule selbst als metallisch geschlossene Induktionsspule wirken. Man benutzt das Instrument in irgendwelchen Stromkreisen. Dabei kann man im Bedarfsfall immer eine leitende Verbindung zwischen den Enden der Drehspule herstellen. Der Widerstand dieser leitenden Verbindung (in Abb. 40 z. B. rund  $10^6$  Ohm) heißt der „äußere Widerstand“. Durch passende Wahl seiner Größe sorgen geübte Beobachter stets für eine „gerade aperiodische“ Zeigereinstellung.

Bei zu großer Dämpfung „kriecht“ der Zeiger. Er erreicht seine Einstellung zwar aperiodisch, aber sehr langsam. Langsames Kriechen macht ein Galvanometer zur Messung von Strömen und Spannungen unbrauchbar. Hingegen leistet ein „Kriechgalvanometer“ bei der Messung von „Stromstößen“ ( $\int I dt$ ) und „Spannungsstößen“ ( $\int U dt$ ) außerordentliche Dienste: Es summiert während längerer Beobachtungszeiten automatisch eine Reihe aufeinanderfolgender Stöße. Eine mechanische Analogie wird das klarmachen:

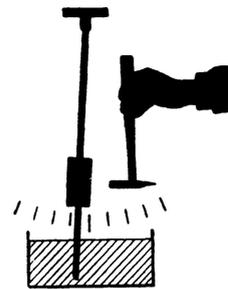


Abb. 196. Zur Wirkungsweise des Kriechgalvanometers.

In Abb. 196 taucht ein Schwerependel mit einem Ende in eine sehr zähe Flüssigkeit, etwa Honig. Dadurch wird seine Bewegung stark gedämpft. Wir lassen mit einem Hammerschlag einen Kraftstoß ( $\int \mathfrak{F} dt$ ) auf das Pendel wirken. Das Pendel schlägt mit einem Ruck aus und bleibt dann praktisch stehen: Infolge der starken Dämpfung kann es erst im Laufe vieler Minuten zum Null-

<sup>1)</sup> D. h. nicht eine „kriechende“, siehe unten!

punkt zurückkehren. Ein zweiter Kraftstoß (Hammerschlag) trifft also das Pendel am Endpunkt des ersten Ausschlages. So addiert sich der zweite Ausschlag zum ersten. Ein Kraftstoß aus der entgegengesetzten Richtung (Hammerschlag von links) wird in entsprechender Weise subtrahiert. Und so fort.

„Kriechgalvanometer“ werden in der Meßtechnik hauptsächlich zur Summierung von Spannungsstößen benutzt. Man eicht sie also

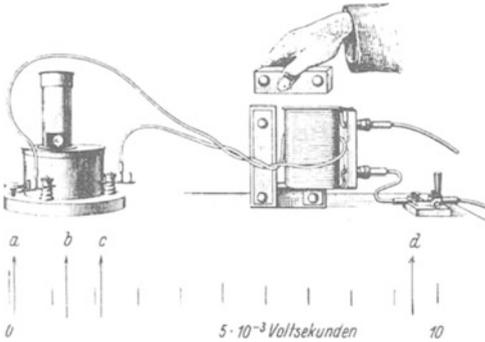


Abb. 197. Änderung des Kraftflusses durch „Eisenschluß“. Messung des Kraftflusses mit einem Kriechgalvanometer (Fluxmeter). Gleiches Instrument wie in Abb. 75, 83 usw., nur durch den kleinen „äußeren Widerstand“ der Induktionsschleife sehr stark gedämpft. Querschnitt des Eisenkernes rund 50 cm<sup>2</sup>. Zur Vergrößerung der Ausschläge kann man an Stelle der einen Induktionsschleife einige Windungen benutzen.

gemäß Abb. 162 von S. 72 auf Voltsekunden. Als Beispiel für die Anwendung des Kriechgalvanometers untersuchen wir den Einfluß des Eisens auf den Kraftfluß  $\Phi$  einer stromdurchflossenen Spule. Die Spule wird in Abb. 197 von einer improvisierten Induktionsschleife umfaßt. Der Galvanometerzeiger steht auf dem Nullpunkt der Skala (Nebenskizze in Abb. 197). Jetzt kommen die Versuche:

1. Der Spulenstrom (etwa 3 Amperere) wird eingeschaltet. Der Galvanometerzeiger verschiebt sich in die Stellung *a*. Sie bedeutet  $10^{-4}$  Voltsekunden. Es ist der Kraftfluß  $\Phi$  der leeren Spule.

2. Wir stülpen die Spule über den einen Schenkel des U-förmigen Eisenkernes. Der Zeiger geht in die Stellung *b*, der Kraftfluß  $\Phi$  ist auf  $1,4 \cdot 10^{-3}$  Voltsekunden gestiegen.

3. Wir nähern dem Eisenkern schrittweise ein eisernes Schlußjoch und legen es endlich fest auf. Der Zeiger rückt schrittweise zur Stellung *d*, der Kraftfluß hat den Wert von  $9,4 \cdot 10^{-3}$  Voltsekunden erreicht.

4. Wir unterbrechen den Strom, der Galvanometerzeiger geht nach *c*. D. h. die „remanente“ Magnetisierung des Eisens hat einen Kraftfluß von  $2,2 \cdot 10^{-3}$  Voltsekunden. Endlich entfernen wir Schlußjoch und Eisenkern, und dabei geht der Zeiger auf den Nullpunkt zurück. Die strom- und eisenfreie Spule ist auch wieder frei von Kraftfluß.

Eine qualitative Deutung ist auf Grund unserer bisherigen Kenntnisse unschwer zu geben. Für den Kraftfluß  $\Phi$  eines Magnetfeldes vom Querschnitt  $F$  und der Feldstärke  $\mathcal{H}$  gilt

$$\Phi = \mu_0 \mathcal{H} F \quad (75)$$

$$(\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6} \text{ Voltsek./Ampere Meter}).$$

Das Magnetfeld der Spule richtet die Magnetfelder der Molekularströme im Eisen zu sich selbst parallel. So addieren sich die unsichtbaren Stromwindungen zu den sichtbaren, die Feldstärke  $\mathcal{H}$  wird stark erhöht. — Quantitativ werden diese Dinge ausführlich im IX. Kapitel behandelt. Ihre Kenntnis ist jedoch für die übrigen Kapitel entbehrlich. Für diese genügt die oben gewonnene Erfahrung: Der Kraftfluß  $\Phi$  einer stromdurchflossenen Spule läßt sich durch einen „Eisenkern“ auf rund das 100fache erhöhen. Außerdem kann man ihn durch Änderung des Eisenschlusses bequem verändern.

§ 68. Das magnetische Moment  $\mathfrak{M}$ . Der einfachste und bequemste Indikator für ein magnetisches Feld ist sicher die Kompaßnadel. Das Magnetfeld übt auf einen passend gelagerten Stabmagneten ein Drehmoment aus. Dabei

läßt sich der Stabmagnet auch durch eine stromdurchflossene Spule ersetzen, z. B. in Abb. 10. Wie entsteht dies Drehmoment, wie ist es quantitativ zu behandeln? Das beantworten wir zunächst für den Fall einer stromdurchflossenen Spule. Dabei sollen die Windungsebenen den Feldlinien parallel stehen.

Die Abb. 198 zeigt uns statt der ganzen Spule nur eine einzige Windung, und zwar der Einfachheit halber von rechteckigem Querschnitt. Von den vier Seiten der Spule stehen zwei, nämlich die beiden vertikalen, senkrecht zu den Feldlinien. Folglich wirkt auf jede von ihnen die Kraft  $\mathfrak{F} = \mu_0 \mathfrak{H} l$ . Beide Kräfte  $\mathfrak{F}$  greifen am Hebelarm  $r$  an und erzeugen so das Drehmoment

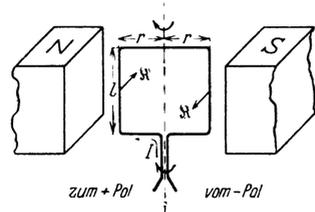


Abb. 198. Zur Entstehung des magnetischen Momentes.  $I$  = konventionelle Stromrichtung.

$$\mathfrak{M}_{\text{mech}} = \mu_0 \mathfrak{H} l l 2r = \mu_0 \mathfrak{H} I F \quad (103)$$

( $F$  = Windungsquerschnitt, unabhängig von der Gestalt, d. h. ob rechteckig, kreisrund usw.).

Jetzt führt man einen neuen Begriff ein. Man nennt das Produkt  $\mu_0 I F$  das magnetische Moment  $\mathfrak{M}$  der Windung, also

$$\mathfrak{M} = \mu_0 I F \quad (104)$$

( $\mathfrak{M}$  in Voltsek. Meter,  $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$  Voltsek./Ampere Meter;  $I$  in Ampere,  $F$  in  $\text{m}^2$ ).

Dann kann man schreiben

$$\text{Drehmoment } \mathfrak{M}_{\text{mech}} = \text{magn. Moment } \mathfrak{M} \times \text{Feldstärke } \mathfrak{H}. \quad (105)$$

(Großdynmeter)                      (Voltsek. Meter)                      (Ampere/m)

Das magnetische Moment  $\mathfrak{M}$  ist als Vektor darzustellen; seine Richtung steht senkrecht auf der Fläche der Strombahn. Dabei sieht ein in Richtung von  $\mathfrak{M}$  blickender Beobachter den Strom im Uhrzeigersinne fließen. Meist hat man statt einer rechteckigen Windung Spulen aus vielen Windungen beliebiger Gestalt (gestreckt oder gedrungen, Querschnitt  $F$  konstant wie in Zylinderspulen, oder verschieden wie in mehrlagigen Spulen, vor allem in Flachspulen).

Für diesen Fall erinnern wir zum zweiten Male an einen Versuch aus der Mechanik. In Abb. 112 war ein Stab  $S$  am Ende einer Speiche  $R$  gelagert. Er erfuhr durch jede der beiden Kräfte  $\mathfrak{F}$  ein Drehmoment  $r \times \mathfrak{F}$ . Dabei war  $r$  der senkrechte Abstand des Kraftpfalles von der Achse  $A$ . Die Länge der Speiche  $R$  war ganz gleichgültig.

Demgemäß dürfen wir für eine Spule die Drehmomente ihrer einzelnen Windungen, unabhängig von ihrem Abstand von der gemeinsamen Achse, einfach addieren. Wir erhalten das gesamte Drehmoment

$$\mathfrak{M}_{\text{mech}} = \mu_0 \mathfrak{H} I \sum F. \quad (106)$$

Für die gut ausmeßbaren Zylinderspulen von wenigen Lagen haben alle  $n$  Windungen praktisch den gleichen Querschnitt  $F$ . Daher ist ihr magnetisches Moment

$$\mathfrak{M} = \mu_0 I n F \quad (107)$$

( $\mathfrak{M}$  in Voltsek. Meter,  $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$  Voltsek./Ampere Meter;  $I$  in Ampere,  $F$  in  $\text{m}^2$ ;  $n$  = Windungszahl)

Permanente Magnete aller Art und magnetisierte Eisenstücke unterscheiden sich prinzipiell in nichts von stromdurchflossenen Spulen oder Spulenbündeln

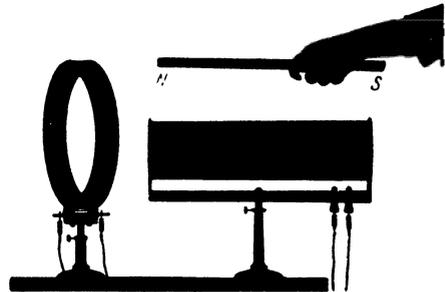


Abb. 199. Stabmagnet und zwei eisenfreie Spulen von gleichem magnetischen Moment  $\mathfrak{M} = \text{rund } 4,3 \cdot 10^{-5}$  Voltsekundenmeter. Die gestreckte Spule hat einen Durchmesser von 10,6 cm und 4300 Windungen, die flache 25,4 cm Durchmesser und 730 Windungen. Die Stromstärke beträgt etwa 0,9 Ampere.

(§ 53). Aber die Bahnen der in ihrem Innern umlaufenden Ladungen sind unsichtbar. Infolgedessen kann man das magnetische Moment  $\mathfrak{M}$  permanenter Stabmagnete u. dgl. nicht wie im Falle stromdurchflossener Spulen berechnen [Gleichung (106)]. Wohl aber kann man es mit Hilfe der Gleichung

$$\mathfrak{M}_{\text{mech}} = \mathfrak{M} \times \zeta \tag{105}$$

(Einheiten S. 93) messen:

Man lagert den permanenten Magneten (wie eine Kompaßnadel) mit geringer Reibung horizontal. Dann stellt man mit Hilfe eines meßbaren Drehmomentes (Federwaage an einem Hebelarm  $r$ ) die Verbindungslinie der Magnetpole senkrecht zu einem homogenen Magnetfeld bekannter Feldstärke  $\zeta$ . Die Abb. 200 zeigt eine solche Messung für einen Stabmagneten im magnetischen Erdfeld.

Abb. 200. Messung des magnetischen Momentes eines im Erdfeld horizontal drehbar gelagerten Stabmagnetes. n. Drehmoment  $\mathfrak{M}_{\text{mech}} = r \times \mathfrak{F}$ . Dabei  $\mathfrak{F} = 0,8$  Pond =  $7,8 \cdot 10^{-3}$  Großdyn am Hebelarm  $r = 0,1$  m. Feldstärke des horizontalen Erdfeldes  $\zeta_h = 15$  Ampere/m,  $\mathfrak{M} = \mathfrak{M}_{\text{mech}}/\zeta_h = 5,2 \cdot 10^{-2}$  Voltsek. Meter.

Kleine Drehmomente  $\mathfrak{M}$  lassen sich schlecht als Produkt Kraft mal Hebelarm messen. Man berechnet sie besser aus der Schwingungsdauer  $T$  von Drehschwingungen. Nach dem Mechanikband Gleichung (44), von S. 83, ist das Verhältnis von Drehmoment zum Winkel

$$\frac{\mathfrak{M}_{\text{mech}}}{\alpha} = 4 \pi^2 \frac{\Theta}{T^2} \tag{108}$$

( $\Theta =$  Trägheitsmoment). Ein horizontal gelagerter oder aufgehängter permanenter Magnet stellt sich mit der Verbindungslinie seiner Pole parallel den Feldlinien, im Erdfeld also in die NS-Richtung (Kompaßnadel). Um den kleinen Winkel  $\alpha$  aus der Ruhelage herausgedreht, erfährt er das Drehmoment

$$\mathfrak{M}_{\text{mech}} = \circ \mathfrak{M} \zeta \sin \alpha = \circ \mathfrak{M} \zeta \alpha .$$

(105) und (108) zusammengefaßt ergeben

$$\mathfrak{M} = \frac{4 \pi^2 \Theta}{\circ T^2 \zeta} \tag{109}$$

$T$  in Sekunden;  $\Theta$  in  $\text{kg} \cdot \text{m}^2$ , z. B. für einen Stabmagneten =  $\frac{1}{12}$  Stabmasse  $\times$  (Stablänge)<sup>2</sup>;  $\zeta$  in Ampere/m; z. B. im horizontalen Erdfeld,  $\zeta = 15$  Ampere/m;  $\mathfrak{M}$  in Voltsek. Meter).

Das magnetische Moment spielt in der Meßtechnik eine große Rolle. Wir geben als erstes Beispiel die

### Berechnung von Kräften in einem inhomogenen Magnetfeld und die Messung des Feldgefälles $\partial \zeta / \partial x$ .

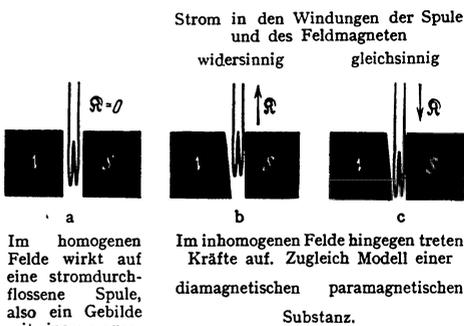


Abb. 201.

Man bringe einen beliebigen Körper (stromdurchflossene Spule, Stabmagneten usw.) mit dem magnetischen Moment  $\mathfrak{M}$  in ein homogenes Magnetfeld. Dann erfährt der Körper lediglich ein Drehmoment  $\mathfrak{M}_{\text{mech}} = \mathfrak{M} \times \zeta$ . Seine magnetische Längsachse (Spulen- oder Stabachse) stellt sich den Feldlinien des homogenen Magnetfeldes parallel.

In einem inhomogenen Magnetfeld tritt außer dem Drehmoment  $\mathfrak{M}_{\text{mech}}$  eine Kraft  $\mathfrak{F}$  auf. Sie zieht oder drückt den Körper in Richtung des

Feldgefälles  $\partial \zeta / \partial x$ . Diesen wichtigen Unterschied zwischen homogenen und inhomogenen Feldern soll die Abb. 201 erläutern.

Die Entstehung und die Größe dieser Kraft wollen wir uns an Hand der Abb. 202 klarmachen. Wir denken uns die Feldlinien des Magnetfeldes senkrecht zur Papierebene auf uns zu gerichtet. Ihre Durchstoßpunkte sind markiert. Die Feldstärke  $\mathfrak{H}$  soll von oben nach unten zunehmen.

Als Körper mit dem magnetischen Moment  $\mathfrak{M}$  ist eine rechteckige, vom Strom  $I$  durchflossene Drahtwindung (Fläche  $F = l \Delta x$ ) gezeichnet. Die nach links und rechts gerichteten Kräfte  $\mathfrak{R}_l$  und  $\mathfrak{R}_r$  heben sich gegenseitig auf. Die nach oben und unten ziehenden Kräfte sind verschieden groß. Es gilt nach Gleichung (95) von S. 87

$$\mathfrak{R}_0 = \mu_0 I l \mathfrak{H},$$

$$\mathfrak{R}_u = \mu_0 I l \left( \mathfrak{H} + \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x} \Delta x \right).$$

Also zieht nach unten die Kraft  $\mathfrak{R} = \mathfrak{R}_u - \mathfrak{R}_0$  oder

$$\mathfrak{R} = \mu_0 I l \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x} \Delta x = \mu_0 I F \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x},$$

oder nach Gleichung (104) von S. 93

$$\boxed{\mathfrak{R} = \mathfrak{M} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}} \quad (110)$$

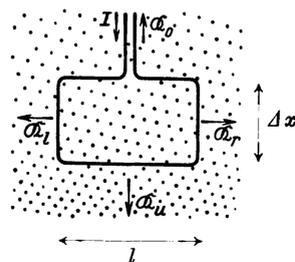


Abb. 202. Zur Herleitung der Gl. (110).  $I$  = konventionelle Stromrichtung von + nach -.

Mit dieser Kraft wird der Körper vom magnetischen Moment  $\mathfrak{M}$  ins Gebiet großer bzw. kleiner Feldstärken hineingezogen. Das Vorzeichen ergibt sich aus Abb. 201. Meist benutzt man die Gleichung (110) zur Messung eines unbekanntes Feldgefälles  $\partial \mathfrak{H} / \partial x$  mit Hilfe einer Probespule von bekanntem magnetischem Moment  $\mathfrak{M}$ .

Zahlenbeispiel: In Abb. 201 b u. c war  $\mathfrak{M} = 1,45 \cdot 10^{-7}$  Voltsek. Meter (nämlich 2 Windungen von  $20 \text{ cm}^2$  Fläche, durchflossen von 29 Ampere),  $\mathfrak{R} = 20 \text{ Pond} = 0,2 \text{ Großdyn}$ . Folglich  $\partial \mathfrak{H} / \partial x = 1,4 \cdot 10^8 \text{ Ampere/m}^2$ .

**§ 69. Lokalisierung des Kraftflusses und Magnetostatik.** Für Spulen aus  $n$  Windungen vom gleichen Querschnitt  $F$  fanden wir in § 68 das magnetische Moment  $\mathfrak{M} = \mu_0 n I F$ . Für den Sonderfall gestreckter Zylinderspulen kann man diese Gleichung vereinfachen. Man dividiert beiderseits mit der Spulenlänge  $l$  und berücksichtigt die beiden Definitionsgleichungen

$$\text{Feldstärke } \mathfrak{H} = \frac{n I}{l} \quad (69) \quad \text{und} \quad \text{Kraftfluß } \Phi = \mu_0 \mathfrak{H} F. \quad (75)$$

So erhält man

$$\boxed{\mathfrak{M} = \Phi l} \quad (111)$$

(Einheit: Voltsek. Meter),

d. h. man kann das magnetische Moment einer gestreckten Spule durch Multiplikation ihres Kraftflusses  $\Phi$  mit der Spulenlänge  $l$  bestimmen.

Diese Gleichung (111) fassen wir mit zwei unter sich eng verknüpften Erfahrungen zusammen:

1. In einer gestreckten Spule sind die Pole, d. h. die Austrittsgebiete der Feldlinien, auf die äußersten Enden der Spule beschränkt, siehe z. B. Abb. 147.

2. Bei der Messung des Kraftflusses  $\Phi$  (Abb. 166) kommt es bei gestreckten Spulen praktisch nicht auf den Abstand der Induktionsspule vom Spulenende an, nur darf er nicht kleiner als etwa  $\frac{1}{10}$  der Spulenlänge gewählt werden.

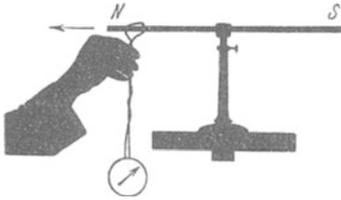


Abb. 203. Messung des Kraftflusses oder der Polstärke eines permanenten Stabmagneten. Etwa  $1,6 \cdot 10^{-4}$  Voltsekunden. Die Schleifengröße ist unwesentlich, solange der in Abb. 165 erläuterte Fehler (rückläufige Feldlinien) vermieden wird.

Auf Grund dieser Erfahrungen lokalisiert man den Kraftfluß  $\Phi$  an den beiden Enden der gestreckten Spule.

In entsprechender Weise versucht man, den Kraftfluß auch in permanenten Stabmagneten zu lokalisieren. Das geht aber erheblich schlechter:

1. sind die Austrittsgebiete der Feldlinien fast über die ganze Stablänge verteilt, siehe Abb. 147;

2. kommt es bei der Messung des Kraftflusses mit der Induktionsschleife (Abb. 203) erheblich auf den Abstand der Schleife vom Stabende an.

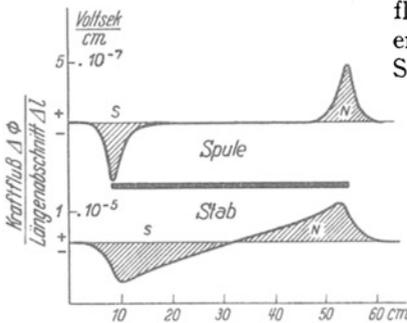


Abb. 204. Zur Lokalisierung des Kraftflusses.

Infolgedessen kann man beim Stabmagneten den Kraftfluß nicht an den Enden des Stabes lokalisieren, sondern an einem Gebiet vor dem Stabende, meist etwa  $\frac{1}{6}$  Stablänge vor dem Ende. Das veranschaulicht die untere Hälfte der Abb. 204. Diese Abbildung vergleicht die Verteilung des Kraftflusses längs einer gestreckten Spule und eines Stabmagneten. Für ihre Messung verschiebt man die Induktionsschleife in

Abb. 166 bzw. 203 schrittweise um die Längenabschnitte  $\Delta l$  und beobachtet deren Beiträge  $\Delta\Phi$  zum Kraftfluß. Dann trägt man  $\frac{\Delta\Phi}{\Delta l}$  graphisch über  $l$  auf. Die schraffierte Fläche ist der gesamte Kraftfluß  $\Phi$ . Man lokalisiert ihn in den „Schwerpunkten“, den „Polen“ N und S.

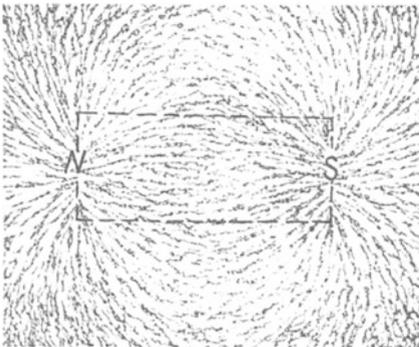


Abb. 205. Feldlinien eines stromdurchflossenen Spulenbündels. Die Papierenebene für das Eisenfeilicht befindet sich zwischen den Lagen der einzelnen Spulen (vgl. Abb. 145).

Gegen die Lokalisierung des Kraftflusses ist gar nichts einzuwenden. Scharf abzulehnen ist aber etwas anderes. Man hat den lokalisierten Kraftfluß als Ursprungsort oder Quellpunkt magnetischer Feldlinien bezeichnet und deswegen „magnetische Menge“ genannt. Diese Vorstellung unterstützt man durch Feldlinienbilder der in Abb. 205 gezeigten Art. Dies Bild unterdrückt durch einen Trick die innerhalb der Spule verlaufenden Teile der Feldlinien. Die Feldlinien erscheinen nicht mehr als geschlossene Linien, sondern haben ihren Ursprung in zwei angenähert punktförmigen Gebieten N und S. Der Name magnetische

Menge statt Kraftfluß täuscht eine Analogie zwischen magnetischer Menge und Elektrizitätsmenge vor. Das ist im höchsten Grade irreführend. Deswegen wollen wir stets die Bilder geschlossener magnetischer Feldlinien vor Augen behalten (z. B. Abb. 143) und sie im folgenden höchstens nach Art der Abb. 207 schematisieren.

Mit der Lokalisierung des Kraftflusses an den Enden oder Polgebieten gestreckter Spulen und Stabmagnete gelangt man zu etlichen oft benutzten Gleichungen. Wir bringen einige Beispiele.

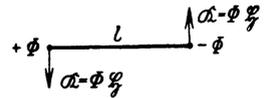
I. Die von der Feldstärke  $\mathfrak{H}$  auf ein Polgebiet mit dem Kraftfluß  $\Phi$  ausgeübte Kraft. Man faßt die Gleichungen (105) von S. 93 und (111) von S. 95 zusammen und schreibt

Drehmoment  $\mathfrak{M}_{\text{mech}} = \text{°magn. Moment } \Phi l \times \text{Feldstärke } \mathfrak{H}$ .

Dann ersetzt man  $\mathfrak{M}$  durch das Produkt  $(l \times \mathfrak{H}) = \text{Hebelarm} \times \text{Kraft}$  nach dem Schema der Abb. 206 und erhält

$$\text{Kraft } \mathfrak{R} = \text{°Kraftfluß } \Phi \cdot \text{Feldstärke } \mathfrak{H} \quad (112)$$

(Großdyn)                      (Voltsekunden)                      (Ampere/m)



Man bekommt also eine, wenngleich rein formale Analogie zur Gleichung (19) von S. 38 im elektrischen Feld, nämlich

Abb. 206. Schema eines magnetischen Dipoles in einem homogenen Magnetfeld.

$$\text{Kraft } \mathfrak{R} = \text{°elektr. Menge } q \cdot \text{Feldstärke } \mathfrak{E}$$

(Großdyn)                      (Amperesekunden)                      (Volt/m)

Die Anwendungsart der Gleichung (19) im elektrischen Felde ist auf S. 38 ausgiebig erörtert worden. Das dort Gesagte ist sinngemäß auf die Anwendung der Gleichung (112) im Magnetfeld zu übertragen; d. h. vor allem: Für  $\mathfrak{H}$  ist in Gleichung (112) der ursprüngliche, vor Einbringung des Kraftflusses  $\Phi$  vorhandene Wert einzusetzen.

II. Das Magnetfeld in großem Abstand von einem Polgebiet mit dem Kraftfluß  $\Phi$ . Wir schematisieren in Abb. 207 die Feldlinien einer gestreckten Spule (Abb. 143). Dabei zeichnen wir zur Platzersparnis nur das linke Ende.

In größerem Abstand vom Polgebiet ist die Ausbreitung der Feldlinien angenähert radialsymmetrisch (Abb. 207). Je länger Stab oder Spule, desto besser die Näherung. Der Kraftfluß verteilt sich demnach in größerem Abstände  $r$  symmetrisch über die Kugelfläche  $4\pi r^2$ . Also haben wir in hinreichend großem Abstand die Kraftflußdichte

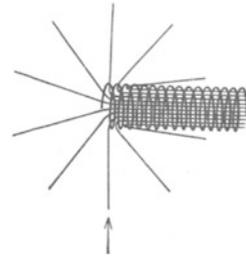


Abb. 207. Das linke Ende einer langen dünnen stromdurchflossenen Spule mit angenähert radialsymmetrisch austretenden Feldlinien.

$$\mathfrak{B}_r = \frac{\Phi}{4\pi r^2} \quad \text{und} \quad \mathfrak{H}_r = \frac{\Phi}{4\pi\mu_0 r^2} \quad (113)$$

(Voltsek/m<sup>2</sup>).                      (Amp/m).

III. Das Magnetfeld unmittelbar vor den flachen Stirnflächen eines Polgebietes. Wir zeigten in Abb. 166 und 203 die Messung des Kraftflusses  $\Phi$  einer gestreckten Spule und eines Stabmagneten. Die Meßschleife saß vor dem Abziehen unweit der Stabmitte. Wir haben sie also in der Abb. 207 weit rechts zu denken. Beim Abziehen durchfährt sie sämtliche Feldlinien.

Im Gegensatz dazu bringen wir diesmal die Meßschleife direkt vor dem Spulenende an, oberhalb des Pfeiles. Beim Abziehen werden dann nur die links vom Pfeil gelegenen Feldlinien durchfahren, also die Hälfte der Gesamtzahl. Das ergibt als Kraftfluß durch die Stirnfläche  $\Phi_s = \Phi/2$  (vgl. auch Abb. 204). Division mit der Spulenfläche  $F$  ergibt die Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}_s$  unmittelbar vor der Stirnfläche, also

$$\mathfrak{B}_s = \frac{1}{2} \frac{\Phi}{F} \quad \text{und} \quad \mathfrak{H}_s = \frac{1}{2\mu_0} \cdot \frac{\Phi}{F} \quad (114)$$

IV. Das Magnetfeld in großem Abstand  $r$  von einem Körper mit dem magnetischen Moment  $\mathfrak{M}$ . Stromdurchflossene Spulen (ohne oder

mit Eisenkern) und permanente Magnete können bei ganz verschiedenartiger Gestalt magnetische Momente  $\mathfrak{M}$  von gleicher Größe besitzen. Das zeigte uns Abb. 199.

In der Nähe dieser Spulen und permanenten Magnete hängt der Verlauf des Feldes durchaus von der Gestalt dieser Körper ab. In hinreichend großem Abstand werden jedoch die Feldgrößen  $\mathfrak{B}$  und  $\mathfrak{H}$  nur noch durch das magnetische Moment  $\mathfrak{M}$  bestimmt. Das wird für die beiden „Hauptlagen“ in Abb. 208 dargestellt. Dabei ist als Träger des magnetischen Momentes ein kleiner Stabmagnet gezeichnet, meist magnetischer Dipol genannt.

Herleitung: Jedes der beiden Stabenden erzeugt am Beobachtungsort nach Gleichung (113) von S. 97 eine Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}_r = \frac{\Phi}{4\pi R^2}$ . Wirksam ist nur ihre Differenz, also in der ersten Hauptlage

$$\begin{array}{c} N \quad S \\ \leftarrow \quad \quad \quad \rightarrow \\ R \\ \text{„erste Hauptlage“} \end{array} \quad \mathfrak{B} = \frac{1}{2\pi} \frac{\mathfrak{M}}{R^3} \quad (116)$$

$$\begin{array}{c} S \\ | \\ N \\ \leftarrow \quad \quad \quad \rightarrow \\ R \\ \text{„zweite Hauptlage“} \end{array} \quad \mathfrak{B} = \frac{1}{4\pi} \frac{\mathfrak{M}}{R^3} \quad (117)$$

Abb. 208. Die Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}$  in großem Abstand  $R$  vom Mittelpunkt eines Stabmagneten oder einer Spule mit dem magnetischen Moment  $\mathfrak{M}$ . Division mit  $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-9}$  Voltsek./Ampere Meter gibt die zugehörigen Werte der magnetischen Feldstärke  $\mathfrak{H}$  in Ampere/m.

$$\mathfrak{B} = \frac{\Phi}{4\pi} \left[ \frac{1}{(R-l/2)^2} - \frac{1}{(R+l/2)^2} \right]. \quad (115)$$

Bei hinreichender Größe des Abstandes  $R$  gegenüber der Stablänge  $l$  darf man  $l^2$  neben  $R^2$  vernachlässigen und erhält

$$\mathfrak{B} = \frac{1}{2\pi} \frac{\Phi l}{R^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{\mathfrak{M}}{R^3}. \quad (116)$$

V. Messung unbekannter magnetischer Momente mit Hilfe einer „Hauptlage“. Die Gleichungen (116) und (117) (in Abb. 208) sind meßtechnisch wichtig, vor allem zur experimentellen Bestimmung unbekannter magnetischer Momente  $\mathfrak{M}$ . Man mißt für diesen Zweck  $\mathfrak{B}$  in einer der beiden Hauptlagen, entweder direkt mit einer Probespule (S. 84) oder durch irgendeinen Vergleich mit der bekannten Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}_h = 0,2 \cdot 10^{-4}$  Voltsek./m<sup>2</sup> des horizontalen Erdfeldes. Man stellt z. B.  $\mathfrak{B}$  und  $\mathfrak{B}_h$  senkrecht zueinander und ermittelt den Neigungswinkel  $\alpha$  ihrer Resultante mit einer Kompaßnadel. Dann ist das gesuchte  $\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_h \operatorname{tg} \alpha$  (Abb. 209). Aus diesem Wert von  $\mathfrak{B}$  berechnet man das gesuchte Moment  $\mathfrak{M}$  mit Hilfe von Gleichung (117).

Sehr beliebt sind auch Kompensationsverfahren. Man läßt auf die Kompaßnadel außer dem unbekanntem magnetischen Moment ein zweites, bekanntes



Abb. 209. Messung der Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}$  eines Dipolfeldes in der „zweiten Hauptlage“ durch Vergleich mit der bekannten Kraftflußdichte des horizontalen Erdfeldes  $\mathfrak{B}_h = 0,2 \cdot 10^{-4}$  Voltsek./m<sup>2</sup>.

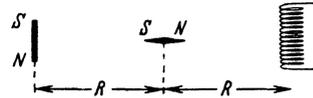


Abb. 210. Messung eines unbekanntem magnetischen Momentes durch Vergleich mit einer Spule von bekanntem magnetischem Moment  $\mathfrak{M}$  (Nullmethode). Beide Abbildungen schematisch. In Wirklichkeit müssen die Abstände  $R$  groß gegen die Länge  $NS$  sein.

einwirken (Abb. 210). Dieses erzeugt man mit einer stromdurchflossenen Spule von gut bekannten Abmessungen. Für diese „Kompensationsspule“ berechnet man das magnetische Moment mit Hilfe der Gleichung (107) von S. 93.

VI. Kräfte zwischen zwei Polgebieten mit dem Kraftfluß  $\Phi_1$  und  $\Phi_2$  in großem Abstände  $r$ . Man faßt die Gleichung (89) von S. 84, (112) und (113) von S. 97 zusammen und erhält

$$\mathfrak{K} = \frac{1}{4\pi \mu_0} \cdot \frac{\Phi_1 \Phi_2}{r^2}. \quad (118)$$

(Kraft, Anziehung oder Abstoßung, in Großdyn;  $\Phi$  in Voltsekunden,  $r$  in m;  $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-9}$  Voltsek./Ampere Meter.)

Diese Gleichung läßt sich viel bequemer auf Papier herleiten, als experimentell bestätigen. Die Abb. 211 zeigt einen Schauversuch. Die Genauigkeit ist gering.

Man kann in Wirklichkeit den Kraftfluß nicht hinreichend lokalisieren. Wir bringen die Gleichung (118) von S. 98 und den zugehörigen Schauversuch auch nur aus historischem Interesse. Durch ihn ist man vor allem auf den Begriff der magnetischen Menge in der Analogie zurelektrischen Menge [Gleichung (112) von S. 97] geraten.

VII. Kräfte zwischen den ebenen parallelen Stirnflächen zweier einander enggenäherter Polgebiete. Ein Polerzeugt für sich allein unmittelbar vor seiner Stirnfläche die Feldstärke

$$\mathfrak{H} = \frac{1}{2\mu_0} \frac{\Phi}{F}. \quad (114)$$

Dies Feld wirkt auf den Kraftfluß  $\Phi$  des anderen Poles nach Gleichung (112) von S. 97 mit der Kraft

$$\mathfrak{R} = \frac{\circ_1}{2\mu_0} \frac{\Phi^2}{F} = \frac{\circ_1}{2\mu_0} \cdot \mathfrak{H}^2 F = \frac{\circ_1 \mu_0}{2} \cdot \mathfrak{H}^2 \cdot F. \quad (119)$$

Man prüft diese Gleichung recht eindrucksvoll mit einem kleinen „Topfmagneten“ von nur 5,5 cm Durchmesser (Abb. 212). Er trägt, mit einer Taschenlampenbatterie verbunden, über 100 kg.

VIII. Energieinhalt eines homogenen magnetischen Feldes vom Volumen  $V$ . In Abb. 213 sollen sich die beiden Stirnflächen der Magnetpole um die kleine Wegstrecke  $\Delta x$  nähern und dadurch eine Last heben. Dabei verschwindet ein Magnetfeld vom Volumen  $V = F\Delta x$ . Gleichzeitig gewinnen wir die mechanische Arbeit

$$A = \mathfrak{R} \Delta x = \frac{\circ_1 \mu_0}{2} \mathfrak{H}^2 F \Delta x = \frac{\circ_1 \mu_0}{2} \mathfrak{H}^2 \cdot V. \quad (120)$$

Folglich enthält ein homogenes Magnetfeld der Kraftflußdichte  $\mathfrak{H}$  oder Feldstärke  $\mathfrak{H}$  im Volumen  $V$  die Arbeitsfähigkeit oder Energie

$$W_{\text{magn}} = \frac{\circ_1 \mu_0}{2} \mathfrak{H}^2 V. \quad (121)$$

Zahlenbeispiel: Die größten in Eisenkernen erzielbaren Kraftflußdichten  $\mathfrak{H}$  betragen etwa 2,5 Voltsek./m<sup>2</sup>. Dann wird im cm<sup>3</sup> = 10<sup>-6</sup> m<sup>3</sup> etwa 2,5 Wattsekunden in Form magnetischer Feldenergie aufgespeichert.

Wir fassen den Inhalt dieses Paragraphen zusammen: „Magnetostatische Felder lassen sich formal genau so wie elektrostatische Felder behandeln. Für beide läßt sich beispielsweise ein Coulombsches Kraftgesetz aufstellen [Gleichung (21) von S. 39 und Gleichung (118) von S. 98]. Dabei bedarf es keiner neuen Konstanten. Es genügt die Konstante des Induktionsgesetzes

$$\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6} \text{ Voltsek./Ampere Meter.}$$

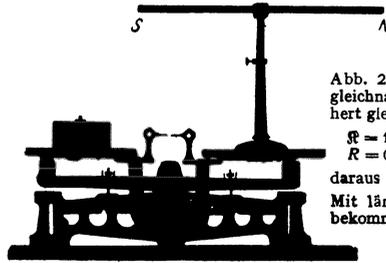


Abb. 211. Abstoßung zwischen zwei gleichnamigen Magnetpolen von angenähert gleichem Kraftfluß, Zahlenbeispiel:  $\mathfrak{H} = 10 \text{ Pond} = 9,8 \cdot 10^{-2} \text{ Großdyn}$ ;  $R = 0,094 \text{ m}$ ; daraus  $\Phi = 1,17 \cdot 10^{-4} \text{ Voltsek.}$  Mit längeren bzw. schlankeren Stäben bekommt man höhere Meßgenauigkeit.

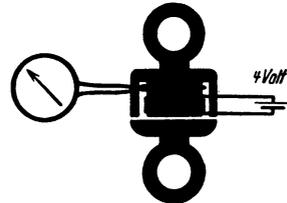


Abb. 212. Topfmagnet, unten Feldspule, oben Induktionsschleife zur Messung der Kraftflußdichte  $\mathfrak{H}$ . Eisenquerschnitt  $F = 10 \text{ cm}^2 = 10^{-3} \text{ m}^2$ ,  $\mathfrak{H} = 2 \text{ Voltsek./m}^2$ ,  $\mathfrak{R}$  nach Gl. (119) berechnet =  $1,6 \cdot 10^8 \text{ Großdyn} = 163 \text{ Kilopond}$ . Bei Benutzung einer Taschenlampenbatterie als Stromquelle gibt man der Feldspule etwa 500 Windungen.

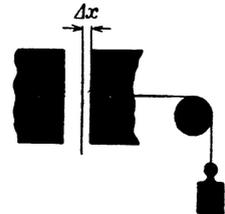


Abb. 213. Zur Berechnung der magnetischen Feldenergie.

## IX. Materie im Magnetfeld.

**Vorbemerkung.** Der Inhalt dieses Kapitels ist für das Verständnis der übrigen nicht erforderlich. Der einzige hierfür unentbehrliche Punkt ist bereits in § 67 vorweggenommen worden. Dies Kapitel geht in mehreren Paragraphen über eine „Einführung“ hinaus. Auch werden stellenweise einfache Kenntnisse aus dem Gebiet der Atomphysik vorausgesetzt.

**§ 70. Begriffsbildung.** Bisher galt unsere Darstellung den Magnetfeldern im leeren Raum. Die Anwesenheit der Luftmoleküle war von ganz untergeordneter Bedeutung. Ihr Einfluß macht sich erst in der 6. Dezimale mit 4 Einheiten bemerkbar.

Ein Teil der stromdurchflossenen Leiter, insbesondere Spulen, war nicht freitragend gebaut, sondern auf dünnwandige, mit Schellackleimung hergestellte Papp- oder Holzrohre aufgewickelt. Der Einfluß dieses Trägermaterials lag ebenfalls weit jenseits unserer in den Schauversuchen benötigten Meßgenauigkeit.

Die Anwesenheit anderer Stoffe im Magnetfeld hingegen, z. B. von Eisen, macht sich in ganz grober Weise bemerkbar. Als Füllstoff in eine Ringspule gebracht (Abb. 214), erhöht das Eisen den Kraftfluß auf ein Vielfaches (dabei verlaufen keinerlei Feldlinien im Außenraum, Abb. 216). Auf dieser Tatsache fußend, definiert man im Elementarunterricht als Permeabilität des Füllstoffes das Verhältnis

$$\mu = \frac{\text{Kraftfluß der gefüllten Ringspule}}{\text{Kraftfluß der leeren Ringspule}}$$

Die Zunahme des Kraftflusses deutet man als eine Einwirkung des im Inneren der Materie vorhandenen magnetischen Feldes auf die Moleküle der eingeführten Materie. Dieser Satz bekommt erst einen Inhalt, wenn der Begriff „magnetisches Feld im Inneren der Materie“ durch ein Meßverfahren definiert worden ist. Zu dieser Definition gelangt man an Hand eines Versuches: In Abb. 215 enthält der Füllstoff in seiner Längsrichtung einen ringförmigen Kanal von beliebigem, aber konstantem Querschnitt<sup>1)</sup>. Innerhalb dieses Längskanals befindet sich die schlanke Induktionsspule  $J$ . Mit ihr mißt man die Kraftfluß-

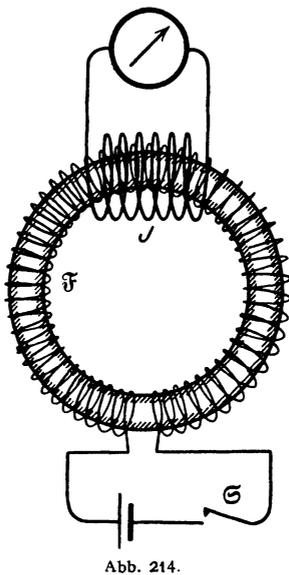


Abb. 214.

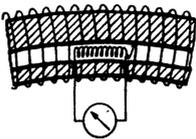


Abb. 215.

Abb. 214 u. 215. Zur Definition magnetischer Materialwerte durch Messungen der Kraftflußdichte. Für Schauversuche eignet sich eine Füllung der Ringspule mit „Ferrokart“, einer eisenhaltigen Papiermasse mit einer Permeabilität  $\mu$  von ungefähr 10.

dichte  $\mathfrak{B}_{\text{lk}}$  in diesem Längskanal. Man findet  $\mathfrak{B}_{\text{lk}}$  unabhängig von der Weite des Längskanals ebenso groß wie in der leeren Ringspule. Das Ergebnis erweitert man in Gedanken auf einen engen, für Messungen nicht mehr ausreichenden

<sup>1)</sup> Anmerkung für den Experimentator: Der Ringkanal kann offen längs der Körperoberfläche verlaufen. Das heißt praktisch: Man legt in die Ringspule einen Eisenring von kleinerem Querschnitt als dem der Spule. Dann bildet der Zwischenraum zwischen der äußeren Ringwand und den Spulenwindungen den Kanal.

Längskanal, Das in einem solchen gedachten Längskanal herrschende Feld nennt man das magnetische Feld „im Innern der Materie“. Seine Kraftflußdichte nennt man  $\mathfrak{H}_{lk}$ , seine Feldstärke  $\mathfrak{H}_{lk}$ . Bei dieser Festsetzung ist die Materie durchaus als Kontinuum aufgefaßt worden. Im atomistischen Bilde läuft der gedachte Längskanal zwischen den Molekülen und nicht etwa durch Moleküle hindurch.

In Abb. 214 ist die Feldspule in ihrer ganzen Länge gefüllt, in diesem Sonderfall findet man  $\mathfrak{H}_{lk}$  und  $\mathfrak{B}_{lk}$  also ebenso groß wie in der leeren Feldspule. Das darf man aber ja nicht verallgemeinern. Bei einer teilweisen Füllung, wie z. B. in § 73, ist diese Übereinstimmung keineswegs vorhanden.

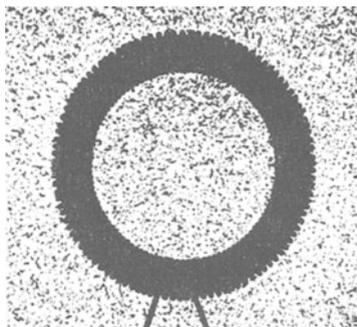


Abb. 216. Der Außenraum einer ganz gefüllten Ringspule ist feldfrei.

Nach der Klärung dieses entscheidenden Punktes bringen wir in den Gl. (122—125) einige wichtige Definitionen. Sie sind allgemein für homogene Felder gültig. In ihnen bedeutet  $\mathfrak{B}_m$  die mit Materie gemessene Kraftflußdichte

(z. B. Abb. 214). Für praktische Messungen ist ein Sonderfall besonders einfach: Die Feldspule wird sowohl in ihrer ganzen Länge mit Materie ausgefüllt als auch leer benutzt. Man mißt in bekannter Weise nacheinander die Kraftflußdichte der ganz gefüllten Spule und die Kraftflußdichte der leeren Spule. In diesem Sonderfall darf man in den folgenden Definitionsgleichungen den Index lk als „leere Spule“ lesen. In diesem Sonderfall ist also  $\mathfrak{H}_{lk} = \mathfrak{H} = n \cdot I/l$  und  $\mathfrak{B}_{lk} = \mu_0 \cdot \mathfrak{H}$ . Die Definitionsgleichungen lauten:

1. die Permeabilität

$$\mu = \frac{\text{Kraftflußdichte } \mathfrak{B}_m \text{ mit Materie}}{\text{Kraftflußdichte } \mathfrak{B}_{lk}}. \quad (122)$$

Die Permeabilität  $\mu$  ist also eine dimensionslose Zahl.

2. die Magnetisierung

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{B}_m - \mathfrak{B}_{lk} = \mathfrak{H}_{lk} \mu_0 (\mu - 1). \quad (123)$$

Wir definieren also als Magnetisierung  $\mathfrak{J}$  die zusätzliche, von der Materie herrührende Kraftflußdichte. Ihre Einheit ist wie bei jeder Kraftflußdichte 1 Voltsek/m<sup>2</sup>.

Gleichwertig ist eine andere Definition: Es ist die Magnetisierung

$$\mathfrak{J} = \frac{\mathfrak{M}}{V} = \frac{\text{magnetisches Moment}}{\text{Volumen}}. \quad (124)$$

Herleitung: Wir denken uns eine Kiste (Basisfläche  $F$ , Länge  $l$ ) homogen magnetisiert. Dann ist ihr von der Magnetisierung  $\mathfrak{J}$  herrührender Kraftfluß  $\Phi = \mathfrak{J}F$  und nach Gleichung (111) von S. 95 ihr magnetisches Moment  $\mathfrak{M} = \Phi l = \mathfrak{J}Fl = \mathfrak{J}V$ ; folglich  $\mathfrak{J} = \mathfrak{M}/V$ .

3. die magnetische Suszeptibilität

$$\kappa = \mu - 1 = \frac{\text{Magnetisierung } \mathfrak{J} \text{ der Materie}}{\text{Kraftflußdichte } \mathfrak{B}_{lk}}. \quad (125)$$

Das Verhältnis der Suszeptibilität  $\kappa$  zur Dichte  $\rho$  wird spezifische magnetische Suszeptibilität  $\chi$  genannt, also

$$\chi = \frac{\kappa}{\rho} = \frac{\mu - 1}{\rho}. \quad (125 a)$$

§ 71. Verfahren zur Messung magnetischer Stoffwerte. Mit Hilfe der drei in § 70 definierten Begriffe kann man das magnetische Verhalten aller Stoffe quantitativ erfassen. Zur Ausführung der erforderlichen Messung genügt im

Prinzip das durch Abb. 214 erläuterte Verfahren. Man mißt also die Permeabilität  $\mu$  bei bekannten Werten von  $\mathfrak{B}_{\text{lk}}$ . Dabei läßt sich die Empfindlichkeit im Bedarfsfalle durch eine Differenzschaltung um mehrere Zehnerfaktoren erhöhen. Man schaltet die Induktionsspulen der leeren und der vollen Ringspule gegeneinander und mißt mit dem Spannungsstoß direkt die Differenz der beiden Kraftflüsse.

In Wirklichkeit liegt uns aber viel Material nur in Form kleiner Stücke oder Längen vor. Sie reichen nicht im entferntesten zur Herstellung von Ringspulen ausreichender Größe. Bei anderen sehr häufigen Stoffen, z. B. den zahllosen Stahlsorten bei ihrer technischen Prüfung, ist die Anfertigung von Ringen als viel zu zeitraubend abzulehnen. Aus diesen Gründen hat man mannigfache Methoden zur magnetischen Untersuchung von Stoffen teils in kleiner Menge, teils in bequemer Gestalt ersonnen. Wir bringen zwei typische Beispiele, das eine hier, das andere, speziell für Ferromagnetika entwickelte, in § 75.

### Messung magnetischer Stoffwerte in inhomogenen Feldern.

Für viele Stoffe ist  $\mu \approx 1$ . In diesem Falle mißt man nicht die Permeabilität  $\mu$ , sondern die Magnetisierung  $\mathfrak{J}$  und berechnet die Größen  $\mu$  und  $\kappa$  aus den Definitionsgleichungen des § 70. — Man bringt einen Körper vom Volumen  $V$  in ein magnetisches Feld und mißt das durch die Magnetisierung entstehende magnetische Moment

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{J}V. \quad \text{Gl. (124) v. S. 101}$$

Für diesen Zweck macht man das Magnetfeld inhomogen und mißt irgendwie die am Körper in Richtung des Feldgefälles angreifende Kraft (Abb. 217)

$$\mathfrak{K} = \mathfrak{M} \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x} = \mathfrak{J}V \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x} \quad \text{Gl. (110) v. S. 95}$$

(Kraft in Großdyn,  $\mathfrak{M}$  in Voltsek. Meter,  $\mathfrak{J}$  in Voltsek./m<sup>3</sup>,  $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}$  in  $\frac{\text{Ampere/m}}{\text{m}}$ ,  $V$  in m<sup>3</sup>).

Das Feldgefälle  $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial x}$  wird nach dem auf S. 95 erläuterten Meßverfahren bestimmt.

Für die Bestimmung von  $\kappa$  und  $\mu$  aus dem gemessenen  $\mathfrak{J}$  braucht man außerdem noch den Wert von  $\mathfrak{B}_{\text{lk}}$ , der Kraftflußdichte in einem gedachten Längskanal des Körpers. — Man mißt mit einer kleinen Probepule die mittlere Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}$  am Ort des Körpers und setzt einfach  $\mathfrak{B}_{\text{lk}} = \mathfrak{B}$ . Das ist zulässig, wenn die Permeabilität  $\mu \approx 1$  ist. Der Grund ergibt sich später aus Gl. (128) auf S. 106.

**§ 72. Diamagnetismus, Paramagnetismus, Ferromagnetismus.** Nach der Erläuterung der Meßverfahren bringen wir jetzt einen kurzen Überblick über die magnetischen Eigenschaften der Stoffe. — Man kann alle Stoffe in drei große Gruppen einordnen:

1. Diamagnetische Stoffe. Ihre Suszeptibilität  $\kappa = (\mu - 1)$  ist eine Stoffkonstante. D. h. sie ist von der Stärke des magnetisierenden Feldes unabhängig. Die Permeabilität  $\mu$  ist ein wenig kleiner als 1. Die Tabelle 4 gibt Beispiele. Die spezifische Suszeptibilität  $\chi$  ist von der Temperatur unabhängig.

Tabelle 4. Paramagnetische Stoffe.

	Al	Pt	O <sub>2</sub>	O <sub>2</sub> flüssig	Dysprosiumsulfat Dy <sub>2</sub> (SO <sub>4</sub> ) <sub>3</sub> · 8 H <sub>2</sub> O	
Suszeptibilität $\kappa = (\mu - 1)$	20	264	1,86	3620	632 000	· 10 <sup>-6</sup>
Spezifische Suszeptibilität $\chi = \frac{\kappa}{\rho}$ ( $\rho$ = Dichte)	7,4	12,3	1300	3020	203 000	· 10 <sup>-9</sup> $\frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$
	2,0	24	416	970	1 540 000	· 10 <sup>-7</sup> $\frac{\text{m}^3}{\text{Kilomol}}$

Tabelle 4 (Fortsetzung). Diamagnetische Stoffe.

	H <sub>2</sub>	Cu	H <sub>2</sub> O	NaCl	Wismut	
Suszeptibilität $\chi = (\mu - 1)$	- 0,002 <sub>2</sub>	-10	-9,0 <sub>4</sub>	-13,9	-152	$\cdot 10^{-6}$
Spezifische Suszeptibilität	-25	- 1,13	-9,0 <sub>4</sub>	- 6,5	- 15,6	$\cdot 10^{-9} \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$
$\chi = \frac{\kappa}{\rho}$ ( $\rho$ = Dichte).	- 0,5	- 0,71	-1,62	- 3,78	- 32,6	$\cdot 10^{-7} \frac{\text{m}^3}{\text{Kilomol}}$

2. Paramagnetische Stoffe. Ihre Suszeptibilität ist ebenfalls eine Stoffkonstante, d. h. von der Stärke des magnetisierenden Feldes unabhängig. Die Permeabilität  $\mu$  ist ein wenig größer als 1. Beispiele finden sich ebenfalls in Tabelle 3. Die spezifische Suszeptibilität  $\chi = \kappa/\rho$  sinkt mit steigender Temperatur; in einfachen Grenzfällen gilt das CURIESCHE Gesetz

$$\chi = \frac{C}{T_{\text{abs}}} \tag{125 a}$$

(C wird CURIESCHE Konstante genannt).

3. Ferromagnetische Stoffe. Die Permeabilität  $\mu$  ist auch nicht in rohester Näherung eine Stoffkonstante. Sie hängt nicht nur von der Stärke des magnetisierenden Feldes, sondern auch von der Vorgesichte des Stoffes ab. Die Größe von  $\mu$  kann einige Hundert erreichen. Mit steigender Temperatur sinkt die Permeabilität. Oberhalb einer bestimmten Temperatur (Curie-Punkt) verschwindet der Ferromagnetismus, und der Stoff zeigt nur noch paramagnetisches Verhalten.

Soweit die äußere Einteilung. Nun einige Einzelheiten:

I. Diamagnetische Stoffe. Man erkennt sie im Magnetfeld schon ohne Messung. Sie werden stets aus dem Gebiet hoher Feldstärke herausgedrängt, z. B. das Wismutstück in Abb. 217 nach oben.

Zwischen hohl-gewölbten Polschuhen kann man dreh-symmetrische Magnetfelder herstellen, deren Feldstärke in der Mitte einen Kleinstwert besitzt. Dann vermögen kleine diamagnetische Körper in der Mitte stabil zu schweben.

Deutung: Die Atome der diamagnetischen Stoffe haben ursprünglich kein magnetisches Moment. Sie bekommen es erst im Felde durch Induktionsströme. Die Induktionsströme kreisen dem Feldspulenstrom entgegengesetzt (Lenzsche Regel S. 89). Wir haben also den Fall der Abb. 201 b.

Wir können diese Induktionswirkung im groben Modell mit Wirbelströmen nachahmen. Wir ersetzen das Wismutstück in Abb. 217 durch eine gut leitende Metallscheibe (z. B. Al). Sie wird beim Einschalten des Feldspulenstromes verdrängt, allerdings nur für kurze Zeit. Grund: Die Metallscheibe verliert ihr induziertes magnetisches Moment schon im Bruchteil einer Sekunde, die Wirbelströme werden durch Reibung (Stromwärme) abgebremst. In den Atomen der diamagnetischen Stoffe hingegen kreisen die Induktionsströme verlustlos bis zum Verschwinden des Feldes. Sie werden erst dann durch den zweiten Induktionsvorgang abgebremst. Dies rohe, aber schon brauchbare Bild hat eine

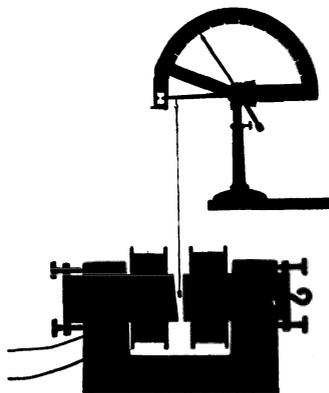


Abb. 217. Eine diamagnetische Substanz hängt in einem inhomogenen Magnetfeld an einer Schneckenfederwaage.

wichtige Konsequenz: Alle Atome enthalten Elektrizitätsatome. Daher müssen in allen Atomen Induktionsströme auftreten. Folglich müssen alle Stoffe diamagnetisch sein. Ihr diamagnetisches Verhalten kann jedoch durch andere Erscheinungen verdeckt werden. Das haben wir bei den para- und ferromagnetischen Stoffen anzunehmen.

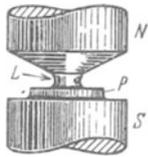


Abb. 218. Flüssige Luft *L* im inhomogenen Felde eines Elektromagneten. *P* = Schale aus Pappe.

II. Paramagnetische Stoffe. Sie werden im Gegensatz zu den diamagnetischen in das Gebiet hoher Feldstärke hereingezogen. Für Schauversuche eignet sich besonders gut flüssige Luft. Es gibt da zahllose nette Spielereien, die Abb. 218 zeigt ein Beispiel.

Deutung: Die Moleküle der paramagnetischen Stoffe besitzen schon ursprünglich magnetische Momente. Die Achsen dieser permanenten Momente sind aber infolge der Wärmebewegung regellos über alle Richtungen des Raumes verteilt. Daher zeigt der Körper als Ganzes kein magnetisches Moment. — Im Magnetfeld hingegen erhalten die Achsen der atomaren Momente eine Vorzugsrichtung. Dabei kommt es allerdings auch nicht angenähert zu einer Parallelrichtung aller Achsen. Sonst könnte die Magnetisierung in starken Feldern nicht mehr proportional zur Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}$  des Feldes ansteigen oder  $\kappa$  und  $\mu$  könnten keine Konstanten sein.

III. Ferromagnetische Stoffe sind schon für den Laien erkennbar. Sie werden von jedem Hufeisenmagneten angezogen. Beispiele: Fe, Co, Ni, manganhaltige Kupferlegierungen (HEUSLER, 1898). Physikalisch sind die Ferromagnetika durch die außerordentliche Größe der erreichbaren Magnetisierung  $\mathfrak{J}$  gekennzeichnet. Dabei hängt die Magnetisierung in sehr verwickelter Weise von der Stärke des erregenden Feldes und von der Vorgeschichte ab.

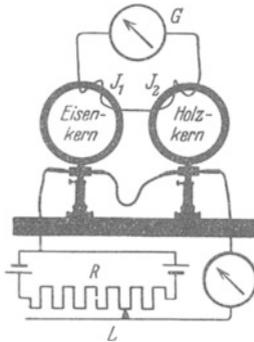


Abb. 219. Ausmessung der Hysteresisschleife von Eisen mit einem Kriechgalvanometer. Zwei Ringspulen nach dem Schema der Abb. 214. Die Induktionsschleifen  $J_1$  und  $J_2$  haben verschiedenen Windungssinn. Das Galvanometer zeigt daher die Differenz der beiden Kraftflüsse mit und ohne Eisen. Überschreitet der Läufer *L* die mittlere Lücke des Widerstandes, so wechselt die Stromrichtung in den beiden Feldspulen.

zusätzliche, vom Eisen herrührende Kraftflußdichte

$$\mathfrak{J} = \frac{\Phi_m - \Phi}{F} \tag{126}$$

(Einheit: Voltsek./m<sup>2</sup>).

Wir führen die Messungen der Reihe nach mit steigenden und sinkenden Feldströmen für beide Stromrichtungen durch und gelangen so zu der Kurve in Abb. 220, der „Hysteresisschleife“ für Schmiedeeisen. Aus dieser lesen wir folgendes ab:

1. Zu jedem Wert von  $\mathfrak{B}$  gehört nicht ein Wert von  $\mathfrak{J}$ , sondern deren zwei. Für zunehmende Magnetisierung gilt in der oberen Bildhälfte der rechte, für abnehmende der linke Kurvenast.

2. Die Magnetisierung  $\mathfrak{J}$  erreicht bei wachsenden Werten von  $\mathfrak{H}$  (der Kraftflußdichte ohne Eisen) einen „Sättigungswert“.

3. Ein Teil der Magnetisierung  $\mathfrak{J}$  bleibt auch ohne Spulenfeld erhalten. Er heißt die „Remanenz“. Das Eisen ist zum permanenten Magneten geworden.

4. Zur Beseitigung der Remanenz muß man das Spulenfeld umkehren und seine Kraftflußdichte bis zu einem gewissen Wert steigern: Er heißt die „Koerzitivkraft“.

5. Die zyklische Magnetisierung, d.h. ein voller Umlauf der Hystereseschleife, erfordert eine Arbeitsleistung. Wir haben nach Gl. (121) von S. 99 zu setzen

$$W = \frac{V}{\mu_0} \int \mathfrak{J} d\mathfrak{H}_{lk}.$$

Der Ferromagnetismus ist eine Eigenschaft der Kristalle und nicht der einzelnen Moleküle oder Atome. So haben z. B. Eisenatome in Dampfform nur ein paramagnetisches Moment der üblichen Größe.

Die Verknüpfung von Kristalleigenschaften und Magnetisierbarkeit äußert sich außerdem noch in mannigfacher Form. Die Magnetisierung ändert die elastischen Konstanten der Kristalle und ruft Längs- oder Querkontraktionen (positive oder negative Magnetostriktion) hervor. Außerdem beeinflusst sie den elektrischen Widerstand. Bei all diesen Wirkungen ist die Abhängigkeit der ferromagnetischen Magnetisierung von der Temperatur zu beachten. Wie schon erwähnt, verschwindet die Magnetisierbarkeit bei der Temperatur des „Curie-Punktes“. Dieser liegt z. B. bei HEUSLERSchen Legierungen schon unter 100°. Ein Stück einer solchen Legierung haftet bei Zimmertemperatur an einem Hufeisenmagneten, fällt aber beim Eintauchen in siedendes Wasser ab. Ein weiterer Schauversuch für das Verschwinden der Magnetisierung beim Erwärmen findet sich in Abb. 221.

Das sind zunächst die wichtigsten Kennzeichen der Ferromagnetika.

**§ 73. Entmagnetisierung. Das Feld in Hohlräumen,**

Bei unsern ersten quantitativen Versuchen (Abb. 214, 215, 219) hatten wir sorgfältig das Magnetfeld in seiner ganzen Länge mit einem ringförmig geschlossenen Versuchsstück ausgefüllt. Dabei ist das magnetische Feld „im Innern“ der Materie, d. h. in einem fiktiven Längskanal mit dem in der leeren Spule identisch. Infolgedessen dürfen wir

$$\mathfrak{H}_{lk} = \mathfrak{H} = nI/l \quad \text{und} \quad \mathfrak{H}_{lk} = \mathfrak{H} = \mu_0 \cdot nI/l$$

setzen. Bei Versuchsstücken begrenzter Länge ist das im allgemeinen ganz unzulässig, z. B. bei dem zylindrischen Eisenstück in Abb. 222. Auch in ihm ist ein Längskanal frei gelassen. In diesem Längskanal ist aber das magnetische Feld viel kleiner als in der leeren Ringspule. Grund: Die Enden des Versuchsstückes sind zu Polen geworden, und von diesen laufen Feldlinien dem Spulenfelde entgegen durch den Kanal hindurch. Im Kanal findet sich nur noch die Kraftflußdichte

$$\mathfrak{H}_{lk} = \mathfrak{H} - N\mathfrak{J}. \tag{127}$$

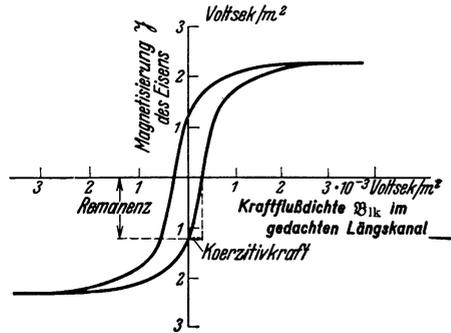


Abb. 220. Hysteresisschleife für Schmiedeeisen, gemessen gemäß Abb. 219.  $\mathfrak{H}_{lk}$  ist in Abb. 219 mit der Kraftflußdichte  $\mathfrak{H}$  der leeren Feldspule identisch.

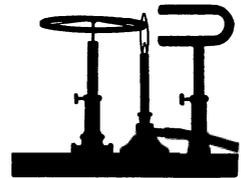


Abb. 221. Ein einseitig erhitztes Nickelrad rotiert im Felde eines Magneten. Bei 356 Grad C verliert Nickel seinen Ferromagnetismus, und dann zieht der Magnet ein kälteres, noch ferromagnetisches Stück des Rades heran. Die Mittelebene des Magneten geht durch die Radachse. Die Flamme wird je nach dem gewünschten Drehsinn etwas vor oder hinter diese Mittelebene gestellt.

Dabei bedeutet  $N\mathfrak{H}$  den von den gegenläufigen Feldlinien herrührenden und daher abzuziehenden Anteil. Dieser Anteil ist der Magnetisierung  $\mathfrak{H}$  des Stückes proportional, und der Faktor  $N$  berücksichtigt die Gestalt des Stückes. — Ebenso ist die Feldstärke im Längskanal nicht mehr  $\mathfrak{H}_{\text{lk}} = \mathfrak{H} = nI/l$ , sondern nur noch

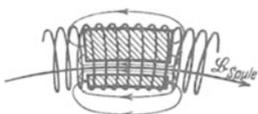


Abb. 222. Zur Entstehung der Entmagnetisierung. Ein begrenztes Versuchsstück in einer Ringspule.

$$\mathfrak{H}_{\text{lk}} = \mathfrak{H} - \frac{N}{\mu_0} \cdot \mathfrak{H}$$

oder mit Gl. (123) von S. 101

$$\mathfrak{H}_{\text{lk}} = \frac{\mathfrak{H}}{1 + N(\mu - 1)}. \quad (128)$$

Beim nachträglichen Ausfüllen des Längskanals steht also für die Erzeugung der Magnetisierung nur mehr ein geschwächtes Feld zur Verfügung. Ein in Richtung der Feldlinien begrenztes Versuchsstück bekommt eine kleinere Magnetisierung als ein ringförmig geschlossenes Stück. Diese Beeinträchtigung der Magnetisierung nennt man Entmagnetisierung. Quantitativ gilt das bei der Entelektrisierung (S. 57) Gesagte: Man bekommt in Rotationsellipsoiden eine homogene Entmagnetisierung und ersetzt für Meßzwecke schlanke Ellipsoide durch schlanke Zylinder.

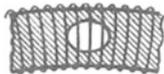


Abb. 223. Ein ringförmig geschlossener Kern mit einem Hohlraum in Form eines Rotationsellipsoids.

Wichtig ist auch der umgekehrte Fall: Ein ringförmiges Spulenfeld ist mit Ausnahme eines kleinen Hohlraumes ganz mit einem Stoff ausgefüllt (Abb. 223). Dann darf man außerhalb des Hohlraumes  $\mathfrak{H}_{\text{lk}} = \mathfrak{H} = nI/l$  setzen. Innerhalb des Hohlraumes ist das magnetische Feld in para- und ferromagnetischen Stoffen stärker als in der leeren Spule. Für Hohlräume in Gestalt eines Rotationsellipsoids gilt

$$\mathfrak{H}_{\text{Hohlraum}} = \mathfrak{H} + \frac{N}{\mu_0} \cdot \mathfrak{H}$$

oder mit Gl. (123)

$$\mathfrak{H}_{\text{Hohlraum}} = \mu \mathfrak{H} / [\mu - N(\mu - 1)]. \quad (129)$$

Bei der Herleitung verfährt man ebenso wie bei der Herleitung von Gl. (54a) auf Seite 58. Man setzt also  $\mathfrak{H}_{\text{lk}} = \mu^{-1} \cdot \mathfrak{H}_{\text{Hohlraum}}$ .

Die Permeabilität  $\mu$  wurde auf S. 101 durch die Gl. (122) definiert. — An Gl. (129) anknüpfend kann man der Definitionsgleichung für  $\mu$  eine andere, in der theoretischen Physik oft benutzte Form geben. Man denkt sich den Hohlraum einmal als flachen, zur Feldrichtung senkrechten Schlitz, Kennwort Querschlitz; das andere Mal als einen langen dünnen, der Feldrichtung parallelen Längskanal. Dann gilt für die Permeabilität  $\mu$  des Stoffes

$$\mu = \frac{\text{magnetische Feldgröße im Querschlitz}}{\text{magnetische Feldgröße im Längskanal}}$$

Als Feldgröße kann man im Zähler und im Nenner nach Wahl entweder die Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}$  (also Spannungsstoß/Fläche) oder die Feldstärke  $\mathfrak{H}$  (also Stromwindungszahl/Länge) benutzen. In der theoretischen Physik macht man beide Größen leider noch oft durch Wahl spezieller Einheiten sowohl ihrem Zahlenwert als auch ihrer Dimension nach gleich.

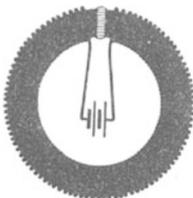


Abb. 224. Schema eines Elektromagneten.

Beweis bei Anwendung der Feldgröße  $\mathfrak{H}$ : Im Querschlitz ist der Entmagnetisierungsfaktor  $N = 1$ , im Längskanal ist  $N = 0$ ; somit liefert Gl. (129)

$$\frac{\mathfrak{H}_{\text{Querschlitz}}}{\mathfrak{H}_{\text{Längskanal}}} = \frac{\mu \mathfrak{H} / (\mu - \mu + 1)}{\mu \mathfrak{H} / \mu} = \mu.$$

Die Entmagnetisierung erschien uns bisher als Störung. Sie kann aber auch außerordentlich nützliche Dienste leisten. Wir beschränken uns auf drei Beispiele:

I. Veränderung des Kraftflusses  $\Phi$  durch Änderung des Eisenschlusses. Die Erscheinung ist uns aus Abb. 197 bekannt. Wir verstehen sie jetzt: Änderung des Eisenschlusses bedeutet Änderung der Entmagnetisierung.

II. Der Elektromagnet, Schema der Abb. 224. Im flachen Luftspalte zwischen den Polen herrscht eine sehr große Feldstärke. Begründung: Der Luftspalt ist ein Querschlitz, folglich ist der Entmagnetisierungsfaktor  $N = 1$ . Somit liefert Gl. (129)

$$\mathfrak{H}_{\text{Luftspalt}} = \mu \cdot \mathfrak{H}.$$

D. h. die Feldstärke im Luftspalt ist das  $\mu$ -fache der ohne Eisen vorhandenen Feldstärke. So kann man mit Elektromagneten mit Kegelstumpfpolen Feldstärken bis zu  $4 \cdot 10^6$  Ampere/m oder Kraftflußdichten bis zu etwa  $5 \text{ Voltsek./m}^2 = 5 \cdot 10^4$  Gauß erreichen.

Weniger formal ist folgende Beschreibung: Die gesamte magnetische Spannung des Feldspulenstromes  $\int \mathfrak{H}_s ds$  ist gleich seiner Amperewindungszahl  $nI$ . Innerhalb des Eisens (gedachter Längskanal!) ist die Feldstärke  $\mathfrak{H}_{ik}$  durch Entmagnetisierung nahezu bis auf Null geschwächt. Der lange Weg im Eisen (Längskanal!) liefert also praktisch keinen Beitrag zur magnetischen Spannung. In Gl. (127) ist zwar  $N$  klein, aber  $\mathfrak{H}$  sehr groß! Fast ihr voller Betrag  $nI$  entfällt auf den kurzen Weg  $s$  im „Luftspalt“. Im „Luftspalt“ herrscht die Feldstärke  $nI/s$ . Der Luftspalt wirkt wie eine Spule der Länge  $s$  und der außerordentlich großen Stromwindungszahl  $nI$ .

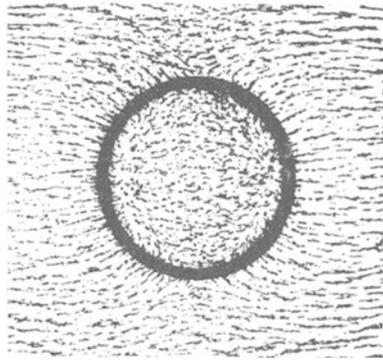


Abb. 225. Panzerschutz zum teilweisen Abschirmen eines Magnetfeldes. (Es gibt keine magnetische Influenz!)

III. Magnetischer Panzerschutz. Wir bringen einen ferromagnetischen Hohlkörper, z. B. eine eiserne Hohlkugel, in ein zuvor homogenes Magnetfeld (Abb. 225). Das Feld im Innern verschwindet durch die gegenläufigen Feldlinien der Pole bis auf dürftige Reste. Man braucht solche eiserne Hohlkugeln als „magnetischen Panzerschutz“ zur Abschirmung störender Magnetfelder.

**§ 74. Messung magnetischer Stoffkonstanten.** Bei den Schauversuchen mit dia- und paramagnetischen Stoffen haben wir kleine begrenzte Versuchsstücke benutzt (z. B. Abb. 217). Bei ferromagnetischen Stoffen hingegen haben wir bisher sorgfältig das Magnetfeld in seiner ganzen Länge mit dem Stoff angefüllt (Abb. 219), andernfalls wird man arg durch die Entmagnetisierung gestört. So erhält man beispielsweise statt der richtigen Hysteresisschleife von weichem Eisen (Abb. 220) die ganz verzerrte der Abb. 226. Man erreicht eine Sättigung der Magnetisierung  $\mathfrak{H}$  erst bei hohem Kraftfluß der eisenfreien Spule.

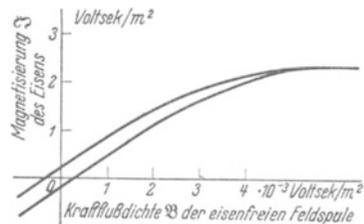


Abb. 226. Obere Hälfte einer Hysteresisschleife für Schmiedeeisen, durch Entmagnetisierung stark verzerrt. (Stablänge durch Stabdicke = 50:1.) Ein Vergleich mit Abb. 220 zeigt eine starke Verkleinerung der Remanenz.

Nun stehen aber leider auch bei ferromagnetischen Stoffen meist nur stabförmige Versuchsstücke zur Verfügung. Infolgedessen muß man zunächst eine Störung durch Entmagnetisierung wie in Abb. 226 in den Kauf nehmen und sie dann hinterher rechnerisch beseitigen. Demgemäß verfährt man zur Messung ferromagnetischer Stoffkonstanten folgendermaßen: Man gibt dem stabförmigen Versuchsstück die Form eines gestreckten Rotationsellipsoides und bringt es in das homogene Magnetfeld einer gestreckten Spule. Dann ist das Magnetfeld auch im Innern des Versuchsstückes homogen, also die Voraussetzung der Definitionsgleichungen auf S. 101 erfüllt. Praktisch bedeutsam ist nur der Grenzfall



Wir fassen (123), (124a) und (60) zusammen und erhalten

$$m = \frac{\mathfrak{S}}{N_v} = \frac{\mathfrak{S}_{\text{lk}} \cdot \mu_0 (\mu - 1)}{N_v \varrho} \quad (130)$$

Experimentell findet man  $\mu$  konstant, also die Beiträge  $m$  der auf die Moleküle wirkenden Feldstärke  $\mathfrak{S}_w$  proportional. Aus diesem Grunde bildet man das Verhältnis

$$\frac{m}{\mathfrak{S}_w} = \beta \quad (131)$$

und nennt  $\beta$  die molekulare magnetische Polarisierbarkeit.

Als wirksame Feldstärke  $\mathfrak{S}_w$  benutzt man für Gase, Dämpfe und verdünnte Lösungen die in Gl. (123) vorkommende Feldstärke  $\mathfrak{S}_{\text{lk}}$ . Ihre Bedeutung ist auf S. 100 klargestellt worden. Man setzt also  $\mathfrak{S}_w = \mathfrak{S}_{\text{lk}}$  und erhält so aus Gl. (130)

$$\beta = \frac{\mu_0 (\mu - 1)}{N_v} \quad (132)$$

oder nach Einführung der Suszeptibilität  $\kappa = (\mu - 1)$

$$\beta = \frac{\mu_0 \kappa}{N_v} = \frac{\mu_0}{N} \frac{\kappa}{\varrho} \quad (133)$$

$$\left( \beta \text{ in } \frac{\text{Voltsek. Meter}}{\text{Amp/Meter}}; \mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Voltsek}}{\text{Amp. Meter}}; \varrho = \text{Dichte}; N = \frac{6,02 \cdot 10^{26}}{\text{Kilomol}} \right).$$

**§ 76. Das permanente magnetische Moment paramagnetischer Moleküle.**

Paramagnetische Stoffe erhalten im Magnetfeld ihr magnetisches Moment durch eine Ausrichtung der Moleküle: Jedes dieser Moleküle besitzt schon für sich allein ein permanentes magnetisches Moment  $m_p$ .

Ohne Feld sind die Richtungen von  $m_p$  infolge der Wärmebewegung regellos verteilt. Die Summe der magnetischen Momente  $m_p$  ist im örtlichen und zeitlichen Mittel = 0. Ein magnetisches Feld  $\mathfrak{S}$  aber gibt den Momenten  $m_p$  eine Vorzugsrichtung. Jedes Molekül erhält im zeitlichen Mittel eine in die Feldrichtung fallende Komponente  $m$ . Diese Komponente ist der Bruchteil  $x$  des permanenten Momentes  $m_p$ , also

$$m = x \cdot m_p \quad (134)$$

Dieser Bruch muß ausgerechnet werden, man findet

$$x \approx \frac{1}{3} \cdot \frac{m_p \cdot \mathfrak{S}_w}{k \cdot T_{\text{abs}}} \quad (135)$$

( $k = \text{BOLTZMANNsche Konstante} = 1,38 \cdot 10^{-28} \text{ Wattsek/Grad}$ ; vgl. Mechanik § 149).

Der Bruch ist also im wesentlichen gleich dem Verhältnis zweier Energien: Die Arbeit  $m_p \cdot \mathfrak{S}_w$  ist erforderlich, um den Dipol quer zur Feldrichtung zu stellen.  $k \cdot T_{\text{abs}}$  ist die thermische Energie, die ein stoßendes Molekül auf den Dipol übertragen kann. Die strenge Rechnung muß nicht nur die Querstellung, sondern alle möglichen Richtungen durch Mittelwertbildung berücksichtigen. Dabei bekommt man näherungsweise den obigen Zahlenfaktor  $\frac{1}{3}$ .

Die Zusammenfassung der Gleichungen (134), (135), (131) liefert als permanentes magnetisches Moment eines Moleküles

$$m_p = \sqrt{\beta \cdot 3 \cdot k \cdot T_{\text{abs}}} \quad (136)$$

Beispiel für das  $\text{O}_2$ -Molekül: Man entnimmt der Tabelle 4 den Wert der spezifischen Suszeptibilität  $\kappa/\varrho$  und berechnet mit (133) als molekulare magnetische Polarisierbarkeit

$$\beta = 9 \cdot 10^{-38} \frac{\text{Voltsek. Meter}}{\text{Amp/Meter}}$$

Einsetzen dieses Wertes und der Zimmertemperatur  $T_{\text{abs}} = 293$  Grad in Gl. (136) liefert  $m_p = 3,22 \cdot 10^{-29}$  Voltsek. Meter.

Mit Hilfe dieses Wertes läßt sich der Bruchteil  $x$  in Gl. (134) ausrechnen. Man vergleiche die analoge Rechnung am Schluß von § 48.

Die so ermittelten permanenten magnetischen Momente einzelner Moleküle betrachtet man manchmal, aber kaum mit Recht, als ganzzahlige Vielfache eines „elementaren“ magnetischen Momentes, des „WEISSschen Magnetons“

$$m_{\text{WEISS}} = 2,34 \cdot 10^{-30} \text{ Voltsek. Meter.}$$

Tabelle 5.

Molekül bzw. Ion	NO	O <sub>2</sub>	Mn	Fe+++	Ni++	Cr+++
Magnetisches Moment $m_p$ in $10^{-29}$ Voltsekundenmetern . . . . .	2,14	3,24	6,77	6,18	3,76	4,44
Angebliche Zahl WEISSscher Magnetonen . .	9	14	29	26	16	19

Kann man das permanente magnetische Moment  $m_p$  eines paramagnetischen Moleküles aus bekannten Molekulardaten berechnen?

Das versuchen wir mit dem einfachen Bilde der Molekularströme (§ 53). Ein Elektron der Ladung  $e$  kreise mit der Geschwindigkeit  $u$  auf der Bahn  $l = 2r\pi$ . Es entspricht einem Strom [Gleichung (73) von S. 67]  $I = eu/2r\pi$  Ampere. Dieser molekulare Kreisstrom hat das magnetische Moment [Gleichung (104) von S. 93]

$$m = \mu_0 IF = \mu_0 \frac{eu}{2r\pi} \cdot r^2\pi = \frac{\mu_0}{2} e(u \times r). \tag{138}$$

Statt des Produktes  $(u \times r)$  führen wir den mechanischen Drehimpuls  $\mathcal{G}^*$  des umlaufenden Elektrons ein (Mechanikband § 54). Es ist

$$\text{Damit erhalten wir} \quad \mathcal{G}^* = m(r \times u) \tag{139}$$

$\frac{\text{Magnetisches Moment}}{\text{Mechanischer Drehimpuls}} \text{ des kreisenden Elektrons } \frac{m}{\mathcal{G}^*} = - \frac{\mu_0}{2} \frac{e}{m} \tag{140}$
---

( $e/m$ , die spezifische Elektronenladung, ist gleich  $1,76 \cdot 10^{11}$  Amperesek./kg, s. § 97).

Für die Größe des molekularen magnetischen Momentes  $m$  ist demnach der mechanische Drehimpuls  $\mathcal{G}^*$  der Ladung maßgebend. Über diesen Drehimpuls macht das BOHRsche Atommodell sehr bestimmte Aussagen (Optik, § 128). BOHR setzt die „Wirkung“, d. h. die Liniensumme des Impulses  $mu$  längs des Weges  $2r\pi$ , gleich dem PLANCKschen Wirkungselement  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Watt · Sek<sup>2</sup>

$$mu \cdot 2r\pi = h. \tag{141}$$

Dann wird der Betrag des Drehimpulses

$$\mathcal{G}^* = \frac{h}{2\pi}. \tag{142}$$

Einsetzen dieses Wertes in Gleichung (140) ergibt als „elementares magnetisches Moment“ das „BOHRsche Magneton“ vom Betrage

$$m_{\text{BOHR}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{e}{m} \cdot h = 1,15 \cdot 10^{-29} \text{ Voltsek. Meter}^1). \tag{143}$$

Oft benutzt man auch das Produkt des BOHRschen Magnetons mit der spezifischen Molekülzahl  $N = 6,02 \cdot 10^{28}$ /Kilomol, also

$$N \cdot m_{\text{BOHR}} = 6,93 \cdot 10^{-3} \text{ Voltsek. Meter/Kilomol.} \tag{143a}$$

Das BOHRsche Magneton ist rund das Fünffache des WEISSschen Magnetons.

<sup>1)</sup> Beim Ausrechnen benutzt man, wie so oft, die Gleichung Voltamperesek = kg meter<sup>2</sup>/sec<sup>2</sup>, also Wattsek = Großdynmeter, vgl. Gl. (18) v. S. 38.

Man mißt es experimentell als Dipolmoment von Alkaliatomen in Atomstrahlen. (Vgl. Optikband, § 136.)

**§ 77. Zur atomistischen Deutung diamagnetischer Stoffwerte. LARMOR-Präzession.** Bei diamagnetischen Stoffen entsteht das molekulare magnetische Moment erst beim Einbringen in das Feld durch Induktionsströme. Im primitivsten Bilde werden zuvor ruhende Elektronen in eine Kreisbewegung versetzt. In dieser Form ist das Bild jedoch mit unseren heutigen Grundvorstellungen vom Atombau nicht mehr vereinbar. Wir dürfen in Atomen und Molekülen keine ruhenden, sondern stets nur umlaufende Elektronen annehmen. Beim Fehlen eines permanenten magnetischen Momentes (also in allen nicht paramagnetischen Molekülen und Atomen) müssen die Umlaufbewegungen paarweise widersinnig erfolgen. Außerdem sind die Umlaufgeschwindigkeiten der Elektronen auf ihren Bahnen durch „Quantenbedingungen“, z. B. Gleichung (141) fest vorgeschrieben. Diese Geschwindigkeiten in den Bahnen können keinesfalls durch das elektrische Feld des Induktionsvorganges vergrößert oder verkleinert werden. Den Ausweg aus dieser Schwierigkeit verdankt man LARMOR. Nach LARMOR bleiben die Bahngeschwindigkeiten der paarweise widersinnig kreisenden Elektronen ungeändert. Aber alle gemeinsam vollführen wie ein Kreiseleine Präzession um die Feldrichtung mit der Winkelgeschwindigkeit

$$\omega_p = \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m} \cdot \mathfrak{H}. \quad (144)^1$$

Diese LARMOR-Frequenz ist unabhängig vom Winkel  $\vartheta$  zwischen der Achse der Elektronenbahnen und der Richtung des Magnetfeldes (Abb. 230a). Durch die LARMOR-Präzession erhält das Molekül pro Elektron ein molekulares Moment, und dies beträgt für  $n$  Elektronen vom Bahnradius  $r_n$

$$m_{\text{LARMOR}} = \frac{n\mu_0}{6} \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \mathfrak{H} r^2 = n(5,86 \cdot 10^{-15} \text{ Meter}) \cdot \mathfrak{H} \cdot r^2 \quad (145)$$

(m in Voltsek. Meter).

Dem entspricht die molekulare magnetische Polarisierbarkeit [Gl. (132) v. S. 109]

$$\beta = \frac{n\mu_0^2}{9} \cdot \frac{e^2}{m} r^2 = n \left( 7,36 \cdot 10^{-21} \frac{\text{Volt. Sek.}}{\text{Amp.}} \right) r^2 \quad (146)$$

( $\beta$  in  $\frac{\text{Voltsek. Meter}}{\text{Amp/Meter}}$ ).

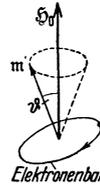


Abb. 228. Zur LARMOR-Präzession.

Herleitung: Die LARMOR-Präzession kommt weniger einfach zustande als die gewöhnliche Kreiselpräzession. Sonst könnte ihre Winkelgeschwindigkeit  $\omega_p$  nicht vom Neigungswinkel  $\vartheta$  unabhängig sein. — Bei der LARMOR-Präzession sind im allgemeinen zwei Ursachen wirksam; nur in den Grenzfällen  $\vartheta=0$  und  $\vartheta=90^\circ$  fällt je eine von beiden aus. — Im Grenzfall  $\vartheta=90^\circ$  übt das Magnetfeld  $\mathfrak{H}$  auf jede Elektronenbahn ein Drehmoment aus, nämlich

$$\mathfrak{M}_{\text{mech}} = m \times \mathfrak{H}. \quad \text{Gl. (105) v. S. 93}$$

Jedes kreisende Elektron bildet einen Kreisel mit dem Drehimpuls

$$\mathfrak{G}^* = -\frac{2}{\mu_0} \cdot \frac{m}{e} \cdot m. \quad \text{Gl. (140) v. S. 110}$$

Dieser Kreisel vollführt unter der Einwirkung des Drehmomentes  $\mathfrak{M}_{\text{mech}}$  eine Präzession mit der Winkelgeschwindigkeit  $\omega_p = \mathfrak{M}_{\text{mech}}/\mathfrak{G}^*$  [Gleichung (101) v. S. 80 des Mechanikbandes] oder mit (105) und (140)

$$\omega_p = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \cdot \mathfrak{H}. \quad (149)$$

<sup>1)</sup> Dimensionsprüfung:

$$\text{sec}^{-1} = \frac{\text{Amperesek}}{\text{kg}} \cdot \frac{\text{Voltsek}}{\text{meter}^2}$$

kg meter<sup>2</sup>/sec<sup>2</sup> = Voltamperesek oder Großdynmeter = Wattsek.

Im Grenzfall  $\vartheta = 90^\circ$  (Abb. 228) entsteht demnach die LARMOR-Präzession wie die gewöhnliche Kreiselpräzession durch ein konstantes, während des ganzen Umlaufes wirkendes Drehmoment.

Ganz anders im Grenzfall  $\vartheta = 0$ . Hier kommt überhaupt kein Drehmoment zustande. Der entscheidende Vorgang spielt sich nur ab, während das Magnetfeld entsteht. Das entstehende Magnetfeld umgibt sich mit ringförmig geschlossenen elektrischen Feldlinien. Längs der kreisförmigen Elektronenbahn entsteht ein Spannungsstoß

$$\int U dt = \mu_0 \cdot \dot{\Phi} \cdot r^2 \pi = \mathfrak{B} r^2 \pi. \quad \text{Gl. (74) v. S. 73}$$

Der Spannung  $U$  entspricht eine elektrische Feldstärke  $\mathfrak{E} = U/2r\pi$ , und diese wirkt auf das Elektron mit der Kraft  $\mathfrak{F} = -e \cdot \mathfrak{E}$ . Infolgedessen erteilt der Spannungsstoß dem Elektron einen Bahnimpuls  $m u = -e \int \mathfrak{E} dt = \frac{1}{2} e \mathfrak{B} r$ . So bekommt jedes Elektron eine zusätzliche Bahngeschwindigkeit  $u = \frac{1}{2} \mathfrak{B} r \frac{e}{m}$  und daher das Atom als Ganzes eine Winkelgeschwindigkeit

$$\omega_p = \frac{u}{r} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \mathfrak{B}. \quad (149)$$

Sie ist also ebenso groß wie im Grenzfall  $\vartheta = 90^\circ$ . Bei Werten von  $\vartheta$  zwischen  $0$  und  $90^\circ$  sind beide Ursachen gleichzeitig wirksam, und dann führen beide zusammen zur LARMOR-Frequenz  $\omega_p$ .

Der Umlauf des Atoms mit der LARMOR-Frequenz, oder kurz die LARMOR-Präzession, erzeugt mit jedem Elektron ein magnetisches Moment

$$m = \frac{\mu_0}{2} \cdot e \omega_p \cdot r^2. \quad \text{Gl. (138) v. S. 110}$$

(149) und (138) zusammen ergeben für je ein Elektron

$$m = \frac{\mu_0}{4} \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \mathfrak{B} r^2. \quad (150)$$

Endlich ist noch die Summe über  $n$  Elektronen zu bilden und der Mittelwert von  $r^2$  mit dem Faktor  $\frac{2}{3}$  zu berücksichtigen. So erhält man aus Gleichung (150) die Gleichung (145).

Die aus den beobachteten  $\beta$ -Werten berechneten Bahnradien  $r$  führen auf die richtige Größenordnung ( $10^{-10}$  m). Mehr kann nicht verlangt werden.

**§ 78. Zur atomistischen Deutung des Ferromagnetismus.** In ferromagnetischen Stoffen kann die Magnetisierung  $\mathfrak{J}$  um mehrere Zehnerfaktoren größer

werden als im paramagnetischen. Ihr Zusammenhang mit dem magnetisierenden Feld wird durch die Hysteresisschleife (Abb. 220) dargestellt; diese zeigt als Hauptkennzeichen Sättigungswerte der Magnetisierung. Die Sättigung läßt sich mit einem einfachen Modellversuch nachahmen: Man setzt in eine Feldspule eine Reihe kleiner, um ihre vertikale Achse drehbare Spulen in regelloser Verteilung (Abb. 229). Jede von ihnen bekommt durch einen Hilfsstrom ein magnetisches Moment und soll einen „Elementarmagneten“ darstellen. Diese Elementarmagnete werden durch Schneckenfedern in ihren Ruhelagern gehalten und während des Induktionsvorganges vom Magnetfeld der Feldspule in sichtbarer Weise ausgerichtet. Dabei kann man die Sättigung der Magnetisierung recht gut vorführen.

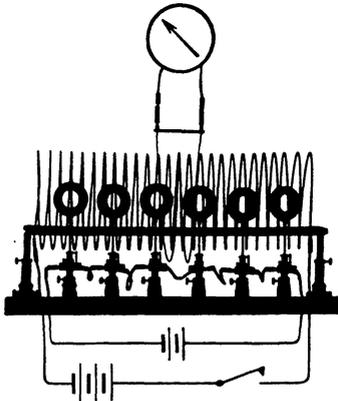


Abb. 229. Modellversuch zur Ausrichtung von „Molekularströmen“ (Elementarmagneten). Man benutzt eine Differenzschaltung wie in Abb. 219. Die außen herumgelegte Induktionsspule  $J$  ist nicht so gut zu erkennen wie in Abb. 163.

Was entspricht den Elementarmagneten des Modellversuches in den ferromagnetischen Stoffen? Handelt es sich um „Molekularströme“, also um eine Kreisbewegung von Elektronen? Oder entsteht das magnetische Moment der Elektronen durch einen anderen Vorgang? Die Antwort ergibt sich experimentell, man mißt das Verhältnis zwischen dem

magnetischen Moment  $m$  und dem mechanischen Drehimpuls  $\mathcal{G}^*$  der Elektronen. — Für kreisende Elektronen, also Molekularströme, sollte man finden

$$\frac{\text{Magnetisches Moment } m}{\text{Mechanischer Drehimpuls } \mathcal{G}^*} = -\frac{1}{2} \nu_0 \cdot \frac{e}{m}. \quad (140) \text{ v. S. 111}$$

Zur Messung des Verhältnisses  $m/\mathcal{G}^*$  hat man den in Abb. 158, S. 70, dargestellten Versuch quantitativ auszuwerten.

Der Stab habe das Trägheitsmoment  $\Theta$ . Bei der Ummagnetisierung erteilen die  $n$  Elementarmagnete dem Stabe einen Drehimpuls

$$n \mathcal{G}^* = \omega_0 \Theta. \quad (151)$$

Der Stab verläßt seine Ruhelage mit der Anfangs-Winkelgeschwindigkeit  $\omega_0$  und macht einen Stoßausschlag  $\alpha_0$ . Die Größe von  $\omega_0$  ergibt sich aus der Beziehung<sup>1)</sup>  $\alpha = \omega_0/\omega$ ; in ihr ist  $\omega$  die Kreisfrequenz des als Drehpendel aufgehängten Stabes. — Nach der Messung des Drehimpulses  $n \mathcal{G}^*$  nimmt man den Stab aus der Spule heraus und mißt sein magnetisches Moment  $\mathfrak{M} = n m$  etwa nach dem in Abb. 210 erläuterten Verfahren. Schließlich setzt man die für  $n \mathcal{G}^*$  und  $n m$  gemessenen Werte in Gl. (140) ein und berechnet  $e/m$ .

Dabei erhält man als spezifische Elektronenladung  $e/m$  den Wert  $3,5 \cdot 10^{11}$  Amperesek./kg statt des richtigen Wertes  $1,76 \cdot 10^{11}$ . Oder anders gesagt: Man findet experimentell statt der obenstehenden Gleichung (140) das Verhältnis

$$\frac{\text{Magnetisches Moment } m}{\text{Mechanischer Drehimpuls } \mathcal{G}^*} = -\nu_0 \frac{e}{m}. \quad (153)$$

Deutung: In Wirklichkeit besitzt ein Elektron schon ohne eine Kreisbahnbewegung ein magnetisches Moment  $m_{\text{BOHR}} = 1,16 \cdot 10^{-29}$  Voltsekundenmeter. Es entsteht durch eine Kreiselbewegung des Elektrons, kurz Spin genannt.

Wir greifen auf den Modellversuch zurück, Abb. 229. Die Schleifenform der Hysteresiskurve läßt sich durch irgendwelche „Sperrklinken“ der Elementarmagnete nachahmen. Die Elementarmagnete folgen dem Magnetfeld der Feldspule dann nur mit Verzögerung und ruckweise. — Eine ruckweise Umgruppierung der Elementarmagnete liegt zweifellos auch bei den ferromagnetischen Stoffen vor: Die steilen Äste der Hysteresisschleife lösen sich bei verfeinerter Beobachtung in Treppen mit wechselnder Stufenhöhe auf. Besonders eindrucksvoll läßt sich die ruckweise Umgruppierung akustisch vorführen. Man umgibt den Eisenkörper mit einer Induktionsspule und verbindet diesen (unter Zwischenschaltung eines Verstärkers) mit einem Telefon oder Lautsprecher. Bei jeder Änderung der Magnetisierung hört man ein brodelndes oder knackendes Geräusch (H. BARKHAUSEN).

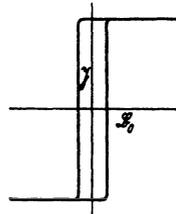


Abb. 229 a. Schematische Skizze einer angenähert rechteckigen Hysteresisschleife, vor allem in elastisch verspanntem Material zu beobachten.

Bei manchen ferromagnetischen Legierungen, z. B. Permalloy A (78,5% Ni, 21,5% Fe), vereinfacht sich das steile Stück der Hysteresisschleife zu einer einzigen Stufe (einem einzigen „Barkhausen-Sprung“). Die Hysteresisschleife nimmt eine praktisch rechteckige Gestalt an (Abb. 229 a).

Wie hat man sich die Anordnung der Kreiselektronen (der Elektronenspins) in ferromagnetischen Stoffen sowie ihre Umgruppierung beim Magnetisierungsvorgang zu denken? Die Antwort hat wieder an eine experimentelle Tatsache anzuknüpfen, und zwar an die Größe der Sättigungsmagnetisierung  $\mathfrak{S}_s$ .

<sup>1)</sup> Sie folgt aus der Gl. (23) von S. 33 des Mechanikbandes. Man hat hier im Fall der Drehschwingung den Ausschlag  $\alpha_0$  durch den Winkelausschlag  $\alpha_0$  zu ersetzen und die Anfangs-Bahngeschwindigkeit  $u_0$  durch die Anfangs-Winkelgeschwindigkeit  $\omega_0$ .

Tabelle 6.

	Sättigungs- magnetisierung magn. Moment $\mathfrak{J}_s = \frac{\text{magn. Moment}}{\text{Volumen}}$ in Voltsek. Meter $\text{m}^3$	Atomzahl- dichte $N_v =$ Zahl der Atome in Volumen $= N \cdot \rho$ in $\text{m}^{-3}$	Von einem Atom herrührendes magnetisches Moment $m = \mathfrak{J}_s / N_v$		Die Magnetisie- rung wird zerstört bei der Curie- Temperatur $(T_c)_{\text{abs}}$ Grad	Ihr entspricht eine magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}_w \approx \frac{3k(T_c)_{\text{abs}}}{m}$ in Amp Meter
			in Voltsek. Meter	in Magnetonen $m_B$		
Fe	2,18	$8,5 \cdot 10^{28}$	$2,56 \cdot 10^{-29}$	2,22	1043	$1,69 \cdot 10^9$
Co	1,79	$8,97 \cdot 10^{28}$	$2,0 \cdot 10^{-29}$	1,74	1393	$2,88 \cdot 10^9$
Ni	0,64	$9,06 \cdot 10^{28}$	$0,71 \cdot 10^{-29}$	0,61	631	$3,68 \cdot 10^9$

$N$  = spezif. Molekülzahl =  $6,02 \cdot 10^{26}$ /Kilomol;  $\rho$  = Dichte;  $m_{\text{BOHR}} = 1,15 \cdot 10^{-29}$  Voltsek. Meter.

In Tabelle 6 finden wir die Sättigungsmagnetisierung  $\mathfrak{J}_s$  für die ferromagnetischen Elemente. In leicht ersichtlicher Weise (Spalte 2 bis 4) berechnen wir aus ihnen das von einem einzelnen Atom herrührende magnetische Moment  $m$ . Es ergibt sich angenähert gleich einem BOHRschen Magneton, Spalte 4. Folglich müssen im Fall der Sättigung alle elementaren magnetischen Momente einander parallel stehen. Die Ausrichtung erfolgt trotz der Wärmebewegung,  $e$ : muß also ein sehr starkes magnetisches Feld für die Ausrichtung verfügbar sein.

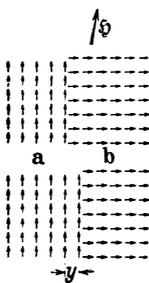


Abb. 230. Schema einer Wandverschiebung  $\gamma$  zwischen zwei WEISS'schen Bereichen a und b.

Bis herauf zur Curie-Temperatur muß es den Bruchteil  $\alpha$  der ausgerichteten Magnetonen noch gleich 1 erhalten können. Seine Feldstärke  $\mathfrak{H}_w$  läßt sich näherungsweise mit Gl. (135) von S. 109 berechnen. Man hat nur  $\alpha$ , den Bruchteil der ausgerichteten Elementarmagnete, bei der Curie-Temperatur = 1 zu setzen. Das Ergebnis steht in der 6. Spalte. Man findet Feldstärken von  $\approx 10^9$  Amp/meter. Ihnen entsprechen Kraftflußdichten  $\mathfrak{B} \approx 10^3$  Voltsek/ $\text{m}^2 \approx 10^7$  Gauß. — Felder dieser Größenordnung können nicht mit technischen Hilfsmitteln (S. 107), sondern nur von den Atomen selbst erzeugt werden. Daraus schließt man: Ferromagnetische Kristalle bestehen aus kleinen Bereichen, Abb. 230. Jeder Bereich ist durch große innere magnetische Felder immer bis zur Sättigung magnetisiert. Jeder Bereich besteht aus einem Atom-

schwarm mit parallel gerichteten Magnetonen. Ohne äußeres Feld sind die Richtungen der einzelnen Schwärme ungeordnet; nur deshalb kann auch ein ferromagnetischer Körper ohne äußeres Feld unmagnetisch erscheinen. Das äußere Feld  $\mathfrak{H}$  spielt bei ferromagnetischen Stoffen eine ziemlich nebensächliche Rolle. Es begünstigt nur die thermische Umgruppierung der einzelnen Schwärme in eine sich dem äußeren Felde  $\mathfrak{H}$  annähernde Richtung. Diese Umgruppierung kann nie für den Schwarm eines Bereiches als ganzen erfolgen. Man muß den Vorgang vielmehr einer thermischen Umkristallisierung vergleichen. Es wächst z. B. in Abb. 230 der Schwarm a auf Kosten des Schwarmes b, indem die Magnetonen der gemeinsamen Grenzfläche umklappen („Wandverschiebung“). Die Einzelheiten sind aufs engste mit dem Kristallbau und der elastischen Beanspruchung der Kristalle verknüpft. Außer „Wandverschiebungen“ können bei hohen äußeren Feldern auch Drehungen der Schwarmrichtungen eintreten. Die Einzelheiten sind Gegenstand sehr erfolgreicher, im Fluß befindlicher Untersuchungen.

## X. Anwendungen der Induktion, insbesondere induktive Stromquellen und Elektromotoren.

§ 79. Vorbemerkung. Die Ausnutzung der Induktion bildet den Hauptinhalt der modernen Elektrotechnik. Wir bringen in diesem und den folgenden Kapiteln nur einige wenige Beispiele und auch diese nur in großen Zügen.

Für die moderne Nähmaschine ist zweierlei charakteristisch: das Nadelöhr an der Spitze der Nadel und die gleichzeitige Verwendung zweier unabhängiger Fäden. — Ganz ähnlich läßt sich das Wesentliche eines elektrischen Apparates oder einer elektrischen Maschine mit wenigen Strichen darstellen. Der physikalische Kern und der entscheidende Kunstgriff ist immer einfach. Die ungeheure Leistung der Elektrotechnik liegt nicht auf physikalischem, sondern auf technischem Gebiet.

§ 80. Induktive Stromquellen. Wir beginnen mit den heute wichtigsten Stromquellen und Generatoren, den induktiven. Bei diesen erzeugt man die „ladungstrennenden Kräfte“ mit Hilfe des Induktionsvorganges. Wir hatten das Wort Stromquelle an Hand der Abb. 115 definiert. Wir wiederholen dies Bild hier in Abb. 231 mit zwei Ergänzungen: Wir denken uns innerhalb des schwarz umrandeten Rechteckes ein Magnetfeld senkrecht zur Papierebene und außerdem die Elektroden  $K$  und  $A$  durch einen Leiter verbunden. Jetzt kann man die Ladungen in diesem Leiter auf zwei Weisen trennen und auf die Elektroden zu bewegen:

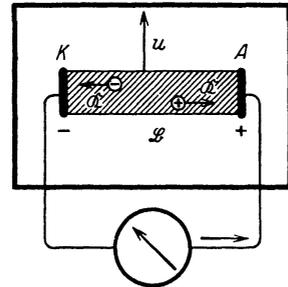


Abb. 231. Zur Definition der „induktiven“ Stromquelle. Nordpol des Magnetfeldes unter der Papierebene, Pfeil = Laufrichtung der Elektronen.

1. Man bewegt den Leiter in der Pfeilrichtung mit der Geschwindigkeit  $u$  und läßt so auf die Ladungen  $q$  die Kräfte  $\mathfrak{R} = q(u \times \mathfrak{B})$  wirken [Gleichung (94) von S. 87].

2. Man ändert die Kraftflußdichte des Magnetfeldes, am einfachsten durch Änderung des Eisenschlusses. Dann entsteht ein elektrisches Feld (Abb. 168) und bewegt die Elektrizitätsatome zwischen  $K$  und  $A$  mit der Kraft  $\mathfrak{R} = q \cdot \mathfrak{E}$  auf die Elektroden zu.

In der Regel werden beide Vorgänge gleichzeitig angewandt. Wir erläutern das an einigen Ausführungsformen.

a) Der Wechselstromgenerator mit Außenpolen (Abb. 232). Eine Spule  $J$  wird um die Achse  $A$  in einem Magnetfelde beliebiger Herkunft herumdreht. Die Enden der Spule führen zu zwei Schleifringen, und zwei angepreßte Federn  $a$  und  $b$  verbinden diese leitend mit den Polklemmen der Maschine. Die Rotation der Spule  $J$  gibt eine periodische Wiederholung eines einfachen Induktionsversuches. Die induzierte Spannung ist eine

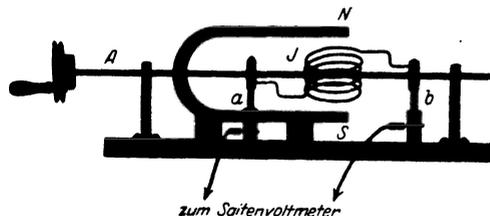


Abb. 232. Wechselstromgenerator mit Außenpolen.

„Wechselspannung“. Ihr zeitlicher Verlauf läßt sich bei langsamer Drehung bequem mit einem Saitenvoltmeter verfolgen. Diese Spannungskurve ist im Sonderfall eines homogenen Magnetfeldes und gleichförmiger Rotation sinusförmig (Abb. 233). Die Frequenz  $n$  ist gleich der Anzahl der Umläufe je Zeiteinheit.

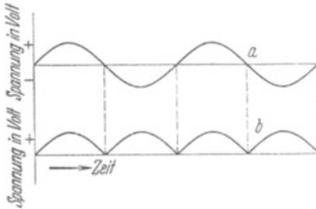


Abb. 233. a Sinusförmige Wechselspannung eines Wechselstromgenerators. b Spannungskurve eines Gleichstromgenerators mit einem einfachen Spulenläufer. Die Vorzeichen beziehen sich auf die Richtung des elektrischen Feldes zwischen den Polklemmen.

In der praktischen Ausführung bekommt die Spule einen Eisenkern (Abb. 234). Spule und Kern zusammen bilden den Läufer. Diese Bauart wird z. B. für Zündmaschinen der Explosionsmotoren und im Fernsprechtbetrieb zum Wecken mit Kurbelanruf benutzt.

b) Der Gleichstromgenerator. Die Abb. 235 zeigt wiederum im Schattenriß ein Vorführungsmodell. Die Schleifringe des Wechselstromgenerators werden durch ein einfaches Schaltwerk  $K$  („Kommutator“) ersetzt. Es vertauscht nach je einer Halbdrehung die Verbindung zwischen Spulenenden und

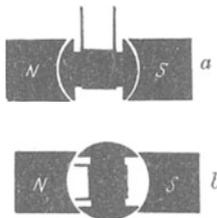


Abb. 234. Eisenkerne von Feld- und Läufer-spule eines Generators; bei a ist der Kraftfluß groß, bei b klein.

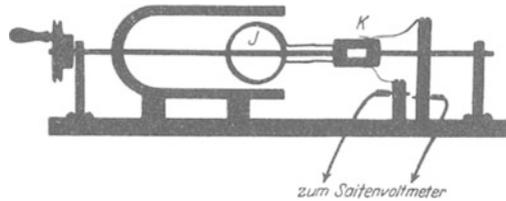


Abb. 235. Gleichstromgenerator mit einfachem Spulenläufer und permanentem Feldmagneten.

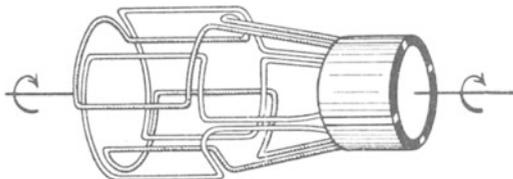


Abb. 236. Trommelläufer mit 2 Spulenpaaren.

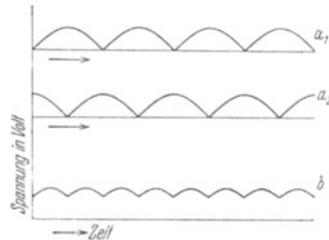


Abb. 237. Spannungskurve eines Trommelläufers mit 2 Spulenpaaren und ihre Entstehung.

Polklemmen. Dadurch werden die unteren Kurvenhälften der Abb. 233a nach oben geklappt. Es entsteht die Spannungskurve der Abb. 233b. Die Spannung schwankt zwischen Null und einem Höchstwert, doch bleibt das Vorzeichen dauernd dasselbe.



Abb. 238. Zeichenschema eines Trommelläufers.

c) Der Gleichstromgenerator mit Trommelläufer. Die bogenförmige Spannungskurve der Abb. 233b läßt sich „glätten“. Man nimmt statt einer Spule  $J$  deren mehrere. Sie werden um den gleichen Winkel gegeneinander versetzt. Wir haben statt des „Spulenläufers“ einen „Trommelläufer“. Die Abb. 236 zeigt ein Schema mit zwei Spulenpaaren und einem vierfach unterteilten Kollektor. In diesem Beispiel überlagern sich zwei Bogenkurven in der in Abb. 237 ersichtlichen Weise. Als Ergebnis erscheint die schon besser konstante Gleichspannung der Kurve 237b. — Wir schematisieren fortan einen Trommelläufer mit seinen Schleifkontakten oder Bürsten durch das Bild der Abb. 238. Abb. 239 zeigt eine im Unterricht weitverbreitete Ausführung eines Gleichstromgenerators mit Trommelläufer.

d) Die Gleichstromdynamomaschine. Bei den bisherigen Generatoren wurde das Magnetfeld von permanenten Magneten geliefert. Die permanenten Magnete lassen sich durch stromdurchflossene Spulen, sog. Feldspulen  $\mathfrak{F}$  in Abb. 240, ersetzen. Der Strom der Feldspulen kann irgendwelchen Hilfsquellen entnommen werden. Abbildung 240 zeigt das Schema dieser Fremderregung (WILDE in Manchester, 1866). Doch kann die Maschine auch selbst den Strom für die Feldspulen liefern. Das geschieht bei dem Dynamoverfahren von WERNER SIEMENS, einem ehemaligen preußischen Artillerieoffizier. Aus dem Dynamoverfahren (1867) ist die Großindustrie der heutigen Starkstromtechnik entstanden. Das Dynamoverfahren setzt die Anwesenheit von Eisen in den Spulen voraus. Beim Beginn der Rotation muß das schwache permanente Magnetfeld des Eisens eine Spannung im Läufer induzieren.

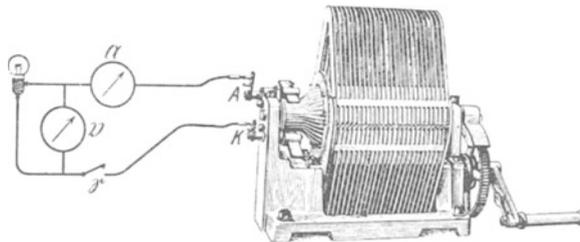


Abb. 239. Altentümlicher Gleichstromgenerator mit  $2 \times 25$  permanenten Feldmagneten und Trommelanker mit 9 Spulenpaaren. Bei 8 Amp. und 12 Volt strahlt eine 150kerzige Lampe in heller Weißglut. Man muß dabei mit den Muskeln  $12 \times 8$  Voltampere  $\approx 100$  Watt = 0,1 Kilowatt leisten. Die Maschine „geht schwer“; bei Unterbrechung des Stromes aber spüren die Muskeln kaum einen Widerstand. — An Hand dieses Versuches lernt man es, den Energiebetrag einer Kilowattstunde und den Preis dieser Handelsware (für Großabnehmer  $\approx 1$  Pfennig) zu würdigen!

Die Abb. 241 zeigt eine mögliche Ausführungsform. Es ist das Schema einer „Hauptschlußdynamo“. Der ganze, den Klemmen  $a$  und  $b$  entnommene Strom der Maschine durchfließt die Feldspulen  $\mathfrak{F}$ .



Abb. 240. Gleichstromgenerator mit Fremderregung.

Bei der Hauptschlußdynamo steigt die Klemmenspannung mit wachsender Strombelastung der Maschine. Denn je höher der Strom, desto stärker das induzierende Magnetfeld. Die Abb. 242 gibt die entsprechende Kennlinie einer Hauptschlußdynamo.

Von Sonderfällen abgesehen, muß in der Praxis die Klemmenspannung der Generatoren in weiten Grenzen von der Strombelastung unabhängig sein. In gewissem Grade erfüllt schon die Nebenschlußdynamo diese Bedingung. Die Abb. 243 gibt ihre Kennlinie, die Abb. 244 ihre Schaltung. Man benutzt nur einen Bruchteil des im Anker induzierten Stromes zur Erregung der Feldspulen. —

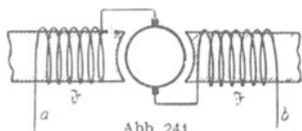


Abb. 241. Schaltschema einer Hauptschlußdynamo.

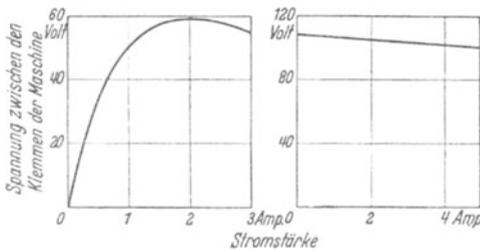


Abb. 242. Kennlinie einer Hauptschlußdynamo.

Abb. 243. Kennlinie einer Nebenschlußdynamo.

Die heutigen Konstruktionen der Gleichstromdynamo weichen in einer Äußerlichkeit vom Schema der Abb. 240 ab. Das Schema sieht nur ein Paar Feldspulen und ein Paar Schleifkontakte oder „Bürsten“ auf dem Kollektor vor. Die Technik ordnet meistens mehrere (3–5) Paare radialsymmetrisch an.

e) Wechselstromgenerator mit Innenpolen. Bei der unter a) beschriebenen Außenpolmaschine stand das induzierende Magnetfeld fest. Als

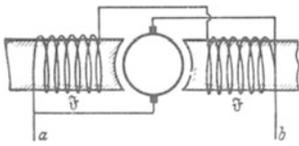


Abb. 244. Schaltbild einer Nebenschlußdynamo.

Läufer drehte sich die Induktionsspule  $J$ . Von der Innenpolmaschine gilt das Umgekehrte. Der rotierende Läufer trägt die vom Gleichstrom durchflossene Spule. Im Ständer befindet sich die fest-sitzende Induktionsspule  $J$ . — In der praktischen Ausführung sind die Spulen in vielfacher Wiederholung radialsymmetrisch angeordnet. Der Läufer besteht oft aus einem Schwungrad. Es trägt auf seinem Radkranz die vom Gleichstrom durchflossenen Feldspulen. Der Gleichstrom wird von einer Hilfsmaschine auf der Achse der Hauptmaschine geliefert.

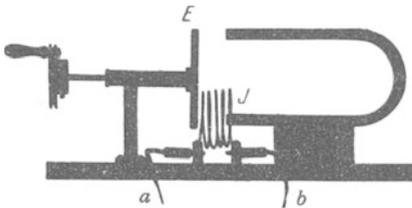


Abb. 245. Wechselstromgenerator mit spulenfreiem Läufer.

f) Wechselstromgeneratoren mit spulenfreiem Läufer. Bei den bisher betrachteten Generatoren trug der Läufer, der umlaufende Teil der Maschine, stets eine Spule. Man kann jedoch den Kraftfluß innerhalb der Induktionsspule  $J$  auch mit Läufern ohne Spulen verändern. Solche Läufer haben den Vorteil großer mechanischer Festigkeit und lassen daher hohe Drehfrequenzen benutzen. Die Abb. 245 gibt eine solche Maschine. Sie geht in leicht ersichtlicher Weise aus der Abb. 197 hervor. Der rotierende Anker besteht in diesem Modell aus einem schmalen rechteckigen Stück Eisen  $E$ . Es verändert je nach seiner Stellung den die Spule durchsetzenden Kraftfluß.

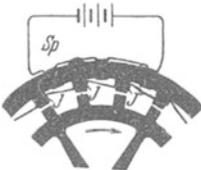


Abb. 246. Wechselstromgenerator mit Zahnradläufer.

In der technischen Ausführung ersetzt man die permanenten Feldmagnete oft durch Elektromagnete, also von Gleichstrom durchflossene Spulen  $Sp$  mit Eisenkern. Überdies werden alle Einzelteile radialsymmetrisch in vielfacher Wiederholung angeordnet, etwa nach Art der Abb. 246. Der Läufer hat dann die Form eines Zahnrades.

g) Das **Telephon** als Wechselstromgenerator.

Beim Wechselstromgenerator mit spulenfreiem Läufer war die periodische Änderung des magnetischen Eisenschlusses der wesentliche Punkt. Die Änderung erfolgte durch Annäherung oder Entfernung der Zähne des rotierenden Läufers.

Man kann die Rotation durch eine hin- und hergehende Schwingung ersetzen. In Abb. 247 ist die Induktionsspule  $J$  in zwei gleiche Hälften unterteilt.

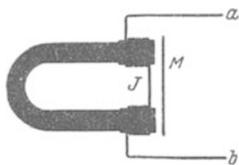


Abb. 247. Schema eines Telefons.

Die den Kraftfluß vergrößernden Eisenkerne sind diesmal mit eingezeichnet.  $M$  ist eine schwingungsfähige Eisenmembran an Stelle des umlaufenden Läufers. Auch dies ist nur eine technische Variante des in Abb. 245 skizzierten Versuches.

Der ganze Apparat ist jedermann als Telephon vertraut. Hier interessiert er uns nur als Wechselstromgenerator. Er soll die mechanische Energie von Schallwellen in elektrische Energie verwandeln. Dazu verbinden wir irgendein handelsübliches Telephon (Abb. 248) mit einem für Wechselstrom brauchbaren technischen Amperemeter. Wir beobachten beim Singen gegen die Membran leicht Ströme von etwa  $10^{-4}$  Ampere. Diese Wechselströme haben den Rhythmus der menschlichen Stimme. Man hat diese Wechselströme früher über die Fern-

leitungen zur Empfangsstation geleitet und sie dort in mechanische Schwingungen zurückverwandelt. Die Abb. 249 zeigt eine derartige Anordnung. Heute ist dies Verfahren überholt. Man benutzt die menschlichen Stimmbänder nicht mehr als Motor zum Antrieb eines Wechselstromgenerators. Man läßt heute die Stimme nur bereits vorhandene starke Ströme im Rhythmus der Sprache steuern (Mikrophon, § 131).

Neuerdings hat eine Abart dieses Generators als „Tonabnehmer“ für Grammophone mit elektrischen Lautsprechern wieder technische Bedeutung gewonnen. Man denke sich die Membran umgestaltet und durch eine Grammophonnadel bewegt.

**§ 81. Elektromotoren. Grundlagen.**

Alle Elektromotoren lassen sich letzten Endes auf das einfache Schema der Abb. 250 bringen. Wir denken uns innerhalb des schwarz umrandeten Rechteckes ein Magnetfeld der Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}$  senkrecht zur Papierebene und in dies Feld den Leiter  $KA$  gebracht. Durch diesen Leiter schicken wir irgendwie einen Strom (z. B. aus einer Stromquelle  $P_2$ ). Dann enthält der Leiter bewegte Ladungen  $q$ . Ihre Geschwindigkeiten sind durch die Pfeile  $u_+$  und  $u_-$  markiert. Auf diese Ladungen wirkt das Magnetfeld mit Kräften  $\mathfrak{R} = \mathfrak{B} \cdot q \cdot u$  [Gl. (94) v. S. 87]. Sie bewegen die Ladungen mitsamt dem umgebenden Leiter in der Pfeilrichtung  $a$ . — Meist rotiert eine stromdurchflossene Spule als „Läufer“ in dem festen

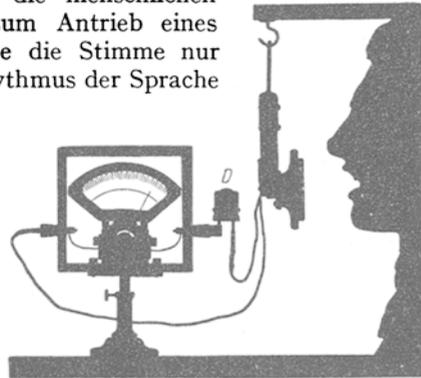


Abb. 248. Telefon als Wechselstromgenerator. Drehspulamperemeter in Verbindung mit einem kleinen Gleichrichter (Detektor, bestehend aus Tantal-Silizium-Kontakt).

den Leiter  $KA$  gebracht. Durch diesen Leiter schicken wir irgendwie einen Strom (z. B. aus einer Stromquelle  $P_2$ ). Dann enthält der Leiter bewegte Ladungen  $q$ . Ihre Geschwindigkeiten sind durch die Pfeile  $u_+$  und  $u_-$  markiert. Auf diese Ladungen wirkt das Magnetfeld mit Kräften  $\mathfrak{R} = \mathfrak{B} \cdot q \cdot u$  [Gl. (94) v. S. 87]. Sie bewegen die Ladungen mitsamt dem umgebenden Leiter in der Pfeilrichtung  $a$ . — Meist rotiert eine stromdurchflossene Spule als „Läufer“ in dem festen



Abb. 249. Alttertümliche Verbindung zweier Telephone zum Fernspreverkehr. Stabmagneten an Stelle des Hufeisenmagnetes in Abb. 247.

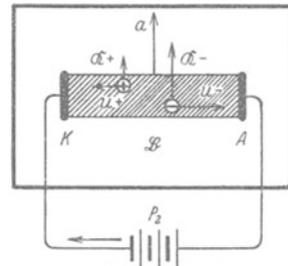


Abb. 250. Zur Definition von „Elektromotor“. Nordpol unter der Papierebene, Pfeil = Laufrichtung der Elektromotoren.

Magnetfeld eines „Ständers“. Die am Läufer angreifenden Kräfte erzeugen ein Drehmoment.

Wir beschränken uns auf einige wenige Beispiele.

a) Der Wechselstromsynchronmotor. Dieser Motor gleicht im Prinzip einem Wechselstromgenerator. Die Abb. 251 zeigt dieselbe Maschine links

als Generator, rechts als Motor. Die Läuferspule des Generators drehe sich  $n$ -mal pro Sekunde. Dann liefert sie einen Wechselstrom der Frequenz  $n \text{ sek}^{-1}$ . Dieser gelangt durch die Leitung 1 2 in die Läuferspule des Motors. Der Strom erzeugt ein auf die Läuferspule wirkendes Drehmoment. Der Drehsinn hängt von der jeweiligen Stromrichtung ab. Also muß das Drehmoment bei jeder Läuferstellung den für die Weiterdrehung richtigen Sinn bekommen. Das läßt sich unschwer erreichen:

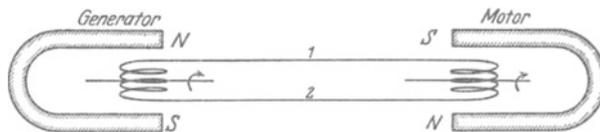


Abb. 251. Wechselstromsynchronmotor in Verbindung mit einem Wechselstromgenerator mit Außenpolen.

Der Strom erzeugt in der Läuferwelle des Motors im dargestellten Augenblick (Abb. 251) ein Drehmoment im Pfeilsinne.  $1/n$  Sekunde später hat der Strom wieder genau die gleiche Richtung und Stärke. Findet er den Läufer wieder in der gleichen Stellung, so wirkt das Drehmoment wieder in gleichem Sinne: Man muß also nur anfänglich den Läufer auf die richtige Drehzahl bringen. Hinterher läuft er „synchron“ mit dem Wechselstrom des Generators weiter.

In einem Vorführungsversuch legen wir um die Achse des Motors einen Bindfaden, ziehen ihn ab und drehen so den Läufer wie einen Kinderkreisel an.

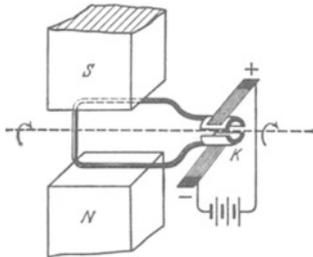


Abb. 252. Schema eines Gleichstrommotors.

Der benutzte Wechselstrom hat 50 Perioden, also  $n = 50 \text{ sek}^{-1}$ . Er entstammt irgendeinem großen technischen Generator (städtische Zentrale).

Die Praxis kennt eine Reihe bequemer Hilfsmittel zur Herstellung des anfänglichen Synchronismus. Die Wechselstromsynchronmotore sind weitverbreitet. Sie ergeben in Verbindung mit Fernleitungen der Überlandzentralen erhebliche Vorteile. (Sie kompensieren die Blindströme der Asynchronmaschinen am gleichen Netz.)

b) Der Gleichstromelektromotor gleicht äußerlich dem Gleichstromgenerator. Das einfache Schema eines Motors ist in Abb. 252 dargestellt. Das Drehmoment dreht den Läufer um seine Achse und stellt dessen Windungsfläche senkrecht zur Papierebene. Dann wird die Stromrichtung im Läufer umgekehrt, und so fort nach jeder Halbdrehung. Das besorgt automatisch das starr auf der Achse sitzende Schaltwerk, der Kollektor  $K$  mit seinen Schleifkontakten oder „Bürsten“.

In diesem einfachen, heute noch bei Kinderspielzeugen ausgeführten Schema hat der Motor einen toten Punkt. Er läuft nicht an, wenn die Spulenfläche senkrecht zu den Feldlinien steht. Außerdem ist sein Drehmoment während eines Umlaufes nicht konstant. Diese Übelstände vermeidet der Trommelläufer.

Dieser ist uns ebenfalls vom Gleichstromgenerator her bekannt (Abb. 236). Er wird bei den heute eingebürgerten Elektromotoren fast ausnahmslos benutzt. Die Felder des Ständers werden dabei stets von stromdurchflossenen Spulen (Elektromagneten) erzeugt.

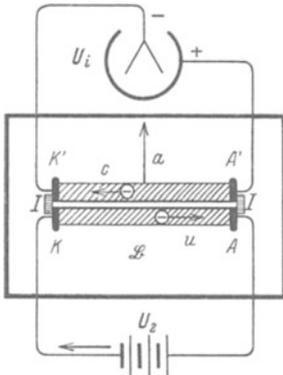


Abb. 253. Zum Induktionsvorgang im bewegten Läufer eines Elektromotors.  $I$  = Isolator. Nordpol unter der Papierebene. Pfeil = Laufrichtung der Elektronen.

Welche Faktoren bestimmen die Drehfrequenz des Läufers? Wir wiederholen das Motorschema der Abb. 250 hier in Abb. 253, jedoch mit zwei Änderungen. Erstens sind der Übersichtlichkeit halber nur die negativen Ladungen (Elektronen) eingezeichnet. Zweitens denken wir uns parallel zum stromdurchflossenen Leiter  $KA$  einen gleich langen zweiten Leiter  $K'A'$  im Magnetfeld. Beide Leiter sind miteinander starr, aber isoliert verbunden. Die Elektronen  $K'A'$  sind an ein Voltmeter angeschlossen.

Beim Einschalten der Stromquelle setzt sich der Leiter  $KA$  als „Läufer des Elektromotors“ in der Pfeilrichtung  $a$  in Bewegung. Dadurch erhalten die Elektronen im Leiter  $K'A'$  eine Geschwindigkeit in Richtung des Pfeiles  $a$ . Daher werden sie vom Magnetfeld in der Pfeilrichtung  $c$  abgelenkt. Das Voltmeter zeigt die induzierte Spannung  $U_i$  (Vorzeichen beachten!).

Jetzt denken wir uns die Leiter  $K'A'$  und  $KA$  zu einem Leiter verschmolzen. Dann sieht man: die induzierte Spannung  $U_i$  tritt auch im stromdurchflossenen Leiter  $KA$  auf. Während der Bewegung wirkt auf die Elektronen in diesem Leiter nur die Spannung  $U_2 - U_i$ . Im Grenzfall  $U_i = U_2$  liefert die Batterie keinen Strom mehr. Infolgedessen fällt die Beschleunigung durch Kräfte fort, der Leiter (Motorläufer) bewegt sich mit einer konstanten Grenzggeschwindigkeit in der Pfeilrichtung  $a$ . Wie kann man diese Grenzggeschwindigkeit steigern? Entweder durch Vergrößerung der zwischen den Läuferenden mit der Stromquelle hergestellten Spannung  $U_2$ ; oder durch Verkleinerung der induzierten Spannung  $U_i$ , d. h. durch eine Verminderung der Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}$  im Magnetfeld des Ständers.

Beide Aussagen lassen sich unschwer an einem Motor mit Fremderregung vorführen (Abb. 254), am besten mit einer normalen Maschine für etwa 1 Kilowatt Leistung. Beim Anschalten der Batterie mit der Spannung  $U_2$  fließt durch den ruhenden Läufer ein viele Ampere betragender Kurzschlußstrom<sup>1)</sup>. Der Widerstand der Läuferspule  $R_i$  ist ja gering, und noch fehlt die induzierte, von  $U_2$  abzuziehende Spannung  $U_i$ . Diese erscheint erst nach Beginn der Läuferbewegung. Dann wird der Läuferstrom nur noch durch die Spannung  $U_2 - U_i$  in Gang gesetzt, und der Läuferstrom nähert sich rasch dem Werte Null. Der Grenzfall  $U_i = U_2$  und völliges Verschwinden des Läuferstromes kann praktisch nicht erreicht werden. Ohne Strom kann der Läufer ja keine Energie mehr von der Stromquelle  $U_2$  geliefert erhalten. Er müßte also ohne jede Energieabgabe mit seinem Vorrat an kinetischer Energie weiter rotieren können. Tatsächlich muß aber auch der äußerlich unbelastete Läufer stets die unvermeidliche Reibungsarbeit (Lager- und Luftreibung) leisten (außerdem kommt die Stromwärme hinzu). Daher erfordert der Läufer auch bei Leerlauf eine gewisse Energiezufuhr zur Aufrechterhaltung seiner Drehfrequenz. Es muß ein, wengleich kleiner Strom durch den Läufer fließen. Belastung des Motors, z. B. durch Hub einer Last oder Abbremsen der Welle mit der Hand, erhöht die Stromstärke  $I$  im Läufer.

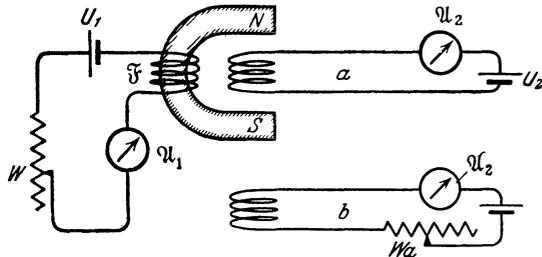


Abb. 254. Zum Induktionsvorgang im Läufer eines Motors.

Zum Abschluß dieser Versuche mache man die an den Läufer gelegte Spannung  $U_2$  sehr klein. Man nehme etwa einen Akkumulator (2 Volt). Dann erreicht der Läufer schon bei ganz langsamem Lauf seine konstante Drehfrequenz. Ein Umlauf kann länger als 1 Sekunde dauern. Dann drehe man den Läufer mit der Hand rascher herum: jetzt zeigt das Drehspulamperemeter  $\mathfrak{A}_2$  eine Umkehr der Stromrichtung. Die im Läufer induzierte Spannung  $U_i$  ist größer als die der Stromquelle  $U_2$  geworden. Die von unserer Hand geleistete Arbeit strömt als elektrische Energie in den Akkumulator. Die Maschine lädt als Generator den Akkumulator auf.

Dieser Versuch ist sehr eindringlich. Er führt die technisch so ungeheuer wichtigen Maschinen der elektrischen Energieübertragung letzten Endes physi-

<sup>1)</sup> Bei großen Elektromotoren werden die Spulenwindungen und die Zuleitungen gefährdet. Das verhindert man mittels eines „Anlassers“ ( $W_4$  Abb. 254). Er besteht aus einem Widerstand. Dieser wird während des Anlaufens der Maschine allmählich ausgeschaltet, und dadurch wird der Strom stets in erträglichen Grenzen gehalten.

kalisch auf einen einzigen Vorgang zurück: Die Kräfte, die ein Magnetfeld auf bewegte Ladungen ausübt. Im Generator beschleunigen diese Kräfte die Elektronen, erzeugen einen Strom und verwandeln mechanische Arbeit in elektrische Energie. — Im Elektromotor bremsen die Kräfte die laufenden Elektronen, schwächen den Strom im Läufer und verwandeln elektrische Energie in mechanische Arbeit.

§ 82. Ausführung von Elektromotoren. Die hier skizzierten Überlegungen liegen den technischen Konstruktionen der Gleichstromelektromotoren zugrunde. Fremderregung der Feldspulen ist in der Praxis nicht üblich. Feld- und Läuferspulen werden an die gleiche Stromquelle angeschlossen. Wie bei den Generatoren unterscheidet man auch bei den Elektromotoren Haupt- und Nebenschlußmaschinen. Man vergleiche die bei den Generatoren gebrachten Schaltskizzen 241 und 244.

Der Hauptschlußmotor paßt sich unter starker Änderung seiner Drehfrequenz weiten Belastungsschwankungen an. Sein größtes Drehmoment entwickelt er beim Anlaufen. Feld und Läufer werden von gleichem Strom durchflossen. Bei sinkender Belastung sinkt also nicht nur der Läuferstrom, sondern zugleich der induzierende Kraftfluß des Feldes. Infolgedessen steigt die Drehfrequenz. Unbelastet geht die Maschine durch. Der Hauptschlußmotor ist die gegebene Maschine für elektrische Bahnen und für Hebevorrichtungen aller Art, wie Krane, Aufzüge usw. Äußerlich ist er, ebenso wie die Hauptschlußdynamo, an der Dicke und der geringen Zahl seiner Feldspulenwindungen kenntlich.

In der Nebenschlußmaschine bleibt der Strom im Felde unabhängig vom Läuferstrom konstant. Bei steigender Belastung sinkt die Drehfrequenz etwas. Bei geschickter Bauart erhöht schon eine geringe Verlangsamung den Läuferstrom erheblich. Dadurch paßt sich das Drehmoment der neuen Belastung an. Der Nebenschlußmotor hält innerhalb gewisser Belastungsgrenzen eine angenähert konstante Drehfrequenz. Er ist der gegebene Motor für Werkzeugmaschinen aller Art (z. B. Drehbänke, die zum Anlaufen kein hohes Drehmoment verlangen). — Äußerlich erkennt man den Nebenschlußmotor, ebenso wie die Nebenschlußdynamo, an der großen Zahl seiner feinen Feldspulenwindungen.

Der Drehsinn der Gleichstrommotore mit Feldspulen (Gegensatz: permanente Feldmagnete) ist vom Vorzeichen der an seinen Klemmen angelegten Spannung unabhängig. Das gilt sowohl für die Haupt- wie die Nebenschlußmaschine. Zur Umkehrung des Drehsinnes hat man die Stromrichtung entweder im Felde allein oder im Läufer allein umzukehren.

Der Kollektormotor für Wechselstrom. Der Drehsinn der Gleichstromelektromotoren war vom Vorzeichen der angelegten Spannung unabhängig. Infolgedessen kann man diese Gleichstrommotoren grundsätzlich für Wechselströme benutzen. In praxi wird die Bauart dieser Maschinen in Einzelheiten dem Wechselstrombetriebe angepaßt. Zur Vermeidung der Wirbelstromverluste wird das Eisen weitgehend unterteilt. Der Kollektormotor ist ein Asynchronmotor. Er wird im Vollbahnbetrieb in großem Maße benutzt.

§ 83. Drehfeldmotoren für Wechselstrom. In der Mechanik ist die Zusammensetzung zweier zueinander senkrechter Schwingungen gleicher Frequenz ausführlich dargestellt worden. Es handelte sich dabei um einen ganz allgemeinen geometrisch-formalen Zusammenhang. Der in Abb. 255 skizzierte Apparat ruft das Wichtigste in Erinnerung. Zwei lange Blattfedern  $a$  und  $b$  tragen an ihren freien Enden je eine Platte. Jede Platte enthält einen Schlitz in der Längsrichtung der Blattfeder. An der Überschneidungsstelle beider Schlitze kann man durch die Platten hindurchsehen. Man sieht, gegen

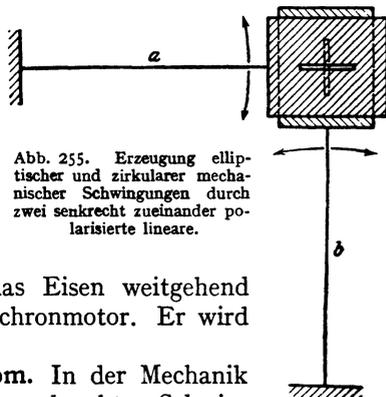


Abb. 255. Erzeugung elliptischer und zirkularer mechanischer Schwingungen durch zwei senkrecht zueinander polarisierte lineare.

eine Lichtquelle blickend, einen hellen Fleck. Man stößt die horizontale Blattfeder an: der Lichtfleck vollführt eine praktisch geradlinige Schwingung  $a$  in senkrechter Richtung (Abb. 256). In entsprechender Weise gibt die andere Blattfeder für sich allein eine horizontale Schwingung  $b$ .

Durch geschicktes Anstoßen beginnen beide Schwingungen gleichzeitig: der Lichtfleck schwingt in gerader Linie unter  $45^\circ$  geneigt hin und her. Die beiden zueinander senkrechten „linear polarisierten“ Schwingungen  $a$  und  $b$  haben sich zu einer ebenfalls linear polarisierten Schwingung  $c$  zusammengesetzt (Abb. 256).

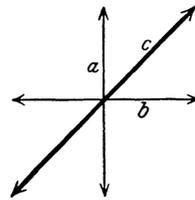


Abb. 256. Ohne Phasenunterschied zwischen den beiden Einzelschwingungen ist auch die resultierende Schwingung linear polarisiert.

Man läßt die Blattfedern  $\frac{1}{4}$  Periode nacheinander ihre Schwingungen beginnen. Der Lichtfleck beschreibt eine Kreisbahn. Die Schwingung ist „zirkular polarisiert“. Der Ausschlag, d. h. der Abstand des Lichtflecks von der Ruhelage, bleibt zeitlich konstant, doch rotiert seine Richtung wie die Speiche eines Rades. — Soweit das mechanische Beispiel.

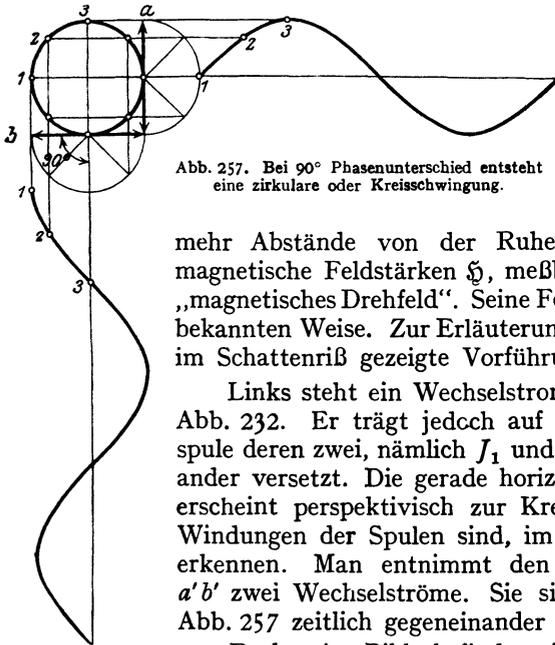


Abb. 257. Bei  $90^\circ$  Phasenunterschied entsteht eine zirkulare oder Kreisschwingung.

Den hier skizzierten Gedankengang überträgt man auf die hin und her schwingenden Magnetfelder von Wechselströmen. Die Ausschläge in den Abb. 256 und 257 bedeuten dann nicht

mehr Abstände von der Ruhelage, meßbar in Metern, sondern magnetische Feldstärken  $\mathfrak{H}$ , meßbar in Ampere/m. Man erhält ein „magnetisches Drehfeld“. Seine Feldlinien rotieren in der aus Abb. 193 bekannten Weise. Zur Erläuterung dient der in Abb. 258 größtenteils im Schattenriß gezeigte Vorführungsapparat.

Links steht ein Wechselstromgenerator nach dem Schema der Abb. 232. Er trägt jedoch auf seiner Achse statt einer Läufer- spule deren zwei, nämlich  $J_1$  und  $J_2$ . Beide sind um  $90^\circ$  gegeneinander versetzt. Die gerade horizontal stehende linke Läuferspule  $J_1$  erscheint perspektivisch zur Kreisscheibe verkürzt. Die einzelnen Windungen der Spulen sind, im Gegensatz zu Abb. 232, nicht zu erkennen. Man entnimmt den beiden Schleifringpaaren  $ab$  und  $a'b'$  zwei Wechselströme. Sie sind genau nach dem Schema der Abb. 257 zeitlich gegeneinander um  $90^\circ$  versetzt.

Rechts im Bilde befinden sich zwei zueinander senkrechte, in der Mitte unterteilte Magnetspulen. Sie werden von einem Ringe getragen. In ihrem gemeinsamen Mittelraum soll das Drehfeld entstehen. Zu diesem Zwecke wird die horizontale Spule mit dem Läufer  $J_1$  und die senkrechte Spule mit dem Läufer  $J_2$  verbunden. Man vergleiche das daneben gezeichnete Schema.

Zum Nachweis des Drehfeldes dient einer der uns bereits aus Abb. 193 bekannten Induktionsläufer, z. B. in Scheibenform. Die Achse dieses Läufers steht senkrecht zur Zeichenebene. Der Träger für die Achsenlagerung ist in Abb. 258 mit  $T$  gekennzeichnet. Selbstverständlich braucht das magnetische Drehfeld nicht genau zirkular zu sein. Der Induktionsläufer rotiert auch noch in elliptischen Felde, also z. B. bei einer kleineren Winkelversetzung der beiden äußerspulen des Generators (Abb. 258) etwa um  $60^\circ$ .

Drehfeld und Induktionsläufer bilden zusammen einen Drehfeldmotor.

Die Drehfeldmotoren haben eine außerordentlich große praktische Bedeutung. Sie besitzen bis zu Leistungen von einigen Kilowatt eine fast ideale Einfachheit. Sie fahren mit gutem Drehmoment an, und zwar ohne Anlaßwiderstand. (Anfänglich sehr große Schlüpfung, S. 90.) Ihre Drehfrequenz ist weitgehend von der Belastung unabhängig. Sie ist, von der Schlüpfung abgesehen, gleich der Periodenzahl der benutzten Wechselströme, oder bei geeigneter Bauart gleich einem ganzzahligen Bruchteil dieser Zahl. Bei hohen Leistungen muß man den Vorteil des schleifring- und bürstenfreien Läufers aufgeben. Man muß zum Anfahren in die Stromkreise des Läufers Anlaßwiderstände schalten, und das ist nicht ohne Schleifringe möglich. — Man unterscheidet Ein-, Zwei- und Dreiphasendrehfeldmotore.

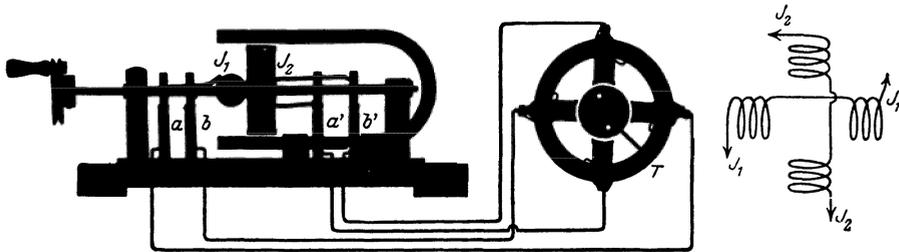


Abb. 258. Vorführungsmodell eines Zweiphasendrehfeldgenerators und eines Drehfeldmotors mit einer Kupferscheibe als Läufer (vgl. Abb. 193).

Abb. 258 hat uns einen Zweiphasenmotor gezeigt. Er benutzt 4 Fernleitungen und ist wenig gebräuchlich.

Ein Dreiphasenmotor arbeitet mit sog. „Drehstrom“. Man denke sich in Abb. 258 auf der Achse des Generators drei um je  $120^\circ$  versetzte Läufer-*Spulen*  $J$ . Dementsprechend bringt man im rechten Teil der Abb. 258 drei um je  $120^\circ$  gegeneinander versetzte Spulen an. So erhält man mit drei um je  $120^\circ$  zeitlich gegeneinander verschobenen Wechselströmen ebenfalls ein Drehfeld oder zirkular polarisiertes Magnetfeld. Von den sechs Leitungen lassen sich bei geschickter Anordnung je zwei paarweise zu einer zusammenfassen. — Man sieht diese drei Leitungsdrähte überall bei den großen Fernleitungen der Überlandzentralen.

Der Einphasenmotor verlangt sogar nur zwei Leitungen. Dem Motor wird gewöhnlicher Wechselstrom zugeführt, wie ihn etwa die Maschine der Abb. 232 liefert. Der zweite, zur Erzeugung des Drehfeldes unerläßliche Wechselstrom wird durch gewisse Kunstgriffe erst im Motor selbst hergestellt. Er muß dabei gegen den ersten möglichst um  $90^\circ$  phasenverschoben sein. Das Prinzip des Verfahrens findet man später in Abb. 271 erläutert.

## XI. Trägheit des Magnetfeldes und elektrische Schwingungen.

§ 84. Die Selbstinduktion und der Selbstinduktionskoeffizient  $L$ . Als Selbstinduktion bezeichnet man eine besondere Form des Induktionsvorganges. Die Kenntnis dieser Erscheinung ist für das Verständnis der heutigen Elektrizitätslehre von größter Bedeutung.

Bei der Darstellung der Induktionserscheinungen haben wir unter anderen auch den in Abb. 259 skizzierten Versuch gemacht. Die stromdurchflossene Spule  $Sp$  besitzt einen Kraftfluß. Seine Änderung, z. B. durch Stromunterbrechung, induziert in der Induktionsspule  $J$  einen Spannungsstoß, meßbar in Voltsekunden.

Nun durchsetzt aber der Kraftfluß nicht nur die Induktionsspule  $J$ , sondern ebenso die Feldspule  $Sp$ . Demnach muß jede Kraftflußänderung auch in den Windungen der Feldspule Spannungen induzieren. Das nennt man Selbstinduktion. Bei der Selbstinduktion induziert also das sich ändernde Magnetfeld eine Spannung im eigenen Leiter.

Andere Herleitung: Man denke sich in Abb. 259 die Feld- und die Induktionsspule gleich groß durch Aufspulen einer Doppelleitung hergestellt und die beiden Drähte dann nachträglich auf der ganzen Spulenlänge miteinander verschmolzen.

Zum Nachweis der Selbstinduktion benutzt man in Abb. 260 eine Drahtspule von etwa 300 Windungen. Zur Vergrößerung des Kraftflusses enthält sie einen geschlossenen rechteckigen Eisenkern. Die Spulenden sind mit einem Akkumulator und mit einem kleinen Drehspulvoltmeter verbunden. Das Voltmeter zeigt die 2 Volt des Akkumulators. Beim Unterbrechen des Stromes (Schalter  $S$ ) verschwindet der Kraftfluß plötzlich. Gleichzeitig zeigt das Voltmeter einen Stoßauschlag bis zum Skalenteil 20 Volt. Die Spannung erreicht infolge der Selbstinduktion also vorübergehend einen etwa zehnmal höheren Wert als die ursprüngliche des Akkumulators. Man kann das Drehspulvoltmeter durch ein 6-Volt-Glühlämpchen ersetzen (Abb. 261). Sein Faden glüht nur schwach dunkelrot, blitzt aber bei der Unterbrechung des Stromes in heller Weißglut auf: Die im Magnetfeld gespeicherte Energie wird durch den Vorgang der Selbstinduktion weithin sichtbar verausgabt.

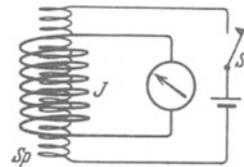


Abb. 259. Schema eines Induktionsversuches.

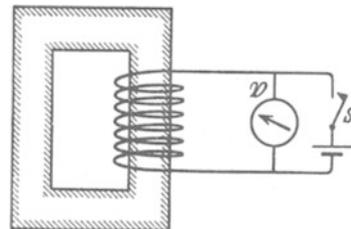


Abb. 260.

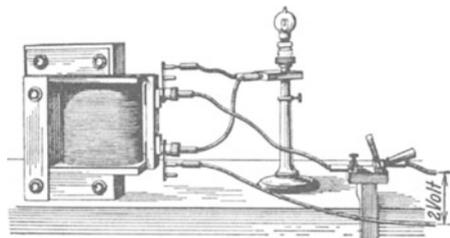


Abb. 260 und 261. Nachweis des Spannungsstoßes durch den Vorgang der Selbstinduktion, oben mit dem Voltmeter  $V$ , unten mit einer Glühlampe.

Durch Selbstinduktion entstehende Ströme bezeichnet die ältere Literatur als „Extrastrome“. Solche überflüssigen Worte halten sich erstaunlich lange.

Der in einer Spule induzierte Spannungsstoß  $\int U dt$  hängt von zwei Größen ab: erstens der Kraftflußänderung und zweitens der Gestalt der Spule. Die Kraftflußänderung wird bedingt durch  $I_1 - I_2$ , die Differenz der Ströme bei Beginn und bei Schluß des Vorganges. Daher schreibt man

$$\boxed{\int U dt = L \cdot (I_1 - I_2)} \quad (154)$$

( $U$  in Voltsekunden)

und nennt den Proportionalitätsfaktor  $L$  den Selbstinduktionskoeffizienten. Zur Messung von  $L$  schreibt man

$$\text{Selbstinduktionskoeffizient } L = \frac{\text{induzierter Spannungsstoß in Voltsekunden}}{\text{Stromänderung in Ampere}}. \quad (155)$$

Seine Einheit ist also  $\frac{1 \text{ Voltsekunde}}{1 \text{ Ampere}}$ , oft gekürzt als 1 „Henry“. Die in den Abb. 260 und 261 benutzte Spule mit geschlossenem Eisenkern hatte einen Selbstinduktionskoeffizienten von rund  $\frac{1}{3}$  Henry.

Man findet in der Literatur Selbstinduktionskoeffizienten, also das Verhältnis eines Spannungsstoßes zu einem Strom, häufig in Zentimetern angegeben. 1 cm bedeutet aber hier nicht etwa wie auf S. 34  $1,11 \cdot 10^{-12}$  Amperesek./Volt, sondern zur Abwechslung  $10^{-9}$  Voltsek./Ampere.

Der Selbstinduktionskoeffizient ist für eine gestreckte Spule mit homogenem Magnetfeld unschwer zu berechnen: Als Feldspule besitzt sie

$$\text{die Feldstärke } \mathfrak{H}_1 = \frac{n I_1}{l} \quad (69) \text{ v. S. 66}$$

$$\text{und den Kraftfluß } \Phi_1 = \mu_0 \mathfrak{H}_1 F = \frac{\mu_0 n I_1 F}{l}. \quad (75) \text{ v. S. 74}$$

Eine Stromänderung von  $I_1$  auf  $I_2$  gibt die Kraftflußänderung  $\Phi_1 - \Phi_2 = \frac{\mu_0 n F}{l} (I_1 - I_2)$ . Diese erzeugt in der Spule als einer Induktionsspule von  $n$  Windungen den Spannungsstoß

$$\int U dt = n(\Phi_1 - \Phi_2) = \frac{\mu_0 n^2 F}{l} (I_1 - I_2). \quad (156)$$

Ein Vergleich mit Gleichung (154) ergibt als den gesuchten Selbstinduktionskoeffizienten der gestreckten Spule

$$L = \frac{\mu_0 n^2 F}{l}. \quad (157)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung läßt sich die magnetische Energie eines stromdurchflossenen Leiters recht einfach ausdrücken. — Allgemein gilt für jedes homogene Magnetfeld der Feldstärke  $\mathfrak{H}$  im Volumen  $V$

$$W = \frac{\mu_0}{2} \mathfrak{H}^2 V. \quad (121) \text{ v. S. 99}$$

Für das homogene Feld der gestreckten Spule gilt

$$\mathfrak{H} = \frac{n I}{l} \quad \text{und} \quad V = F l. \quad (69) \text{ v. S. 66}$$

(69) und (157) in (121) eingesetzt, gibt

$$\boxed{W = \frac{1}{2} L I^2} \quad (158)$$

( $W$  = in Wattsekunden,  $L$  in Voltsek./Ampere,  $I$  in Ampere).

Diese Gleichung gilt trotz der Herleitung für einen Sonderfall ganz allgemein. Sie entspricht der Gleichung (32) im elektrischen Felde.

§ 85. Die Trägheit des Magnetfeldes als Folge der Selbstinduktion.

Beim Grundversuch der Selbstinduktion haben wir das Vorzeichen des induzierten Spannungsstoßes mit Absicht außer acht gelassen.

Seine Berücksichtigung soll uns jetzt zu einer vertieften Auffassung der Selbstinduktion führen. — Wir wiederholen den Versuch an Hand der Abb. 262a und b. In Abb. 262a zeigt das Drehspulvoltmeter die 2 Volt des Akkumulators durch einen Ausschlag nach links. Der kleine, ins Voltmeter fließende Bruchteil des Stromes hat die Richtung des gekrümmten Pfeiles. Seine Berücksichtigung soll uns jetzt zu einer vertieften Auffassung der Selbstinduktion führen. — Wir wiederholen den Versuch an Hand der Abb. 262a und b. In Abb. 262a zeigt das Drehspulvoltmeter die 2 Volt des Akkumulators durch einen Ausschlag nach links. Der kleine, ins Voltmeter fließende Bruchteil des Stromes hat die Richtung des gekrümmten Pfeiles. — In Abb. 262b ist der Akkumulator gerade abgeschaltet worden. Der große Stoßausschlag des Voltmeterzeigers geht nach rechts. Das Drehspulvoltmeter wird also jetzt im umgekehrten Sinne durchflossen. Folglich muß der Strom in der Spule auch ohne Stromquelle noch eine Zeitlang in ungeändertem Sinne weiterfließen und bei *a* negative Elektrizitätsatome anhäufen. Der Strom und sein Magnetfeld sind also träge. Sie verhalten sich analog einem in Bewegung befindlichen Körper oder einem laufenden Schwungrad.

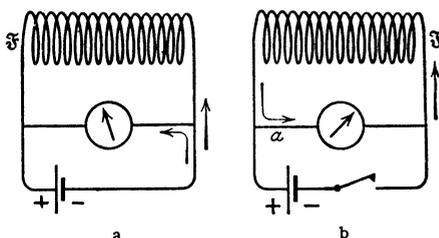


Abb. 262 a, b. Trägheit des elektrischen Stromes in einer Spule.

Wir erinnern kurz an ein Beispiel für mechanische Trägheit: In der Abb. 263a zirkuliert ein Wasserstrom, getrieben von einer Pumpe *P*. Ein zwischen *a* und *b* geschaltetes Hg-Manometer zeigt, der Stromrichtung und dem Leitungswiderstand entsprechend, einen Ausschlag nach links. In der Abb. 263b ist die Pumpe mittels des Hahnes *H* abgeschaltet worden. Die Wassersäule strömt infolge ihrer Trägheit noch eine Zeitlang in der Pfeilrichtung weiter, das Manometer schlägt stark nach rechts aus. (Die Technik benutzt das Prinzip dieses Versuches beim Bau der als „Widder“ bekannten Wasserhebemaschinen.)

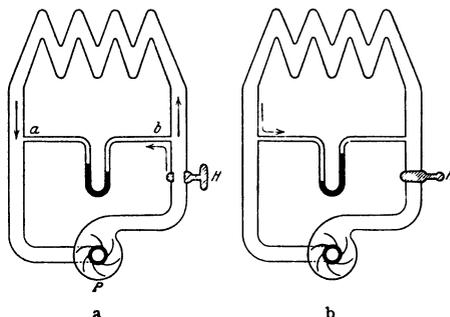


Abb. 263 a, b. Trägheit eines Wasserstromes in einer Rohrleitung.

Körper und Schwungrad zeigen ihre Trägheit nicht nur beim Abbremsen, sondern auch beim Ingangsetzen. Auch das erfordert eine endliche Zeit. Nicht anders Strom und Magnetfeld. Das soll ein sehr wichtiger und eindrucksvoller Versuch zeigen (Abb. 264). *U* ist wieder ein Akkumulator (2 Volt).  $\mathcal{A}$  ist ein gutes Drehspulampere-meter mit kleiner Zeigerträgheit (Einstellzeit unter 1 Sekunde). Die große, dickdrähtige Spule hat einen geschlossenen Eisenkern (vgl. Maßskizze). Nach Schließen des Schalters 1 setzt sich der Amperemeterzeiger gleich in Bewegung. Aber nur langsam kommt er vorwärts. Noch nach einer Minute kriecht er merkbar weiter. Erst nach anderthalb Minuten haben Magnetfeld

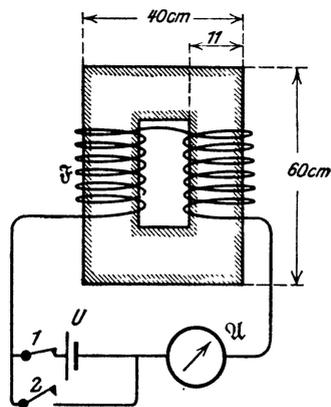


Abb. 264. Langsames Anlaufen eines Stromes.

und Strom endlich ihren vollen Wert erreicht. So träge bilden sie sich aus. Nach Erreichung des Höchstwertes schließen wir erst den Stromkreis mit dem Schalter 2 (Abb. 265) und schalten sofort darauf den Akkumulator mit

dem Schalter  $I$  ab. Wir sehen noch einmal das Beharrungsvermögen oder die Trägheit von Magnetfeld und Strom. Noch nach einer Minute zeigt das Amperemeter  $\mathcal{A}$  einen deutlichen Ausschlag. Die Versuche wirken stets un-  
gemein überraschend. Verbinden wir doch im täglichen Leben mit elektrischen Vorgängen stets die Vorstellung des Momentanen, des Zeitlosen.

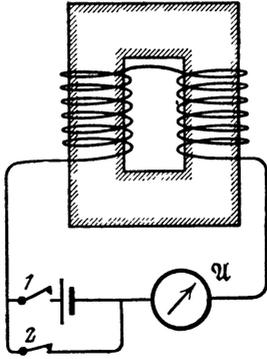


Abb. 265. Langsames Abklingen eines Stromes nach Entfernung der Stromquelle.

Die Versuche bringen ein Ergebnis von größter Wichtigkeit: Die Selbstinduktion, die Induktionswirkung auf den eigenen Leiter, äußert sich als Trägheit von Strom und Magnetfeld. Wir kennen Magnetfeld und Strom als völlig unzertrennlich. Wir brauchen fortan nur von der Trägheit des Magnetfeldes zu sprechen.

Wir haben diesen fundamentalen Tatbestand hier absichtlich rein empirisch dargestellt. Nachträglich können wir ihn leicht als eine einfache Folgerung der LENZschen Regel erkennen: Nehmen wir als Beispiel den Fall der Abb. 265: Dort wird die Stromquelle überbrückt und entfernt. In einem idealen Leitungsdraht ohne jeden Widerstand würde der Strom in infinitum weiterfließen. Tatsächlich besitzt aber auch der beste technische Leiter einen endlichen Widerstand  $R$ , der Strom wird durch reibungsähnliche Kräfte geschwächt (Stromwärme). Diese Abnahme des Stromes ist die Ursache des Induktionsvorganges. Die induzierte Spannung muß also nach der LENZschen Regel die Stromabnahme behindern. Den Elektronen wird auf Kosten der magnetischen Feldenergie ein Teil der durch „Reibung“ verlorenen kinetischen Energie ersetzt und dadurch der Stromabfall hintangehalten.

Der zeitliche Verlauf des Stromabfalles ist aus der Gleichung (154) von S. 126 zu berechnen. Bei einer Stromabnahme ( $-dI$ ) entsteht zwischen den Enden der Spule eine induzierte Spannung

$$U = -L \frac{dI}{dt}. \quad (159)$$

Mit ihr wirkt die Spule wie eine Stromquelle, z. B. ein Element, in einem Stromkreis. Dieser besteht in Abb. 265 aus Spule, Strommesser und Leitungen. Sein gesamter Widerstand sei  $R$ . Dann vermag die Spannung  $U$  nach dem Ohmschen Gesetz einen Strom

$$I = U/R \quad (1) \text{ v. S. 9}$$

aufrechtzuerhalten. • Gleichung (1) und (159) zusammen geben

$$\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} dt \quad (160)$$

oder integriert

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L} t}. \quad (161)$$

Auf diesen Wert  $I$  ist der Strom nach  $t$  Sekunden von seinem Einsatzwert  $I_0$  herabgesunken. ( $R$  in Ohm,  $L$  in Voltsek./Ampere,  $L/R =$  „Relaxationszeit  $\tau$ “.)

**§ 86. Induktiver Widerstand.** Die Trägheit des Magnetfeldes spielt bei allen Anwendungen von Strömen wechselnder Größe und Richtung eine entscheidende Rolle. — Qualitativ kann man zwei wesentliche Punkte mit periodisch unterbrochenem („gehacktem“) Gleichstrom vorführen.

In Abb. 266 gabelt sich der Strom eines 2-Volt-Akkumulators in zwei Zweige mit je einem Glühlämpchen. Der linke Zweig enthält außerdem eine Spule mit Eisenkern, der rechte ein kurzes Drahtstück mit einem Widerstand gleich dem der Spule (etwa  $\frac{1}{3}$  Ohm). Für einen konstant fließenden Strom sind beide Zweige gleichwertig, die beiden gleichen Lämpchen leuchten gleich hell. — Anders bei

einem periodischen Schließen und Öffnen des Schalters (Kurze Schalteröffnung in Zeitabständen  $T$ ,  $1/T = \text{Frequenz } n$ ):

1. Bei kleiner Frequenz leuchten zwar schließlich noch beide Lämpchen gleich hell, aber das linke jedesmal erst etwa 1 Sekunde später als das rechte. Sein Strom hinkt erheblich hinter dem Anlegen der Spannung her. Er braucht zum Aufbau seines Magnetfeldes fast 1 Sekunde Zeit.

2. Bei wachsender Frequenz reicht die zum Aufbau des Magnetfeldes verfügbare Zeit nicht mehr aus. Das linke Lämpchen wird nach und nach mehr benachteiligt. Bei Frequenzen über 1 je Sekunde bleibt es ganz dunkel. D. h. die Spule hat einen „induktiven Widerstand“, und dieser steigt mit der Frequenz.

Bei diesen Versuchen mit „gehacktem“ Gleichstrom geht der Stromquelle die ganze zum Aufbau des Magnetfeldes aufgewandte Energie verloren. In Abb. 266 fließt beim Öffnen des Schalters der „träge“ Spulenstrom nacheinander durch beide Lampen und verwandelt die magnetische Feldenergie in Wärme. (Ohne das rechte Lämpchen würde das im Lichtbogen des Schalters geschehen!)

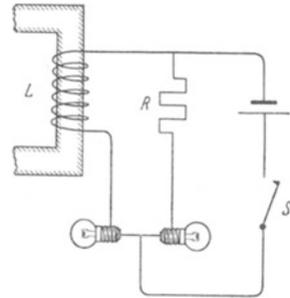


Abb. 266. Zur Vorführung des induktiven Widerstandes mit gehacktem Gleichstrom.

Anders bei Benutzung von Wechselströmen, also Strömen von periodisch wechselnder Richtung. Hier wird die bei jedem Aufbau des Magnetfeldes gebrauchte Energie der Stromquelle nur entliehen und ihr bei jedem Abbau zurückgeliefert. Das veranschaulichen wir mit einer auch sonst nützlichen mechanischen Analogie. Die Abb. 267 zeigt eine mit mäßiger Reibung horizontal gelagerte Achse. Wir versetzen sie mit Kräften wechselnder Richtung in Hin- und Herbewegungen, und zwar  $N$ -mal in der Zeit  $t$  oder mit der Frequenz  $n = N/t$ .

Die jeweilige (Dreh-) Geschwindigkeit der Achse soll der Geschwindigkeit der Elektrizitäts-tome, d. h. also der Strom-

stärke  $I$ , entsprechen. Ein leichter Zeiger macht die jeweilige Geschwindigkeit weithin erkennbar. Der Hebelarm dient zugleich als Kraftmesser: seine jeweilige Durchbiegung ist ein sichtbares Maß der erforderlichen Kraft  $\mathfrak{R}_0$ . Diese Kraft  $\mathfrak{R}_0$  hat stets kleine Werte, sie dient nur zur Überwindung der Reibung. Sie entspricht einer „Ohmschen Spannung“  $U_0$ .

— Nunmehr setzen wir auf die Achse ein großes träges Schwungrad und wiederholen den Versuch. D. h. wir erzeugen bei gleicher Frequenz gleiche Ausschläge und Geschwindigkeiten (Stromstärken) wie zuvor. Jetzt reicht die kleine Kraft  $\mathfrak{R}_0$  nicht mehr aus. Unser Armmuskel muß eine große Zusatzkraft  $\mathfrak{R}_i$  hinzufügen. Der Kraftmesser zeigt starke Durchbiegungen (Abb. 268). Diese Kraft  $\mathfrak{R}_i$  muß in ständigem Wechsel das träge Schwungrad

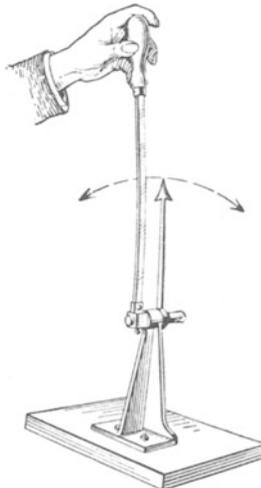


Abb. 267.

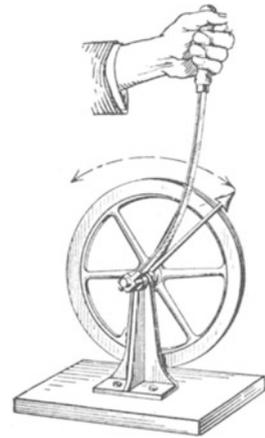


Abb. 268.

Zur Erläuterung der „Ohmschen“ und der induktiven Spannung in Wechselstromkreisen.

in Gang setzen und wieder abbremsen. In entsprechender Weise muß eine Wechselstromquelle eine zusätzliche „induktive Spannung“  $U_i$  zur Verfügung stellen, um das Magnetfeld abwechselnd auf- und abzubauen.

Aus einer weiteren Beobachtung dieses Modellversuches können wir noch erheblich mehr ablesen:

Im ersten Fall (Abb. 267) ist nur die Reibung zu überwinden. Wir sehen Geschwindigkeit (Stromstärke) und Kraft  $\mathfrak{R}_o$  (Ohmsche Spannung) in Phase: beide sind in den Umkehrpunkten gleich Null, beide erreichen beim Passieren der Mittel-lage ihren höchsten Wert. — Die Kraft  $\mathfrak{R}_o$  (Spannung  $U_o$ ) leistet Arbeit gegen die Reibung. Die Arbeit wird in den Lagern in Wärme (Stromwärme) verwandelt.

Im zweiten Fall (Abb. 268) ist bei aufgesetztem Schwungrad (hoher Selbst-induktion) praktisch nur die Trägheit des Rades (des Magnetfeldes) zu überwinden ( $\mathfrak{R}_i > \mathfrak{R}_o$ ). Jetzt eilt die Kraft  $\mathfrak{R}_i$  (induktive Spannung  $U_i$ ) der Geschwindig-keit (Stromstärke) um eine Viertelschwingung ( $\pi/2$  oder  $90^\circ$ ) voraus; die Kraft  $\mathfrak{R}_i$  (induktive Spannung  $U_i$ ) erreicht ihren Höchstwert in den Umkehrpunkten, also bei den Nullwerten der Geschwindigkeit (Stromstärke). — Die Kraft  $\mathfrak{R}_i$  (induk-tive Spannung  $U_i$ ) leistet während eines vollen Hin- und Herganges (einer Periode) in summa keine Arbeit. Zweimal während einer Periode wird kinetische (magne-tische) Energie in das träge Schwungrad (Magnetfeld) hineingesteckt; zweimal aber gibt das Schwungrad (Magnetfeld) beim Abbremsen den gleichen Energie-betrag an die Feder (an die Stromquelle) zurück. Die Geschwindigkeit (Strom-stärke) ist „wattlos“, sie erfordert im zeitlichen Mittel keine (in Wattsekunden meßbare) Energie.

Quantitativ behandelt man diese Dinge für die Wechselströme mit einfachster Kurvenform, nämlich der Sinuskurve. Wechselströme von komplizierter Form lassen sich stets auf eine Überlagerung einfacher sinus-förmiger Wechselströme zurückführen. Der im Mechanikband (§ 99) erläuterte Formalismus ist in vollem Umfange auf Wechselströme übertragbar.

**§ 86a. Quantitatives zum induktiven Widerstand.** Für sinusförmige Wechselströme und -spannungen gilt

$$I = I_{\max} \sin \omega t \quad \text{und} \quad U = U_{\max} \sin \omega t. \quad (162)$$

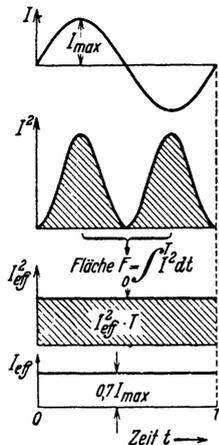


Abb. 269. Zur Definition der effektiven Stromstärke eines sinusförmigen Wechselstromes.

Dabei bedeuten  $I$  und  $U$  die Momentanwerte von Stromstärke und Spannung zur Zeit  $t$ ,  $I_{\max}$  und  $U_{\max}$  ihre Höchst- oder Scheitelwerte,  $\omega = 2\pi n$  die Kreisfrequenz (vgl. Mechanikband § 22).

Die Momentanwerte der Stromstärke und der Spannung lassen sich mit Meßinstrumenten hinreichend kurzer Schwingungsdauer, den sog. Oszillographen (Abb. 18/19), beobachten und messen: Man legt die zeitlich aufeinanderfolgenden Ausschläge mit Hilfe eines rotierenden Spiegels räumlich nebeneinander auf den Wandschirm oder auf eine photographische Platte. Diese Momentanwerte werden wir im folgenden für unsere Überlegungen und Rechnungen benutzen, ohne das jedesmal ausdrücklich zu betonen. — Bei den Messungen hingegen verwenden wir in der überwiegenden Mehrzahl der Fälle nicht die Momentanwerte von Stromstärke und Spannung, sondern „effektiv“ genannte zeitliche Mittelwerte. Man mißt diese mit denjenigen

Strom- und Spannungsmessern, deren Ausschlag dem Quadrate der Stromstärke oder Spannung proportional sind. Als wichtige Beispiele sind die Hitz-

drahtinstrumente (Abb. 21/22) und die Dynamometer (Abb. 10) zu nennen. Die effektiven Werte sind definiert durch die Gleichungen

$$I_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T I^2 dt} \quad \text{und} \quad U_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T U^2 dt}.$$

Sie werden durch die Abb. 269 veranschaulicht. Für sinusförmige Ströme und Spannungen werden

$$I_{\text{eff}} = \frac{I_{\text{max}}}{\sqrt{2}} \quad \text{und} \quad U_{\text{eff}} = \frac{U_{\text{max}}}{\sqrt{2}}.$$

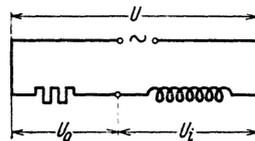


Abb. 270. Reihenschaltung von Ohmschem und induktivem Widerstand.

Die Effektivwerte von Strom und Spannung sind also den Scheitelwerten proportional. Infolgedessen genügen für Messungen und Schauversuche meist die Effektivwerte.

In einem Stromkreis ohne Selbstinduktion sind Wechselstrom und Wechselspannung in Phase; in jedem Augenblick ist die Größe der „Ohmschen Spannung“  $U_o = I \cdot R$ . — In einem Stromkreis mit Selbstinduktion (Abb. 270) ist zur Aufrechterhaltung des Stromes  $I$  außer  $U_o$  eine zusätzliche „induktive Spannung“  $U_i$  erforderlich. Ihr Betrag läßt sich mit Hilfe der Gleichung (154) v. S. 126 berechnen. Es ist

$$U_i = L \frac{dI}{dt}. \tag{154}$$

Ferner ist

$$\frac{dI}{dt} = \omega \cdot I_{\text{max}} \cos \omega t = \omega \cdot I_{\text{max}} \sin(\omega t + 90^\circ), \tag{163}$$

also 
$$U_i = L \omega I_{\text{max}} \sin(\omega t + 90^\circ)$$

oder nach (162)

$$U_i = L \omega I = 2\pi n L I, \tag{164}$$

jedoch mit dem wesentlichen Zusatz: Die Spannung  $U_i$  eilt dem Strome  $I$  um  $90^\circ$  voraus. Die beiden zur Aufrechterhaltung des Stromes erforderlichen Spannungen  $U_o$  und  $U_i$  müssen daher nach dem aus der Mechanik bekannten Schema (Abb. 271) graphisch zu einer resultierenden Spannung  $U$  zusammengesetzt werden. Eine Spannung dieser Größe  $U$  muß also von der Wechselstromquelle zur Verfügung gestellt werden, um den Strom  $I$  aufrechtzuerhalten. So erhält man für das als Widerstand definierte Verhältnis  $U/I$  den Wert

$$U/I = \sqrt{R^2 + (2\pi n L)^2}. \tag{165}$$

Das als Widerstand definierte Verhältnis  $U/I$  ist daher im allgemeinen für Wechselstrom durchaus keine Konstante, sondern steigt mit  $n$ , der Frequenz des Wechselstromes. In diesem Fall zeichnet man den Leiter nach dem Schema der Abb. 32b.

Bei großen Werten des Selbstinduktionskoeffizienten  $L$  kann der „Wechselstrom- oder Scheinwiderstand“ gemäß Gleichung (165) um Zehnerpotenzen höher sein als der Ohmsche Widerstand  $R$  für Gleichstrom. In solchen Fällen kann man  $R$  in Gleichung (165) neben  $2\pi n L$  vernachlässigen. Es verbleibt nur der „induktive oder Blindwiderstand“

$$U/I = 2\pi n L, \tag{166}$$

und man zeichnet dann den Leiter als Schraubenspule (z. B. in Abb. 270), nicht als Zickzacklinie (Abb. 32b).

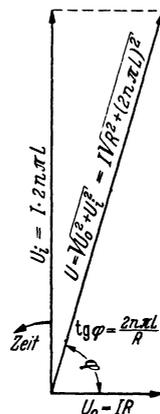


Abb. 271. Zur Berechnung des Wechselstromwiderstandes in einem „Zeigerdiagramm“.  $R$  ist das mit Gleichstrom gemessene konstante Verhältnis  $U/I$ . Man nennt  $R$  kurz den „Ohmschen Widerstand“.

Die Phasenverschiebung  $\varphi$  (Abb. 271) zwischen den Momentanwerten von Wechselstrom und Wechselspannung ist ein beliebter Gegenstand hübscher Vorführungsversuche. Meist benutzt man als Strom- und Spannungsmesser Schleifenoszillographen (Abb. 19) und wirft die Lichtzeiger über einen bewegten Spiegel an die Wand.

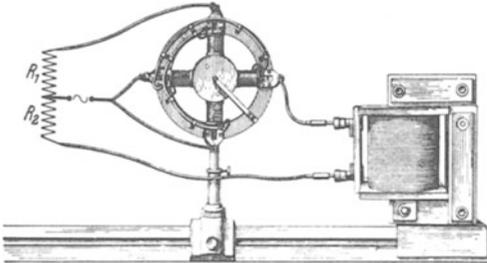


Abb. 272. Nachweis einer Phasenverschiebung durch Erzeugung eines Drehfeldes (Stromstärken einige  $10^{-1}$  Ampere).  $R_1, R_2$  Glühlampen als Vorschaltwiderstände.  $\sim$  = Wechselstromquelle,  $n = 50 \text{ sek}^{-1}$ .

2. Herstellung eines magnetischen Drehfeldes mit Hilfe eines Wechselstromes. Zur Herstellung eines magnetischen Drehfeldes braucht man zwei um  $90^\circ$  gegeneinander phasenverschobene Wechselströme. Man läßt sie zwei zueinander senkrechte Magnetfelder erregen (§ 83). Oft ist nur ein Wechselstrom verfügbar. Dann spaltet man ihn in zwei Teilströme auf und läßt den einen durch einen induktiven Widerstand laufen (Abb. 272). So kann man bequem eine Phasendifferenz von fast  $90^\circ$  erzielen und ein praktisch zirkulares Drehfeld erreichen (vgl. Mechanikband § 25).

**§ 87. Kapazitiver Widerstand.** Für die Behandlung von Wechselstromkreisen reicht die Unterscheidung des „Ohmschen“ und des „induktiven“ Widerstandes noch nicht aus. Es muß die Kenntnis des „kapazitiven“ Widerstandes hinzukommen. — Wir beginnen wieder mit einem Experiment. In Abb. 273 kann man mit dem Schalthebel  $\odot$  die Platten eines Kondensators in beliebiger Wiederholung aufladen, entladen und mit umgekehrtem Vorzeichen wieder aufladen. Man wiederholt also periodisch den in Abb. 73 gezeigten Versuch. Bei jedem Kontaktwechsel des hin- und herbewegten Schalters blitzt die Lampe auf. Bei raschem Spiel des Schalters verschwimmen die einzelnen Stromstöße ineinander, die Lampe flackert. Bei noch höheren Frequenzen leuchtet sie praktisch kontinuierlich. Im Leitungskreis und im Stromanzeiger (Glühlampe oder Amperemeter) fließt ein Leitungsstrom wechselnder Richtung, ein Wechselstrom. Im Kondensator ändert sich ständig das elektrische Feld. Diesen

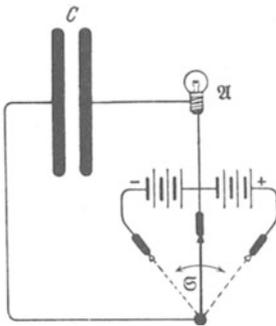


Abb. 273. Schalter zum raschen Wechsel von Ladung und Entladung eines Kondensators.

Tatbestand beschreibt man mit den Worten: „Durch den Kondensator fließt ein Wechselstrom als Verschiebungsstrom.“

Für die quantitative Behandlung legt man auch hier eine sinusförmige Wechselspannung zugrunde, also

$$U = U_{\max} \sin \omega t \quad (167)$$

$(\omega = 2\pi n, n = \text{Frequenz}).$

Der Kondensator habe die Kapazität  $C$  (und daher bei der Spannung  $U$  die Ladung  $q = CU$ ). Dann gilt in jedem Zeitpunkt für den Ladungs- oder Entladungsstrom

$$I = \frac{dq}{dt} = C \cdot \frac{dU}{dt}. \quad (168)$$

Die Technik macht von induktiven Widerständen sehr vielfältigen Gebrauch. Wir beschränken uns auf zwei Beispiele:

1. Drosselspulen. Spulen mit veränderlicher Selbstinduktion (z. B. veränderlichem Eisenschluß, § 67) erlauben die Stromstärke von Wechselströmen nach Belieben zu regulieren. Dabei haben sie vor den gewöhnlichen Schiebewiderständen einen grundsätzlichen Vorteil: Sie erhitzen sich nur wenig, sie schwächen den Strom nur zu einem kleinen Teil durch Reibung (Ohmscher Widerstand), ganz überwiegend drosseln sie ihn „wattlos“ durch die Trägheit des Magnetfeldes.

In dieser Gleichung ist  $\frac{dU}{dt} = \omega U_{\max} \cos \omega t = \omega U_{\max} \sin(\omega t + 90^\circ)$ ,  
 also  $I = C \cdot \omega U_{\max} \sin(\omega t + 90^\circ)$   
 oder  $I = C \omega U = 2\pi n C U$ , (169)

jedoch mit dem wesentlichen Zusatz: Der Strom eilt der Spannung um  $90^\circ$  voraus. — Das Verhältnis

$$\frac{U}{I} = \frac{1}{2\pi n C} \quad (170)$$

nennt man den kapazitiven oder Blindwiderstand des Kondensators.

Zahlenbeispiel:  $n = 50 \text{ sek}^{-1}$ ;  $C = 10^{-6} \text{ Farad}$ ;  $U/I = 3190 \text{ Ohm}$ .

Ebenso wie der induktive Widerstand schwächt auch der kapazitive einen Wechselstrom ohne Energievernich-

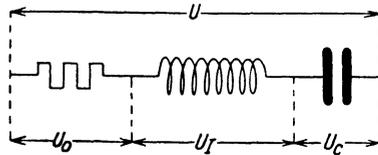


Abb. 274. Reihenschaltung von Ohmschem, induktivem und kapazitivem Widerstand.

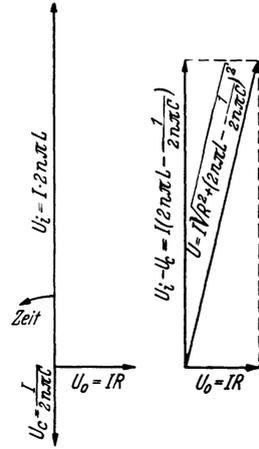


Abb. 275. Zur Berechnung des Wechselstromwiderstandes in Abb. 274.

tung. Das ist wieder eine Folge der  $90^\circ$ -Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung. Doch eilt, wie erwähnt, diesmal der Strom der Spannung voraus.

Man ersetze in Abb. 272 die Spule durch einen Kondensator, also den induktiven durch einen kapazitiven Widerstand: Dann ändern Drehfeld und Läufer ihren Drehsinn.

Bei einer Reihenschaltung von Ohmschem, induktivem und kapazitivem Widerstand (Abb. 274) ist der Gesamtwiderstand eines Wechselstromkreises

$$\frac{U}{I} = \sqrt{R^2 + \left(2\pi n L - \frac{1}{2\pi n C}\right)^2} \quad (171)$$

Bei der Herleitung dieser Gleichung sind die Phasenverschiebungen zwischen den einzelnen Teilspannungen gemäß Abb. 275 zu berücksichtigen.

Zur Erläuterung der Gleichung (171) bringt die Abb. 276 ein Zahlenbeispiel. Die Abszisse gibt die Frequenzen des Wechselstromes, die Ordinate den bei 100 Volt Spannung durchgelassenen Strom. Dieser hat für eine bestimmte Frequenz (hier =  $50 \text{ sek}^{-1}$ ) ein Maximum. Diese und die beiderseits benachbarten Frequenzen, ein ziemlich schmales „Frequenzband“, werden also von der Widerstandszusammenstellung des Beispiels bevorzugt durchgelassen. Sie bilden ein für diesen Bereich durchlässiges „Bandfilter“. Sie dienen zum „Ausieben“ dieses „Frequenzbandes“ aus einem Gemisch von sinusförmigen Wechselströmen verschiedener Frequenz.

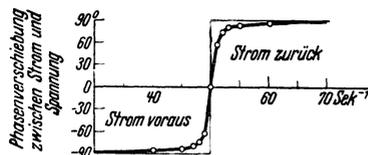
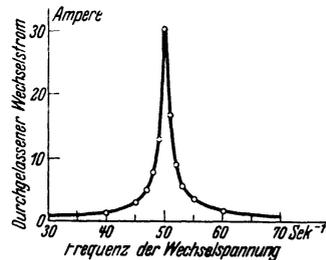


Abb. 276. Zur Erläuterung der Gl. (171), „Ausieben“ eines Frequenzbandes. Reihenschaltung gemäß Abb. 274,  $R = 3 \text{ Ohm}$ ,  $L = 0,5 \text{ Voltsek./Ampere}$ ,  $C = 20,2 \cdot 10^{-6} \text{ Farad}$ ,  $U = 100 \text{ Volt}$ . Entsprechende Bilder findet man im Mechanikband bei den erzwungenen Schwingungen (Abb. 354 und 355).

Wichtig ist ferner die Parallelschaltung von induktivem und kapazitivem Widerstand, Abb. 277. Der Gesamtstrom  $I$  gabelt sich in die beiden Zweigströme  $I_i$  und  $I_c$ . In der Spule hinkt der Strom  $I_i$  um  $90^\circ$  hinter der Spannung her, im Kondensator läuft der Strom  $I_c$  der Spannung um  $90^\circ$  voraus. Folglich haben beide Ströme in jedem Augenblick entgegengesetzte Richtungen, es gilt

$$I = I_i - I_c. \quad (172)$$

Im Grenzfall  $I_i = I_c$  können die Einzelströme  $I_i$  und  $I_c$  sehr groß und trotzdem der Gesamtstrom  $I$  praktisch gleich Null sein. In diesem Grenzfall sind induktiver und kapazitiver Widerstand gleich groß, also

$$2n\pi L = \frac{1}{2n\pi C} \quad (166) \text{ und } (170)$$

oder

$$\frac{1}{n} = T = 2\pi \sqrt{LC} \quad (173)$$

( $T$  = Periodendauer des Wechselstromes).

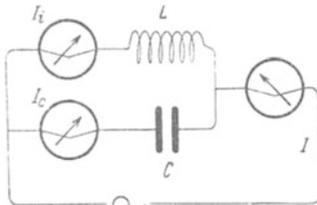


Abb. 277. Wattloser Strom bei Parallelschaltung von induktivem und kapazitivem Widerstand.

Die Bedeutung dieser Gleichung wird uns in § 89 klar werden. Einstweilen soll uns der Versuch in Abb. 277 nur einen „wattlosen Strom“ veranschaulichen: Trotz großer Stromstärke  $I_i = I_c$

treten nur ganz geringfügige Energieverluste auf. Sie können schon von einem schwachen Strom  $I$  ersetzt werden. Die Ströme sind eben dauernd gegen die Spannung um fast  $90^\circ$  phasenverschoben.

**§ 88. Transformatoren und Induktoren.** Die Kenntnis der Selbstinduktion als Trägheit erschließt uns das Verständnis der wichtigen Transformatoren oder Stromwandler für Wechselstrom.

Ein Transformator besteht aus zwei von gleichem Kraftfluß durchsetzten Spulen. Die eine Spule, die Feld- oder Primärspule genannt, habe  $n_p$  Windungen.

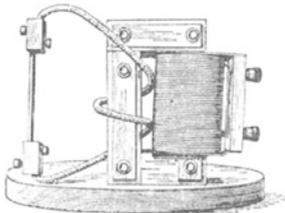


Abb. 278. Stromwandler zur Erzeugung hoher Stromstärken.

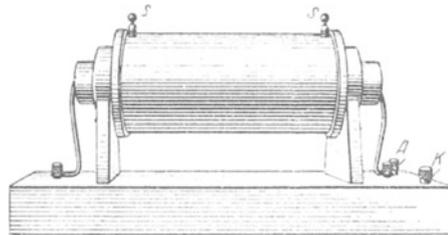


Abb. 279. Funkeninduktor, vgl. Abb. 282.

Ihre Enden werden mit der Wechselstromquelle verbunden. Ihr für Gleichstrom gültiger oder „Ohmscher“ Widerstand darf vernachlässigt werden. Dann haben wir in jedem Zeitpunkt zwischen ihren Enden die „induktive Spannung“  $U_i = I \cdot 2n\pi L$  [Gleichung (166) von S. 131]. Der zum Strom  $I$  gehörige Kraftfluß durchsetzt aber außer der Primärspule auch die zweite Spule, die Induktions- oder Sekundärspule  $J$ , und induziert in ihren  $n_s$  Windungen die sekundäre Spannung  $U_s$ . Bei gleichem Kraftfluß verhalten sich nach dem Induktionsgesetz die beiden Spannungen zueinander wie die Windungszahlen, d. h.

$$U_s : U_p = n_s : n_p. \quad (174)$$

Man kann also durch Wahl von  $n_s : n_p$ , also durch Wahl der Übersetzung, jede beliebige Herauf- und Herabsetzung der Wechselspannung erzielen. Übersetzungen auf etliche hunderttausende Volt werden heute für viele physikalische und technische Zwecke ausgeführt. Vor allem aber ist die heutige Fernüber-

tragung elektrischer Energie gar nicht ohne mehrfache Umsetzung der Spannung ausführbar. Dem Verbraucher dürfen nur Spannungen von einigen hundert Volt zugeleitet werden: sie sind, von groben Fahrlässigkeiten abgesehen, nicht lebensgefährlich. Die Fernleitungen hingegen müssen die Energie mit hoher Spannung und relativ kleinen Strömen übertragen (z. B.  $10^4$  Kilowatt mit  $10^5$  Volt und  $10^2$  Ampere). Sonst würden die Querschnitte der Leitungen zu groß und die ganzen Fernleitungen zu schwerfällig und unrentabel.

Die Herabsetzung der Spannung ergibt im Sekundärkreis eine Heraufsetzung der Stromstärke. Daher baut man „Niederspannungstransformatoren“ mit nur ganz wenigen sekundären Windungen (z. B. 2 in Abb. 278). Mit ihnen kann man im physikalischen Unterricht bequem Stromstärken von einigen tausend Ampere erzeugen. Die Technik baut nach diesem Prinzip unter anderem ihre „Induktionsöfen“ zum Schmelzen von Stahl usw. Der Sekundärkreis besteht in diesem Fall nur aus einer Windung. Es ist eine ringförmige, aus schwer schmelzbaren Steinen gemauerte Rinne. In diese wird das Schmelzgut eingeführt. Der Strom kann zehntausende Ampere erreichen.

Eine Abart der Transformatoren bilden die unter dem Namen „Induktionsapparat“ oder „Funkeninduktoren“ bekannten Apparate. Primär- und Sekundärspule sind koaxial angeordnet, der Eisenkern nicht geschlossen, z. B. in Abb. 279.

Bei den gewöhnlichen Transformatoren wird die periodische Kraftflußänderung durch einen Wechselstrom in der Primärspule erzeugt. Bei den Induktoren benutzt man statt dessen einen gehackten Gleichstrom. Für die periodische Unterbrechung des Gleichstromes sind zahlreiche automatische Schaltwerke angegeben worden. Wir beschreiben in Abb. 280–282 drei Beispiele. In ihnen bedeutet stets  $\Phi$  die Primärspule des Induktors mit ihrem Eisenkern.

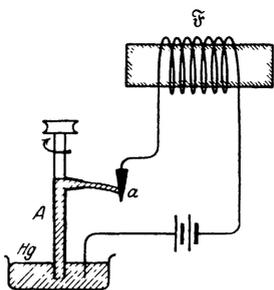


Abb. 281. Quecksilberunterbrecher. Eine rotierende Düse schleudert einen Hg-Strahl aus. Dieser überstreicht auf seinem Wege die Metallzinke *a* und schließt währenddessen den Strom.

Die Sekundärspannung eines Induktionsapparates ist eine reine Wechselspannung. Ihre Kurvenform soll für die meisten Zwecke möglichst unsymmetrisch sein und sich sehr stark von

einer Sinuslinie unterscheiden (z. B. Kurve *a* in Abb. 284). Das erreicht man durch eine hohe Selbstinduktion der Primärspule. Dann steigt (Kurve *b* in Abb. 284) der Strom nach Schluß des Schaltwerkes innerhalb der Zeit 1–2 ganz langsam an. Währenddessen werden in der Sekundärspule nur kleine Spannungen induziert. Im Zeitpunkt 2 wird der Strom jäh unterbrochen, schon im Zeitpunkt 3 ist der Kraftfluß verschwunden. Die Zeit 2–3 ist zwar kurz, hat aber doch einen endlichen Wert. Denn bei der Öffnung jedes Schalters entsteht zwischen den sich trennenden Kontakten ein leitender Lichtbogen, und dieser reißt erst im Zeitpunkt 3 ab. Immerhin ist die Zeit 2–3 viel kürzer als die Zeit 1–2. Infolgedessen zeigen

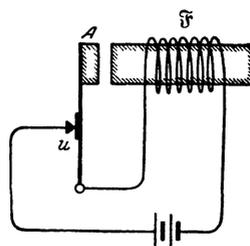


Abb. 280. Hammerunterbrecher. Der Anker sitzt an einer Blattfeder, und beide zusammen schwingen mit einer Selbststeuerung wie bei der Hausklingel (Näheres im Mechanikband § 98). Zur Löschung des Lichtbogens schaltet man oft einen Kondensator parallel zum Kontakt *u*. Er bildet zusammen mit den Zuleitungen von *u* einen Schwingungskreis. Dessen Wechselstrom überlagert sich dem Gleichstrom im Lichtbogen. Dieser erlischt, sobald der resultierende Strom durch Null geht.

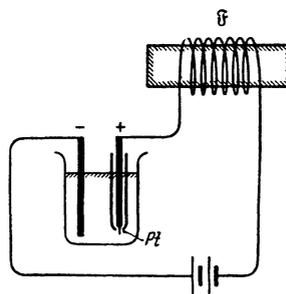


Abb. 282. Elektrolytischer Unterbrecher von A. WEHNELT. In verdünnter Schwefelsäure sitzt als positive Elektrode ein etwa 1 mm dicker und 10 mm langer Pt-Draht am Ende einer Glasdüse. Der beim Stromdurchgang zum Glühen erhitzte Stift umgibt sich mit einer isolierenden Gasbaut und unterbricht dadurch den Strom. Der dabei in der Primärspule induzierte Spannungsstoß zerstört die Gasbaut wieder usw.

die während der Zeit 2–3 induzierten Spannungen eine hohe Zacke. Alle Hilfsmittel zur Unterdrückung des Lichtbogens (z. B. Parallelschaltung eines Kondensators zum Schaltwerk) verkürzen die Zeitdauer 2–3 und erhöhen den Scheitelwert der steilen Spannungszacke. Doch bleiben die horizontal und vertikal schraffierten Flächen der Wechselspannungskurve immer gleich groß. D. h. die Zahl der Voltsekunden ist beim Entstehen und Vergehen des Kraftflusses stets dieselbe.

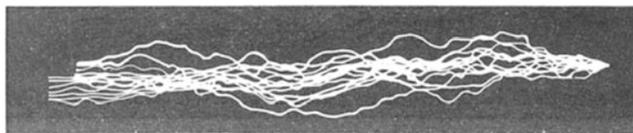
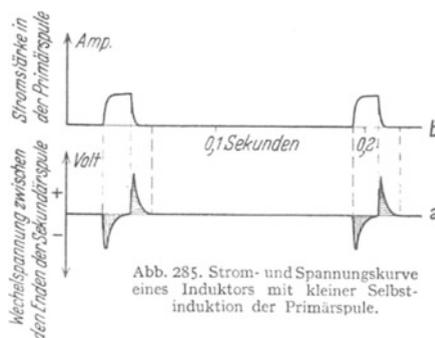
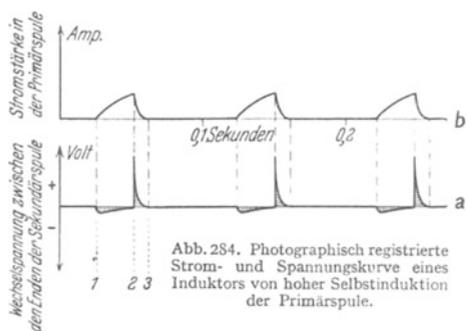


Abb. 283. Funken eines Induktors mit 40 cm Schlagweite. Hg-Unterbrecher, 1 Sekunde Belichtungszeit.

Induktionsapparate mit kleiner primärer Selbstinduktion geben zwischen den Enden ihrer Sekundärspule eine fast symmetrische Wechselspannung. Die Abb. 285 zeigt ein



Beispiel. Ihre physiologische oder medizinische Wirkung ist eine ganz andere als bei starker Unsymmetrie der Wechselspannung. Daher sind die mit Induktionsapparaten verschiedener Herkunft erzielten Versuchsergebnisse nicht ohne weiteres vergleichbar. Jeder Beobachter muß die Wechselspannungskurven seines eigenen Apparates genau angeben.

**§ 89. Elektrische Schwingungen.** Als wichtigste Wechselstromquelle haben wir bisher die Generatoren kennengelernt, d. h. Maschinen mit rotierenden „Läufern“, meist rotierenden Spulen (Abb. 232). Kapitel X hat uns einige der üblichen Ausführungsformen erläutert. — Im Laufe der letzten Jahrzehnte hat ein anderes Verfahren zur Erzeugung von Wechselströmen dauernd an Bedeutung gewonnen: die Erzeugung von Wechselströmen durch elektrische Schwingungen.

Das Zustandekommen elektrischer Schwingungen ist leicht zu übersehen. Man muß bei der Darstellung nur den üblichen Ausgangspunkt, den elektrischen Funken, als völlig unwesentliche Nebenerscheinung beiseitelassen. Wesentlich für das Zustandekommen elektrischer Schwingungen ist die Trägheit des Magnetfeldes.

Rufen wir uns kurz die Entstehung mechanischer Schwingungen ins Gedächtnis zurück. In Abb. 286 ist ein recht einfaches mechanisches Pendel<sup>1)</sup> dargestellt, eine Kugel in der Mitte einer Spiralfeder.

Bei 1 ist das Pendel in Ruhe. Bei 2 ist die Feder durch eine Hand gespannt. Die Feder enthält potentielle Energie. Bei 3 ist die Kugel losgelassen. Sie hat gerade die Ruhelage erreicht. Aber zwischen 1 und 3 besteht ein großer Unterschied. Bei 1 ist die Kugel in Ruhe, bei 3 enthält sie kinetische Energie. Sie

<sup>1)</sup> Das Wort „Pendel“ wird in diesem Buch stets im Sinne von „mechanisches Schwingungssystem“ benutzt, nicht im speziellen Sinne des „Schwependels“.

hat die Ruhelage mit dem Höchstwert der Geschwindigkeit erreicht. — Jetzt kommt das Wesentliche: Infolge ihrer Trägheit fliegt die Kugel nach rechts über die Ruhelage hinaus. Sie spannt dabei die Feder und erreicht die Stellung 4. Nun wiederholt sich das Spiel in umgekehrter Richtung. Die Ruhelage wird nach links durchflogen und so fort. Wir sehen einen ständigen Wechsel von potentieller Energie der Feder und kinetischer Energie der Kugel. Die Trägheit der Kugel ist der für die Schwingungsentstehung entscheidende Punkt. Die Schwingungen klingen gedämpft ab, die Amplituden werden von Ausschlag zu Ausschlag kleiner. Ihre Energie wird allmählich durch Reibung aufgezehrt (vgl. Abb. 288).

Jetzt betrachten wir analog ein elektrisches Pendel oder einen elektrischen Schwingungskreis (Abb. 287). An die Stelle der Feder ist ein Kondensator getreten, an die Stelle der Kugel eine Spule. Hier haben wir einen ständigen Wechsel von elektrischer (potentieller) und magnetischer (kinetischer) Energie. Der entscheidende Punkt ist in der dritten Zeile der Abb. 287 dargestellt. Der Kondensator hat sich entladen und keine Spannung mehr. Trotzdem laufen die Elektronen wegen der Trägheit ihres Magnetfeldes in ihrer bisherigen Richtung weiter und laden den Kondensator mit umgekehrten Vorzeichen auf. Dann beginnt das Spiel von neuem in umgekehrter Richtung. So fließt in dem Stromkreise ein Wechselstrom. Bei hinreichend kleiner Frequenz kann man den Wechsel der Stromrichtung mit einem Drehspulamperemeter (Nullpunkt in der Mitte der Skala) verfolgen. Das läßt sich experimentell schon mit bescheidenen Hilfsmitteln ausführen.

In Abb. 289 ist *C* ein technischer Papierkondensator. Seine Kapazität beträgt  $5 \cdot 10^{-5}$  Ampere-sek./Volt oder Farad. *L* ist eine Spule mit geschlossenem Eisenkern und einem ziemlich großen Selbstinduktionskoeffizienten, etwa 2000 Voltsek./Ampere oder Henry. *A* ist ein Drehspulamperemeter mit einer Einstelldauer von einigen Zehntelsekunden.

Zur Ausführung des Versuches berühren wir die beiden Zuleitungen des Kondensators mit den 220-Volt-Klemmen der städtischen Zentrale. Wir schaffen damit den Zustand 2 der Abb. 287. Dann verbinden wir die Leitungen mit den Enden der großen Spule: sogleich beginnt der Amperemeterzeiger hin und her zu pendeln etwa 1 mal in 2 Sekunden. Wir beobachten einen Wechselstrom der Frequenz  $n = 0,5 \text{ sek}^{-1}$ . Er unterscheidet sich von dem mit Maschinen erzeugten nur durch seine starke Dämpfung. Die ursprünglich im Kondensator aufgespeicherte elektrische Energie wird rasch durch Erwärmung der Spulenwindungen aufgezehrt.

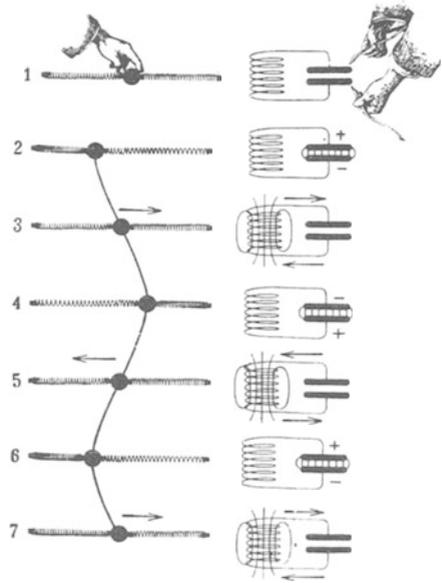


Abb. 286.

Abb. 287.

Abb. 286 und 287. Zustandekommen mechanischer und elektrischer Schwingungen. Pfeile = Laufrichtung der Elektronen.



Abb. 288. Graphische Darstellung einer gedämpften Schwingung. Das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Amplituden (Höchstauschläge) heißt das Dämpfungsverhältnis. Dessen natürlicher Logarithmus wird logarithmisches Dekrement genannt.

Ein mechanisches Pendel hat die Schwingungsdauer (Mechanikband § 22)

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{m}{D}}. \quad (173a)$$

Dabei bedeutet  $m$  die Masse, in Abb. 286 die der Kugel.  $D$  ist die Richtgröße. So nennt man das Verhältnis Kraft/Dehnung. — Bei elektrischen

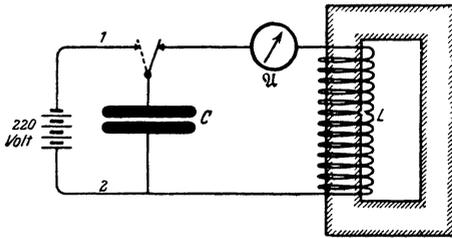


Abb. 289. Beobachtung des Wechselstromes bei sehr langsamen elektrischen Schwingungen mittels eines Drehspulampereometers. Spule wie in Abb. 265 u. 266. Zweckmäßig schaltet man in die Leitung eine 220-Volt-Glühlampe ein, um den zur Aufladung des Kondensators  $C$  dienenden Strom zu zeigen.

Schwingungen tritt als Maß der Trägheit an die Stelle der Masse  $m$  der Selbstinduktionskoeffizient  $L$ . An die Stelle von  $D$  tritt im Kondensator das Verhältnis Spannung/Ladung, also  $U/q$ . Dies Verhältnis ist aber nach Gleichung (7)  $= 1/C$ . Wir haben die Richtgröße  $D$  des mechanischen Pendels durch den Faktor  $1/C$  beim elektrischen Pendel zu ersetzen. Dann ergibt sich für die Schwingungsdauer des elektrischen Schwingungskreises oder für eine Periode des Wechselstromes

$$\tau = 2\pi \sqrt{LC}. \quad (173) \text{ v. S. 133}$$

Zur Prüfung der Gleichung verkleinern wir zunächst die Kapazität des Kondensators von  $5 \cdot 10^{-5}$  auf  $5 \cdot 10^{-6}$  Farad. Das Experiment ergibt in der Tat eine rund 3mal kürzere Schwingungsdauer ( $\sqrt[3]{10} \approx 3$ ). Dann verkleinern wir auch  $L$ . Statt der Spule von 2000 Henry nehmen wir eine solche von nur 30 Henry. Für die so weiter gesteigerte Frequenz ist das Drehspulampereometer zu träge. Sein Zeiger schwingt nicht mehr. Als Instrument

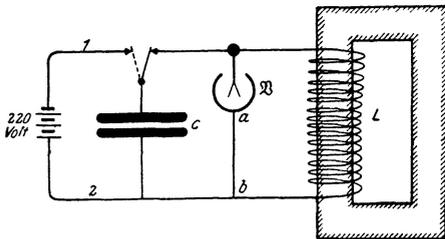


Abb. 290. Beobachtung der Wechselspannung bei langsamen elektrischen Schwingungen.

geringerer Trägheit nehmen wir das Zweifadenvoltmeter (Abb. 290). Wir wollen also zur Abwechslung nicht den Wechselstrom, sondern die Wechselspannung beobachten. Bei der Verbindung des geladenen Kondensators mit der Spule schwirren die Fäden des Voltmeters rasch, aber noch deutlich, hin und her.

Zwischen  $a$  und  $b$  befindet sich eine nicht gezeichnete Batterie. Sie hält zwischen den Fäden und dem Gehäuse dauernd eine Spannung aufrecht. Diese wird durch die Wechselspannung der Schwingungen abwechselnd erhöht und erniedrigt. Die Voltmeterausschläge werden also vom jeweiligen Vorzeichen der Spannung abhängig.

Bei weiterer Steigerung der Frequenz durch Verkleinerung von  $L$  und  $C$  entstehen zwei Schwierigkeiten: Erstens werden alle Meßinstrumente mit mechanischem Zeiger zu träge, sie können dem raschen Richtungswechsel nicht mehr folgen. Zweitens wird die dem Kondensator anfänglich zugeführte Energie  $W_e = \frac{1}{2}CU^2$  [Gleichung (32) von S. 43] nur klein. Infolgedessen muß man zu höheren Spannungen übergehen. Diese aber bringen einen lästigen Nachteil mit sich: Man braucht zum Ingangsetzen der Schwingungen einen Schalter. Dieser muß den Kondensator mit der Spule verbinden. Bei hohen Spannungen springt zwischen den Schalterbacken schon vor der Berührung ein Funke über. Mit

diesem störenden Funken muß man sich abfinden. Doch kann man ihn außerdem nützlich verwerten, nämlich

1. als periodisch wirkendes automatisches Schaltwerk,
2. als trägheitsfreies Amperemeter.

Als automatischer Schalter wirkt der Funke z. B. in Abb. 291. Statt eines beweglichen und eines festen Kontaktes sehen wir eine aus zwei Metallkugeln gebildete „Funkenstrecke“. Die Leitungen 1 und 2 dienen nur zur Aufladung des Kondensators durch irgendeine Stromquelle, z. B. eine Influenzmaschine. Nach Erreichung einer bestimmten Höchstspannung  $U$  schlägt der Funke über und schließt den Strom im Spulenkreis. Der Abstand der Kugeln läßt die gewünschte Betriebsspannung  $U$  einstellen.

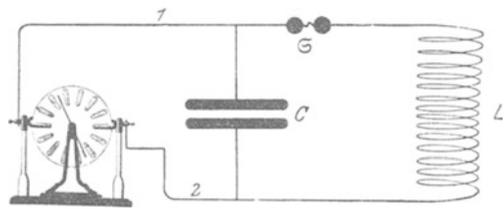


Abb. 291. Eine Funkenstrecke  $\text{G}$  als Schalter in einem elektrischen Schwingungskreis.

Als trägheitsfreies Amperemeter wirkt der Funke durch die Abhängigkeit seiner Helligkeit von der Stromstärke. Die Helligkeit erreicht während jeder Periode zwei Maxima. Zur Sichtbarmachung dieser Helligkeitsschwankungen muß man die zeitlich aufeinanderfolgenden Funkenbilder räumlich trennen. Ein rasch rotierender Polygonspiegel läßt das einfach erreichen. In der Abb. 292 sind derartige Funkenbilder photographiert. Die Frequenz betrug

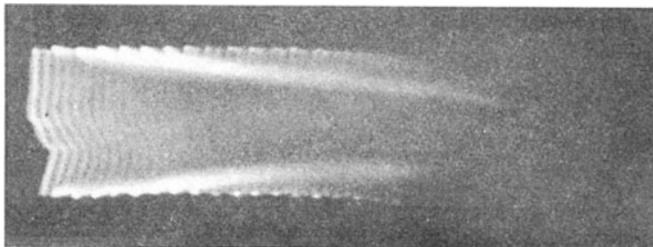


Abb. 292. Nachweis elektrischer Schwingungen mit Hilfe eines Funkens. („Fedderson-Funken“. Aufnahme von B. WALTER.)

50 000 pro Sekunde. Anfänglich sind die periodischen Schwankungen der Helligkeit gut zu sehen. Im weiteren Verlauf wird das Bild durch Wolken leuchtenden Metalldampfes verwaschen. Anfänglich kann man auch die jeweilige Richtung des Stromes während der einzelnen Maxima erkennen. Das helle Ende der Funken markiert stets den negativen Pol.

**§ 90. Einige Anwendungen elektrischer Schwingungen.** Der Wechselstrom der städtischen Zentralen hat meist eine Frequenz von  $n = 50 \text{ sek}^{-1}$ . Das Verfahren der elektrischen Schwingungen ließ uns mit sehr einfachen Hilfsmitteln Wechselströme einer 1000 mal höheren Frequenz erzeugen. Weitere Verkleinerung von Kapazität und Selbstinduktion läßt noch um Zehnerpotenzen höhere Wechselstromfrequenzen erreichen. Für unsere Zwecke genügen einstelligen Frequenzen von einigen Hunderttausenden pro Sekunde. Diese hochfrequenten Wechselströme lassen drei uns an sich schon bekannte Erscheinungen noch einmal durch recht drastische Versuche erläutern. Die Versuche betreffen:

1. den Induktionsvorgang, 2. die Selbstinduktion, 3. den Verschiebungsstrom.

Außerdem wollen wir zwei neue, mit niederfrequentem Wechselstrom nicht gezeigte Erscheinungen bringen. Es ist

4. die als Hautwirkung (Skinneffekt) bezeichnete Form der Selbstinduktion,
5. der Nachweis ringförmig geschlossener elektrischer Feldlinien ohne Enden, also eine Ergänzung zu § 58 und Abb. 168:

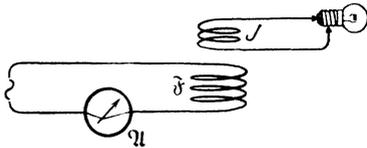


Abb. 293. Induktion mit niederfrequentem Wechselstrom.  
 $\mathfrak{F}$  hat 3 Windungen von etwa 30 cm  $\varnothing$   
 $\mathfrak{J}$  hat 10 Windungen von etwa 10 cm  $\varnothing$

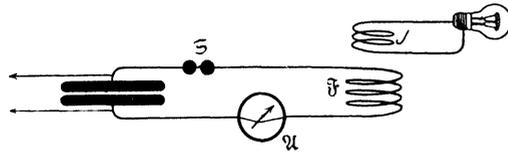


Abb. 294. Induktion mit hochfrequentem Wechselstrom. Die mit Pfeilen angedeuteten Leitungen dienen zur Aufladung des Kondensators. S = Funkenstrecke.

1. Induktion bei Hochfrequenz. Bei hochfrequentem Wechselstrom ändert sich der Kraftfluß einer Spule erstens sehr rasch und zweitens sehr häufig. Infolgedessen kann man die Induktionswirkung dieses Kraftflusses auf eine andere Spule schon mit sehr groben Hilfsmitteln nachweisen. Zur Vorführung dessen sehen wir in Abb. 293 eine Feldspule  $\mathfrak{F}$  (Primärspule) und eine Induktionsspule  $\mathfrak{J}$  (Sekundärspule). Größe und Windungszahl sind angegeben. Durch die Feldspule schicken wir zunächst einige Ampere gewöhnlichen technischen Wechselstrom. An die Induktionsspule  $\mathfrak{J}$  schließen wir als empfindlichen Spannungsindikator ein 2-Volt-Glühlämpchen. Das Lämpchen bleibt dunkel, die induzierte Spannung ist also kleiner als 2 Volt.

Ganz anders bei hochfrequentem Wechselstrom: Wir ergänzen die Feldspule  $\mathfrak{F}$  in Abb. 294 zu einem Schwingungskreis und lassen das Hitzdrahtamperemeter  $\mathfrak{A}$  wieder einige Ampere anzeigen. Das erreicht man durch passende Einstellung der als Schalter dienenden Funkenstrecke. Jetzt genügt schon eine 220-Volt-Lampe zum Nachweis der in  $\mathfrak{J}$  induzierten Spannung. Man kann sich mit der beweglichen Induktionsspule samt Lampe die Induktionserscheinungen noch einmal klarmachen. Man entferne die Induktionsspule  $\mathfrak{J}$  oder kippe sie: die Lampe leuchtet schwächer. Man stelle  $\mathfrak{J}$  den magnetischen Feldlinien parallel:

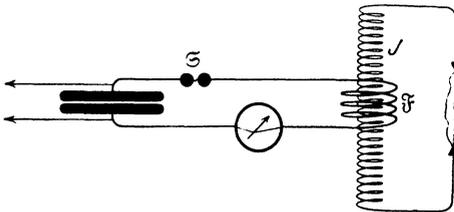


Abb. 295. Induktion mit hochfrequentem Wechselstrom in einer Spule.  $\mathfrak{J}$  mit vielen Windungen. („Teslatransformator“.)

die Lampe erlischt. Und so fort. Oft genügt als Induktionsspule ein ringförmig geschlossener Eisendraht an einem Wärme nicht leitenden Handgriff. In den Gebieten hohen Kraftflusses gerät der ganze Draht in helle Glut. Wir haben einen „Niederspannungstransformator für Hochfrequenz“. — Endlich nehmen wir statt der Induktionsspule ein einfaches Blech. Es wird durch die induzierten „Wirbelströme“ (§ 66) zur Glut gebracht. Das benutzt man praktisch zum Ausglühen oder Schmelzen von Metallteilen in Vakuumgefäßen.

In einer Induktionsspule  $\mathfrak{J}$  von hoher Windungszahl, etwa einigen tausend, erreicht die Spannung zwischen ihren Enden entsprechend hohe Werte. Zwischen den Enden der Spule springen lange, bläulichrote Funkengarben über (Abb. 295). Oft verbindet man das eine Ende der Induktions- oder Sekundärspule mit der Erde (Wasserleitung od. dgl.). Aus dem freien Ende brechen dann lebhaft züngelnde, oft meterlange, stark verzweigte rötliche Funkenbüschel hervor.

Die Höhe der hier auftretenden Spannungen folgt nicht nur aus dem Übersetzungsverhältnis  $n_s/n_p$ . Wir benutzen hier stillschweigend den Kunstgriff erzwungener Schwingungen im Resonanzfall (§ 148).

2. Die Selbstinduktion bei Hochfrequenz. Bei Wechselstrom ist im allgemeinen der „induktive“ Widerstand  $U/I = 2n\pi L$  groß gegen den „Ohmschen“ Widerstand  $R$ . Das wurde in § 86 für eisenhaltige Spulen gezeigt. Bei hochfrequentem Wechselstrom kann man diese Tatsache schon mit einer einzigen Drahtwindung, einem einfachen Drahtbügel, vorführen.

In der Abb. 296 sehen wir einen Bügel aus 5 mm dickem Kupferdraht. Er ist in der Mitte durch eine 220-Volt-Glühlampe überbrückt. Wir lassen bei  $a$  einige Ampere Gleichstrom ein- und bei  $b$  austreten: die Lampe bleibt vollkommen dunkel. Sie ist durch den Kupferbügel kurzgeschlossen. (Sein Ohmscher Widerstand beträgt nur etwa  $10^{-3}$  Ohm, ist also verschwindend klein gegen den der Lampe, etwa 2000 Ohm.) — Ganz anders bei hochfrequentem Wechselstrom. Wir schalten Bügel und Lampe in unseren schon mehrfach benutzten Schwingungskreis (Abb. 297) und stellen die Stromstärke des Wechselstromes auf etwa 1 Ampere ein. Die Lampe leuchtet hell auf. Das als Widerstand definierte Ver-

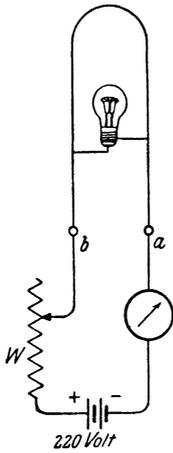


Abb. 296.

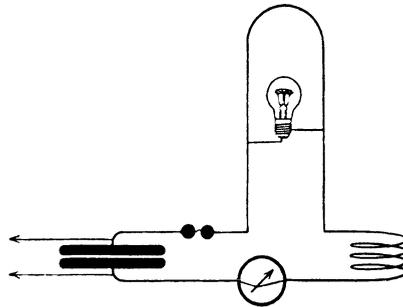


Abb. 297.

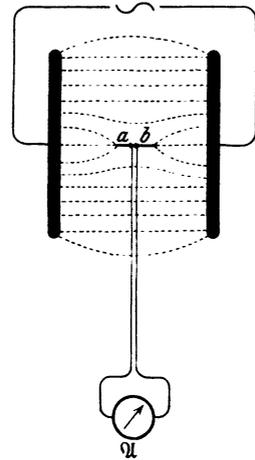


Abb. 298. Verschiebungsstrom im hochfrequenten elektrischen Wechselfeld.  $\sim$  = Wechselstromquelle (Schwingungskreis).

Abb. 296 und 297. Scheinwiderstand bei hochfrequentem Wechselstrom.

hältnis  $U/I$  muß also für den Kupferbügel jetzt viel höher sein als bei Gleichstrom. Dieser einfache Versuch zeigt uns die Trägheit des Magnetfeldes in krasser Weise. Grundsätzlich Neues bringt er uns nicht. Er ist aber wichtig. Denn der Anfänger läßt nur allzu leicht die Selbstinduktion in nicht spulenartigen Leitern außer acht.

3. Verschiebungsstrom bei Hochfrequenz. Wir sehen in Abb. 298 einen kurzen Metallstab  $ab$  zwischen zwei weit entfernten Kondensatorplatten. Beim Anschalten einer Gleichstromquelle an die Platten entsteht zwischen ihnen ein elektrisches Feld. Innerhalb des Metallstabes bricht es sofort zusammen. Das ist die altbekannte Erscheinung der Influenz: Die Elektrizitätsatome sind in einem kurz dauernden Leitungsstrom bis zu den beiden Stabenden gewandert. — Beim Ersatz der Gleichstromquelle durch eine Wechselstromquelle wiederholt sich dieser Influenzversuch in periodischer Folge: In dem kurzem Metallstab fließt ein Wechselstrom. Bei hinreichend hoher Frequenz des Wechselfeldes können wir ihn mit einem Amperemeter nachweisen. Am besten wäre ein Liliput-amperemeter in der Mitte des Stabes. In Ermangelung eines solchen unterteilen wir den Stab in der Mitte und setzen in die Trennstelle einen kleinen Gleichrichter (Detektor) ein. Von ihm aus führen eng aneinander zwei feine Metalldrähte aus

dem Felde heraus zu einem Gleichstromamperemeter  $\mathfrak{A}$ . Die Drähte sind, um das Feld nicht zu verzerren, senkrecht zu den Feldlinien geführt. Gleichrichter + Gleichstromgalvanometer sind lediglich ein technischer Ersatz für ein Wechselstromamperemeter ausreichender Empfindlichkeit. Diesen Kunstgriff haben wir schon früher benutzt (Abb. 248).

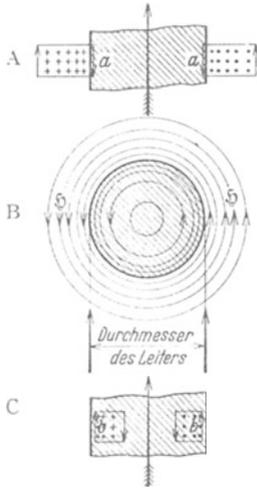


Abb. 299 a—c. Magnetische Feldlinien in der Umgebung und im Innern eines schraffierten Drahtes und ihre Induktionswirkung. Gefiederter Pfeil = konventionelle Stromrichtung von + nach -. Der + -Pol ist im Teilbild B unterhalb der Papierebene zu denken.

Das Zustandekommen dieses Wechselstromes in dem beiderseits offenen Stabe wäre uns ohne den Begriff des Verschiebungsstromes völlig rätselhaft. So aber können wir sagen: Der Strom endet keineswegs blind an dem freien Ende des Stabes, sondern geht von dort als Verschiebungsstrom zu den Feldgrenzen weiter. Der Versuch der Abb. 298 soll uns zweierlei zeigen:

1. Ein Verschiebungsstrom kann große Feldlinienstrecken überbrücken.

2. Zum Nachweis läßt man ihn in einem Leiter zusammenbrechen und in diesem Leiter einen Wechselstrom erzeugen.

Ein derartiger Metalldraht, also z. B.  $ab$  in Abb. 298, heißt in Zukunft kurz ein Empfänger.

4. Die Hautwirkung (Skin-Effekt). Wir können uns einen Draht aus einer Achse und sie umgebenden, einander umhüllenden, konzentrischen, röhrenförmigen Schichten zusammengesetzt denken. Der Selbstinduktionskoeffizient ist für die oberflächlichen Schichten kleiner als für die inneren. Das soll an Hand der Abb. 299 begründet werden.

Das Teilbild B zeigt uns einen stromdurchflossenen geraden Leiter schraffiert im Querschnitt. Der Leiter ist in bekannter Weise von ringförmig geschlossenen magnetischen Feldlinien  $\oint$  umgeben. Die magnetischen Feldlinien umfassen jedoch den Leiter nicht nur von außen, sondern sind auch in seinem Innern vorhanden. Jede der röhrenförmigen, vom Strom durchflossenen Schichten muß ja von magnetischen Feldlinien umfaßt werden. Einige von ihnen sind in Abb. 299b skizziert<sup>1)</sup>.

Ferner ist ein Stück des Leiters zweimal im Längsschnitt dargestellt (Teilbilder A und C). In beiden ist die Richtung des Stromes durch einen langen gefiederter Pfeil markiert. Außerdem sind die magnetischen Feldlinien an ihren Durchstoßpunkten ( $\cdot$  bzw.  $+$ ) erkennbar. Man sieht also oben im Teilbild A die Durchstoßpunkte einiger äußerer magnetischer Feldlinien, unten im Teilbild C die einiger innerer magnetischer Feldlinien. Die zeitliche Änderung dieser magnetischen Feldlinien induziert geschlossene elektrische Feldlinien. Je zwei derselben sind als Rechtecke in den Teilbildern A und C eingezeichnet, und zwar für den Fall eines Stromanstieges. An der Drahtoberfläche haben die im Vorgang der Selbstinduktion neu entstehenden elektrischen Felder entgegengesetzte Richtungen. Die Pfeile  $a$  sind nach unten, die Pfeile  $b$  nach oben gerichtet, daher heben sich die induzierten Felder zum großen Teil auf. In der Drahtachse hingegen fehlt diese Kompensation; dort ist das induzierte Feld

<sup>1)</sup> Die quantitative Untersuchung des inneren Magnetfeldes ist eine gute Praktikumsaufgabe. Man stellt den flüssigen Leiter in einem Glasrohr vertikal. Dann kommt beim Stromdurchgang keine Selbstabschnürung zustande, sondern eine parabolische Druckverteilung im Innern. Man beobachtet sie mit Hilfe eingesenkter Manometerrohre und berechnet sie gleichzeitig mit den Gleichungen (82) und (95) (S. 78 und 87).

dem von außen angelegten (gefiederter Pfeil) entgegengerichtet, infolgedessen behindert das induzierte Feld den Stromanstieg. Bei einer Stromabnahme im Draht gilt das umgekehrte: in der Drahtachse haben das induzierte und das äußere Feld gleiche Richtung, und dadurch behindert das induzierte Feld den Abfall des Stromes. In der Drahtachse kommt also im Gegensatz zur Drahtoberfläche eine erhebliche Selbstinduktion zustande. Der Selbstinduktionskoeffizient ist ungleich über den Leiterquerschnitt verteilt. Diese ungleiche Verteilung macht sich bei allen zeitlich veränderlichen Strömen bemerkbar, also vor allem bei Wechselströmen. Er bewirkt eine Verdrängung des Stromes in eine oberflächliche Schicht.

Bei langsamen Änderungen, also etwa technischem Wechselstrom, tritt diese Stromverdrängung nur bei verfeinerter Beobachtung in Erscheinung. Bei hohen Frequenzen macht sie sich jedoch in krasser Weise bemerkbar: der Strom fließt keineswegs mehr gleichmäßig durch den Querschnitt des Leiters hindurch. Er wird vielmehr auf eine dünne Oberflächenschicht oder Haut zusammengedrängt.

Zum Nachweis dieser Stromverdrängung oder Hautwirkung benutzen wir die in Abb. 300 skizzierte Anordnung. Die Spule  $Sp$  eines Schwingungskreises liefert uns ein hochfrequentes Wechselfeld. Dieses induziert Ströme in der Induktionsspule  $J$ , einem dicken Kupferdrahtringe. Zur Abschätzung der Stromstärke dient eine eingeschaltete Glühlampe.

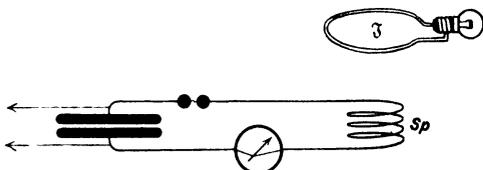


Abb. 300.

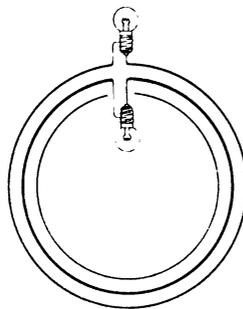


Abb. 301.

Abb. 300 und 301. Hautwirkung bei hochfrequentem Wechselstrom. Die mit Pfeilen angedeuteten Leitungen dienen zur Aufladung des Kondensators.

Dann umgeben wir den Kupfering mit einem ihm konzentrischen Kupferrohr von einigen Zentimeter Rohrweite, vgl. Abb. 301. Die Rohrwandungen haben den gleichen Kupferquerschnitt wie der Draht. Zwischen den Enden des Rohres ist eine gleiche Glühlampe wie in den Kupferdraht eingeschaltet. Diese beiden ineinander gesteckten Induktionsspulen nähern wir jetzt der Feldspule  $Sp$  in Abb. 300. Die Glühlampe zwischen den Enden des Rohres leuchtet in heller Weißglut, die zwischen den Enden des Drahtes nur rot oder gar nicht.

Die moderne Hochfrequenztechnik trägt dieser Stromverdrängung oder Hautwirkung weitgehend Rechnung. Statt massiver Drähte benutzt sie dünnwandige Rohre, oft mit einem oberflächlichen Überzug des besonders gut leitenden Silbers. Oder sie sucht die Stromverdrängung herabzusetzen: sie unterteilt ihre Drähte in viele feine, durch Emaillack getrennte Einzeldrähte. Bei dünnen Drähten ist der Einfluß der Stromverdrängung prozentisch geringer. Außerdem kann man durch einen Kunstgriff eine gleichmäßige Strombelastung aller Einzeldrähte erreichen. Man verdreht oder verflücht die Drähte. Auf diese Weise verläuft jeder einzelne Draht streckenweise ebensooft in der Achse wie an der Oberfläche des ganzen Drahtbündels.

5. Nachweis geschlossener elektrischer Feldlinien. Nach der vertieften Deutung des Induktionsvorganges soll es ringförmig geschlossene elek-

trische Feldlinien geben (§ 58). Sie ließen sich leider nicht durch Gipskristalle sichtbar machen. Mit den hochfrequenten Wechselströmen der elektrischen Schwingungen können wir das damals Versäumte nachholen und ringförmig geschlossene elektrische Feldlinien anschaulich sichtbar machen.

Zwar reicht die erzielbare Feldstärke auch jetzt nicht zur Ordnung von Gipskristallen aus, doch genügt sie für einen kaum minder anschaulichen Nachweis der geschlossenen Feldlinien. Er beruht auf einer Eigenschaft der Edelgase, wie z. B. Neon. Diese leuchten bei niedrigem Druck schon bei kleinen elektrischen Feldstärken auf, es genügen Feldstärken von etwa 20 Volt/cm

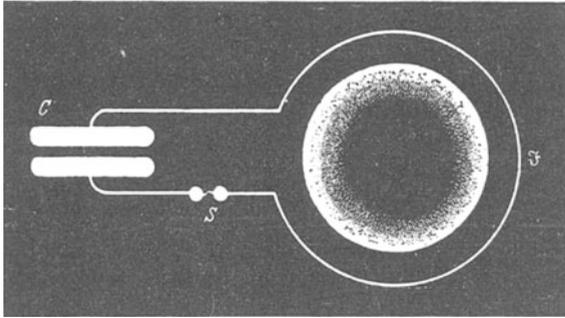


Abb. 302. Nachweis geschlossener elektrischer Feldlinien. („Elektrodenloser Ringstrom“.)

Der Mechanismus dieses Vorganges ist hier gleichgültig. Er wird später in § 99 kurz berührt werden. Eine ausführliche Behandlung folgt später in der Optik. Es ist im Prinzip das gleiche, wie das Aufleuchten der Zimmerluft im Funken bei Feldstärken über 30 000 Volt/cm.

Die Anordnung ist in Abb. 302 gezeichnet. Die Feldspule  $J$ , etwa 1 Windung, liefert uns ein hochfrequentes Wechselfeld. Seine magnetischen Feldlinien stehen senkrecht zur Papierebene. Diese rasch wechselnden magnetischen Feldlinien sollen nach Abb. 168 von endlosen elektrischen Feldlinien umschlossen sein.

Jetzt bringen wir eine mit verdünntem Neon gefüllte Glaskugel in das Gebiet dieser geschlossenen elektrischen Feldlinien: ein ringförmiges Gebiet dieser Kugel leuchtet weithin sichtbar auf. Wir sehen ein, wengleich rohes, Abbild des elektrischen Wechselfeldes mit seinen geschlossenen elektrischen Feldlinien ohne Anfang und Ende. — Die Kenntnis geschlossener elektrischer Feldlinien ist späterhin für das Verständnis der elektrischen Wellen, der elektromagnetischen Strahlung, unerlässlich. Darum soll dieser Versuch unserer Anschauung zu Hilfe kommen.

## XII. Mechanismus der Leitungsströme.

§ 91. **Der Mechanismus der Leitung im Modellversuch.** Wir haben die elektrischen Ströme in Leitern bisher lediglich als eine Wanderung von Elektrizitätsatomen betrachtet. Aller näheren Aussagen haben wir uns bewußt enthalten: es konnten nur negative Elektrizitätsatome in der einen Richtung wandern oder nur positive in der anderen oder beide gleichzeitig. Ebenso fehlten alle Angaben über die Wanderungsgeschwindigkeit usw. All diese Fragen sollen jetzt zusammenfassend behandelt werden. Dabei werden wir gleichzeitig wichtige Aufschlüsse über das Wesen der Elektrizitätsatome gewinnen.

Experimentell haben wir den Leitungsvorgang in zwei verschiedenen Anordnungen beobachtet:

a) Durch den Feldzerfall gemäß Abb. 303. Die beiden Platten eines Kondensators werden durch den schraffiert gezeichneten leitenden Körper verbunden. Es ist der aus Abb. 60 bekannte Grundversuch. Man beobachtet mit dem Voltmeter das Sinken der Spannung.

b) Durch dauernde Ströme gemäß Abb. 304. Auch hier verlieren die Kondensatorplatten während ihrer Verbindung durch den leitenden Körper dauernd Elektrizitätsatome. Aber der Verlust wird ständig von einer Stromquelle (z. B. Batterie, Dynamomaschine, Influenzmaschine) ersetzt und Feld und Spannung dadurch aufrechterhalten. Der Strommesser zeigt den zum Ersatz der Elektrizitätsatome erforderlichen Strom.

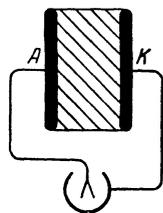


Abb. 303. Nachweis der Leitung durch Feldzerfall.

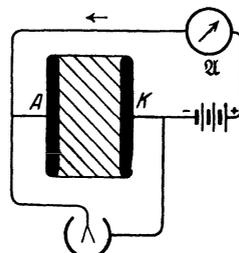


Abb. 304. Nachweis der Leitung mit dauernden Strömen. Pfeil = konventionelle Stromrichtung von + nach -

Der Strommesser zeigt den zum Ersatz der Elektrizitätsatome erforderlichen Strom.

In beiden Fällen nennt man die Kondensatorplatten oder Feldgrenzen die Elektroden. Die positive Elektrode heißt Anode, die negative Kathode. Diese Bezeichnungen sind für Leitungsvorgänge aller Art eingebürgert.

Beide Anordnungen lassen die zwei einfachen Grundvorgänge jeder Elektrizitätsleitung mühelos vorführen. Sie bestehen in folgendem:

I. Elektrizitätsatome müssen aus der einen Elektrode austreten und zu der anderen herübergelangen.

II. Im Innern des Leiters, also im Raum zwischen den Elektroden, befinden sich gleiche Mengen von Elektrizitätsatomen entgegengesetzten Vorzeichens und beliebiger Herkunft. Die positiven gelangen irgendwie zur negativen, die negativen zur positiven Elektrode.

Beide Vorgänge verwirklicht man am einfachsten mit der Übertragung von Elektrizitätsatomen auf irgendwelchen „Elektrizitätsträgern“. Ihre größte Ausführung sind die uns wohlbekannten Löffel am Bernsteinstiel (Abb. 52). Mit ihnen wollen wir die beiden Vorgänge im Modellversuch vorführen.

Zu I bewegen wir einen Löffel abwechselnd von der einen Elektrode zur anderen (im schraffierten Bereich der Abb. 303 und 304). In der Schaltung der Abb. 303 sinkt der Voltmeterzeiger herunter, das Feld zerfällt. In der

Schaltung der Abb. 304 bleibt der Voltmeterausschlag konstant. Das Ampere-meter (Spiegelgalvanometer) zeigt während der Hin- und Herbewegung des Trägers einen Strom  $I$ . Die Luft im Kondensator isoliert nicht mehr. Zwischen ihren unsichtbaren Molekülen wandert ein einzelner grober Elektrizitätsträger hin und her, und dadurch „leitet“ die Luft.

Die Stromstärke  $I$  können wir sogleich angeben: Der Träger enthalte die Elektrizitätsmenge  $q$  und durchlaufe den Elektrodenabstand  $l$  innerhalb der Zeit  $t$   $N$ -mal. Dabei schafft er die Elektrizitätsmenge  $Q = Nq$  von der einen Elektrode (Kondensatorplatte) zur anderen, und gleichzeitig fließt durch den Strommesser (Abb. 304) ein Strom

$$I = \frac{Q}{t} = \frac{Nq}{t}. \quad (175)$$

Beispiel:  $N/t = 3/\text{sek}$ ;  $q$  auf dem Löffel =  $6 \cdot 10^{-10}$  Amp. Sek., vgl. § 20.  $I = 2 \cdot 10^{-9}$  Ampere.

In diese Gleichung führen wir die Geschwindigkeit  $u$  des Trägers und den Plattenabstand  $l$  ein. Es ist

$$u = \frac{Nl}{t} \quad \text{und} \quad \frac{N}{t} = \frac{u}{l}.$$

Somit erhalten wir aus Gl. (175) die uns schon bekannte Gleichung

$$I = q \cdot u/l. \quad (73) \text{ v. S. 67}$$

Bei Anwesenheit mehrerer Träger bedeutet  $q$  ihre Gesamtladung.

Zu II bringen wir in den Luftzwischenraum zwei einander berührende Löffel (Abb. 305). Wir trennen sie im Felde. Dann ist der eine Löffel positiv, der andere negativ geladen. Wir haben also die Träger mit Hilfe der Influenz geladen: die Herkunft der Träger und ihrer Ladungen ist ja ganz gleichgültig.

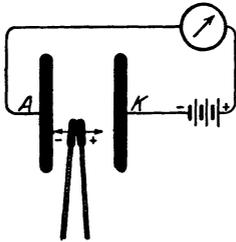


Abb. 305. Modellversuch eines Leitungstromes mit ganz groben, mit der Hand bewegten Elektrizitätsträgern. Galvanometer wie in Abb. 75 und 83.

Den positiven Träger bewegen wir zur negativen, den negativen zur positiven Elektrode und so fort mit weiteren Trägerpaaren in beliebiger Wiederholung. Wieder beobachten wir Stromstärken von etwa  $10^{-9}$  Ampere.

Gleichung (73) gilt ungeändert. Nur bedeutet  $u$  jetzt die Summe der Geschwindigkeiten der positiven und der negativen Träger, also

$$I = q \frac{(u_+ + u_-)}{l} \quad (176)$$

( $q$  = Ladung eines Vorzeichens).

Statt der beiden Träger können wir eine große Anzahl  $n$  nehmen. Es sei sowohl für die positiven wie für die negativen Träger das Verhältnis Trägerzahl  $n$ /Volumen  $\bar{V} = N_v$ . Dann befinden sich zwischen den Kondensatorplatten oder Elektroden der Fläche  $F$  insgesamt je  $N_v Fl$  Elektrizitätsträger eines Vorzeichens. Jeder einzelne trage  $ze$  Elektrizitätsatome, also die Ladung  $ze$  oder  $z \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}$  Amperesekunden. Dann wird  $q = N_v Fl(ze)$ . Wir beobachten den Strom

$$I = N_v F(ze)(u_+ + u_-). \quad (177)$$

Wir kommen auf diese Gleichung bald zurück (§ 93).

Diese beiden Modellversuche treffen durchaus den Kern der Sache. Das bedarf angesichts scheinbar wesentlicher Abweichungen noch näherer Begründung:

1. In den Modellversuchen fehlen in der Luft ursprünglich die geladenen Träger. Sie werden erst von uns hereingebracht und von uns geladen. Man kann kurz von einer „unselbständigen“ Leitung sprechen. — Aber diese „Unselb-

ständigheit“ haben unsere Modellversuche mit zahlreichen Fällen der Elektrizitätsleitung in gasförmigen, flüssigen und festen Körpern gemeinsam. Viele dieser Körper leiten für sich allein nicht. Wir müssen erst Elektrizitätsträger in sie hineinbringen und dadurch den Strom sowohl einleiten wie aufrecht erhalten. Die „selbständige“ Leitung, wie in Metalldrähten, ist durchaus nicht die Regel.

2. In den Modellversuchen ist die Wanderung der Träger mit dem unbewaffneten Auge zu sehen. — In Leitern ist dieser Fall zwar selten, er kommt aber ebenfalls vor.

3. In den Leitern wandern die Träger unter der Wirkung des Feldes. Das Feld übt eine Kraft auf sie aus [Abb. 106 und Gleichung (19)]. — Im Modellversuch erhalten die Träger ihre Geschwindigkeit unabhängig vom Felde, in den gewählten Beispielen durch unsere Hand.

Hier liegt ein tatsächlicher, aber auch durchaus nicht wesentlicher Unterschied vor. Er wird durch eine Verfeinerung der Versuche in § 93 behoben werden.

§ 92. Zwei Grundtatsachen des Leitungsvorganges hat man sich als ganz besonders wichtig einzuprägen.

1. Der Strommesser zeigt einen Strom keineswegs erst bei der Ankunft der Träger an den Elektroden, sondern schon während ihrer Bewegungen. Der Strommesser reagiert auf jede Änderung des elektrischen Feldes zwischen den Elektroden, oder kurz auf jeden „Verschiebungsstrom“.

2. Für den Strommesser sind die beiden in Abb. 306 und 307 skizzierten Arten der Trägerbewegung gleichwertig.

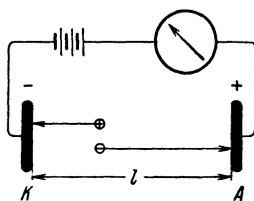


Abb. 306.

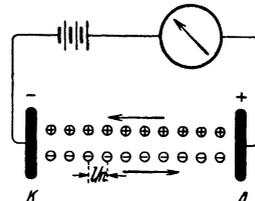


Abb. 307.

Abb. 306 und 307. Zwei verschiedene Arten des Leitungsvorganges.

In Abb. 306 legen die beiden Partner eines Trägerpaares mit ihren Ladungen  $+q$  und  $-q$  insgesamt eine Wegstrecke gleich dem Elektrodenabstand  $l$  zurück.

In Abb. 307 haben wir  $n$  Trägerpaare mit ihren Ladungen  $+q$  und  $-q$ . Die positiven und negativen Partner bewegen sich als zwei Kolonnen entgegengesetzter Marschrichtung relativ zueinander nur um den kleinen Weg  $l/n$ , also nur den  $n$ -ten Teil des ganzen Elektrodenabstandes. Dadurch wird beiderseits je der vorderste Träger seines Partners beraubt und so mit seiner Ladung  $q$  der benachbarten Elektrode zugeführt. Diese Tatsache ist vor allem bei der Leitung in Flüssigkeiten zu beachten.

Soweit die Modellversuche. Wir wollen jetzt die Leitungsvorgänge in verschiedenen Körpern getrennt und im einzelnen behandeln. Die Beobachtungen sollen uns Aufschlüsse über Art, Zahl, Herkunft und Geschwindigkeit der Träger liefern.

§ 93. Unselbständige Leitung in Zimmerluft mit sichtbaren Elektrizitätsträgern. Zur Deutung des Ohmschen Gesetzes. In § 91 benutzten wir Löffel als Elektrizitätsträger zwischen den Luftmolekülen. Die Träger wurden mit der Hand bewegt. Das war unbefriedigend. Deswegen wollen wir jetzt die beiden Versuche I und II von S. 145 in einer verfeinerten Abart wiederholen.

In Abb. 308a ist der Fall I verwirklicht: Die Elektrizitätsatome werden durch Träger von den Elektroden abgeholt und zur gegenüberliegenden Elektrode hinüberschafft. Als Träger benutzen wir feine Staubteilchen der handelsüblichen Aluminiumbronze. Sie bilden, im Felde hin- und herschwirrend, eine silbrig schimmernde Wolke. Je dichter die Wolke, desto größer die Stromstärke.

In Abb. 308b wird der Fall II von S. 145 verwirklicht: Es werden gleiche Mengen geladener Elektrizitätsträger beider Vorzeichen zwischen die Elektroden

gebracht und zu den Elektroden herübergezogen. Die Elektroden bilden diesmal einen Zylinderkondensator. Als Träger dienen Staubteilchen aus Mennige (+) und aus Schwefel (-). Ihre elektrische Aufladung erfolgt durch „Reibungselektrisierung“: Beide Pulver werden von einem Luftstrahl durch die Metalldüse *D* eines Zerstäubers hindurchgetrieben. Die Berührung von Wänden und Rand der Düse führt zur Aufladung. Das Galvanometer zeigt einen überraschend konstanten Strom von etwa  $10^{-8}$  Ampere.

Man läßt den Strom einige Minuten in gleicher Richtung fließen, z. B. wie in Abb. 308b. Dann öffnet man den Kondensator. Man findet den inneren Zylinder, die Kathode, ganz gleichmäßig mit einer feinen Haut von Mennige bedeckt. Die Innenfläche des äußeren Zylinders, die Anode, ist in entsprechender

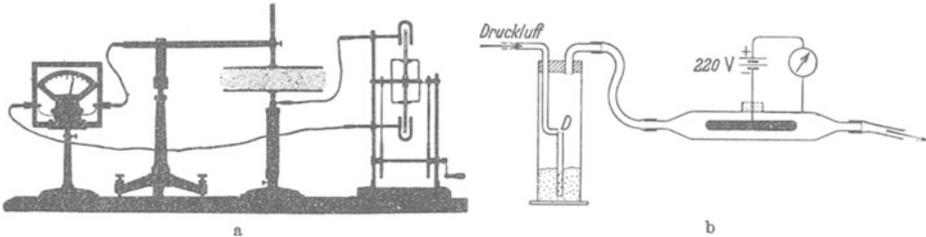


Abb. 308. Elektrizitätsleitung in Luft mit staubförmigen Elektrizitätsträgern. Im Bilde *a* bestehen sie aus Aluminiumpulver, sie sind nur ganz roh durch Punktierung angedeutet. Im Bilde *b* wird ein Luftstrom mit geladenen Staubteilchen durch einen Zylinderkondensator geblasen. In diesem Fall wird das gleiche Galvanometer wie in Abb. 75 benutzt.

Weise mit Schwefel überzogen. Die Elektrizitätsträger sind nach Ablieferung ihrer Last, der Elektrizitätsatome, an den Feldgrenzen oder Elektroden hängen geblieben. Wir haben, scherzhaft gesprochen, einen „galvanoplastischen Mennige- bzw. Schwefelüberzug“, entsprechend der Vernicklung usw. in der Elektrolyse (vgl. § 108a).

Unter Abgabe der Ladungen verstehen wir bei negativen und positiven Trägern wahrscheinlich nur formal das gleiche. Der negative Träger gibt seine überzähligen Elektronen ab. Der positive entzieht wahrscheinlich der metallischen Elektrode Elektronen und ergänzt so seinen Elektronenbestand.

Das Ganze ist kein Modellversuch. Es ist eine echte, unselbständige Elektrizitätsleitung durch Luft, und zwar mit noch gut sichtbaren Trägern.

Der Versuch läßt den Mechanismus der unselbständigen Leitung noch weiter aufklären. Diesem Zwecke dient eine wichtige experimentelle Feststellung: man wiederholt den Versuch statt mit 220 Volt mit kleineren Spannungen. Man findet Strom und Spannung einander proportional. Es gilt unter den hier gewählten Bedingungen das Ohmsche Gesetz. Bisher kannten wir das Ohmsche Gesetz nur für metallische Leiter konstanter Temperatur (S. 9). Hier haben wir einen weiteren Sonderfall seiner Gültigkeit gefunden. Er ist für uns wichtig. Denn er führt uns zu einer plausiblen Deutung dieses einfachen Gesetzes.

Zur Vereinfachung der geometrischen Verhältnisse denken wir uns den Versuch mit den staubförmigen Elektrizitätsträgern mit einem Plattenkondensator ausgeführt. Die Zylinderform des Kondensators in Abb. 308b sollte ja nur die saubere Führung der staubhaltigen Luft erleichtern.

Der von den wandernden Staubträgern gebildete Strom ist

$$I = N_v F (ze) (u_+ + u_-) \quad (177) \text{ v. S. 146}$$

[*F* = Fläche der Kondensatorplatten oder Elektroden, *N<sub>v</sub>* = Trägerzahl/Volumen, (*ze*) = Ladung der einzelnen Träger, (*u<sub>+</sub>* + *u<sub>-</sub>*) = Summe ihrer Geschwindigkeiten.]

Das Verhältnis Spannung/Strom, also *U/I*, wird allgemein als Widerstand definiert. Das Verhältnis Spannung/Kondensatordicke, also *U/l*, ist die elek-

trische Feldstärke  $\mathfrak{E}$ . Wir setzen daher  $U = \mathfrak{E} \cdot l$  und erhalten als Widerstand

$$\frac{U}{I} = \frac{l}{F} \cdot \frac{1}{N_v(z e)} \cdot \frac{\mathfrak{E}}{(u_+ + u_-)}. \quad (177a)$$

Nun ist der Tatbestand des Ohmschen Gesetzes gegeben: die Elektrizitätsleitung mit Staubträgern hat uns für das Verhältnis  $U/I$  einen konstanten Wert  $R$  ergeben. — Wie kann das nach Gleichung (178) zustande kommen? Am einfachsten durch Erfüllung der nachfolgenden beiden Bedingungen:

Erstens: Die Größe

$$N_v(z e) = \frac{\text{Gesamtladung der Träger eines Vorzeichens}}{\text{Volumen}}$$

bleibt konstant, sie wird durch die Abwanderung der Träger im Felde nicht um einen merklichen Bruchteil geändert.

Zweitens: Das Verhältnis  $(u_+ + u_-)/\mathfrak{E}$  bleibt konstant, die Geschwindigkeiten der Träger stellen sich auf bestimmte, der Feldstärke  $\mathfrak{E}$  proportionale Werte  $u$  ein. Es gilt  $u = \mathfrak{E} v$ . Dabei soll der Proportionalitätsfaktor  $v$  die „Beweglichkeit“ heißen, also

$$\boxed{\text{Trägerbeweglichkeit } v = \frac{\text{Trärgeschwindigkeit } u}{\text{elektrische Feldstärke } \mathfrak{E}}} \quad (178)$$

[Einheit: (m/sec)/(Volt/m)].

Die Erfüllung der ersten Bedingung ist eine rein technische Frage: man hat nur die trägerhaltige Luft in genügender Menge und Geschwindigkeit durch den Kondensator zu blasen.

Wie steht es mit der zweiten Bedingung? Das elektrische Feld wirkt auf die Träger dauernd mit der Kraft  $\mathfrak{R} = (z e) \mathfrak{E}$  [Gl. (19) von S. 38]. Wie kann trotzdem ihre Geschwindigkeit  $u$  konstant und der Feldstärke  $\mathfrak{E}$  proportional sein? — Die Antwort auf diese Doppelfrage ist uns aus der Mechanik (§ 43 und 162) geläufig: Die Bewegung der Elektrizitätsträger kommt unter entscheidender Mitwirkung der Reibung zustande, und zwar hier der inneren Reibung der Luft.

Man denke an verschieden schwere, aber gleich große, in Glycerin nach unten sinkende Kugeln. Die Sinkgeschwindigkeit ist (nach kurzer anfänglicher Beschleunigung!) konstant und dem Gewicht der Kugeln proportional. — Bei den staubförmigen Elektrizitätsträgern kann man das Gewicht vernachlässigen, an seine Stelle tritt die Kraft  $\mathfrak{R} = (z e) \cdot \mathfrak{E}$ .

Wir werden das Ohmsche Gesetz bei äußerlich recht verschiedenartigen Leitungsvorgängen finden. In allen Fällen werden wir die grundlegende Gleichung (177) benutzen, jedoch meist in etwas abgeänderter Form. Wir setzen  $N_v F l = N_v V = n$  und erhalten mit (178) zunächst

$$\boxed{I = n(z e)(v_+ + v_-) \cdot U/l^2} \quad (179)$$

[ $n$  = Gesamtzahl der Träger eines Vorzeichens im Volumen  $V = F \cdot l$ ;  $N_v = n/V$ ;  $(z e)$  = Ladung des einzelnen Trägers].

Sodann bezeichnen wir abkürzend die Größe

$$\left. \begin{aligned} \frac{U}{I} \cdot \frac{F}{l} &= \sigma \text{ als spezifischer Widerstand} \\ \text{und ihren Kehrwert} \\ \frac{I}{U} \cdot \frac{l}{F} &= \kappa \text{ als spezifische Leitfähigkeit.} \end{aligned} \right\} \quad (180)$$

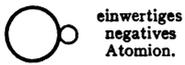
Dann ergibt sich die wichtige Beziehung

$$\boxed{\kappa = N_v(z e)(v_+ + v_-)}. \quad (181)$$

Endlich setzen wir  $\kappa$  in (177) und (178) ein und erhalten die kurze Form

$$\boxed{I = \kappa F \cdot \mathfrak{E}}. \quad (177b)$$

§ 94. Unselbständige Leitung in Luft. Ionen als Elektrizitätsträger. Im vorigen Paragraphen waren die geladenen Pulverteilchen Elektrizitätsträger von mikroskopischer Sichtbarkeit. Nach dem uns jetzt schon



einwertiges negatives Atomion.



dreiwertiges negatives Atomion.



zweiwertiges positives Atomion.



einwertiges negatives Molekülion.

mehr vertrauten Bilde der unselbständigen Leitung ist die Größe der Träger von recht untergeordneter Bedeutung. Man wird auch Träger unterhalb der dem Mikroskop gezogenen Grenze erwarten („Amikronen“). Als kleinste Elektrizitätsträger wird man zunächst einzelne Moleküle oder Atome in Betracht ziehen. Moleküle und Atome als Elektrizitätsträger nennt man Ionen. Negative Ionen haben negative Elektrizitätsatome, also Elektronen zuviel, positive zuwenig. Man vergleiche Abb. 309.

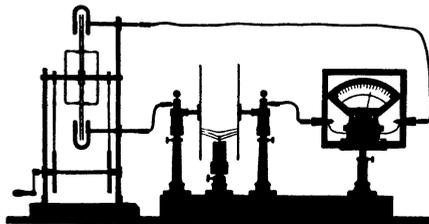


Abb. 309. Grobschematische Bilder von „Ionen“.

Abb. 310. Trägerleitung in Luft. Kerzenflamme als Ionenquelle, links Influenzmaschine. Schattenriß.

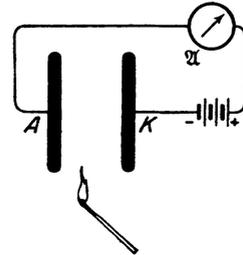


Abb. 311. Ein brennendes Streichholz als Ionisator. Galvanometer wie in Abb. 75 u. 78.

Wie bringt man Ionen in ein Gas herein, oder wie macht man aus den Molekülen eines Gases Ionen? — Es gibt viele Verfahren; wir nennen drei Beispiele:

1. Chemische Vorgänge bei hoher Temperatur. Die Abb. 311 zeigt ein brennendes Streichholz als Ionisator.
2. Röntgenlicht.
3. Die Strahlen der radioaktiven Substanzen.

Diese Ionisatoren lassen die Kenntnis der unselbständigen Gasleitung vertiefen. Der Mechanismus der Ionenbildung selbst kommt in § 141 zur Sprache.

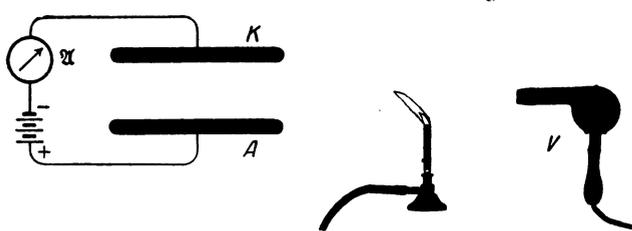


Abb. 312. Mitführung der von einer Bunsenflamme gebildeten Ionen durch den Luftstrom eines Ventilators. Galvanometer wie in Abb. 75 und 78.

Mit einer Flamme als Ionenquelle<sup>1)</sup> zeigt der Leitungsvorgang noch ein sehr anschauliches Verhalten. Im Schattenbild (Abb. 310) sieht man die heißen trägerhaltigen Gase zu den Elektroden strömen. Nach etwa einer Minute

bemerkt man an der Ankunftsstelle auf der negativen Elektrode einen Rußfleck. Dort sind also Rußteilchen als Elektrizitätsträger angekommen und nach Abgabe ihrer Ladungslast hängen geblieben.

Ein weiterer Versuch zeigt eine nicht unbeträchtliche Lebensdauer  $\tau$  der Ionen. In der Abb. 312 ist  $AK$  der übliche Plattenkondensator mit dem Strommesser  $G$ . Rechts von ihm steht eine Bunsenflamme als Ionisator. Die

<sup>1)</sup> OTTO VON GUERICKE näherte die Flaumfeder  $a$  seines „Schwebekondensators“ in Abb. 108 einer brennenden Kerze. Dabei entlud sich die Feder, flog zur geladenen Kugel, lud sich wieder auf, und das Spiel begann von neuem. 1733 übertrug DU FAY die Ladung von einem Körper auf einen mehrere Meter entfernten zweiten mittels einer zwischen beiden brennenden Flamme.

gebildeten Ionen steigen mit der warmen Luft in die Höhe, erreichen also den Kondensator nicht. Wohl aber kann man sie mit einem seitlichen Luftstrom dem Ort ihrer Bestimmung zuführen. Ein kleiner Handventilator *V* tut es leicht. Auf dem Wege von der Flamme zum Kondensator bleibt also ein Teil der Ionen erhalten. Die Lebensdauer der Ionen muß also mindestens nach Zehntelsekunden zählen.

Dies Ergebnis überrascht angesichts der gegenseitigen Anziehung der Ionen entgegengesetzter Vorzeichen. Für jedes Ionenpaar gilt doch das Feldlinienbild der Abb. 49 und 100, und die Träger entgegengesetzten Vorzeichens müssen sich paarweise zu neutralen Gebilden vereinigen.

Die „Wiedervereinigung“ läßt sich messend verfolgen. Dazu dient der in Abb. 313 dargestellte Apparat. Drei kleine Zylinderkondensatoren haben den äußeren Hohlzylinder gemeinsam. Die inneren Zylinder sind drei einzelne, mit Bernstein isolierte Drähte. Jeder von ihnen kann mit dem Zweifadenvoltmeter verbunden werden. In der Abb. 313 ist es der unterste. Unter dem senkrechten Hohlzylinder steht als Ionisator eine kleine Gasflamme. Die heißen Gase steigen durch den „Kamin“ in die Höhe.

In dem untersten der drei Kondensatoren stellen wir ein Feld durch kurze Berührung mit der städtischen Zentrale her. Es bricht innerhalb einer Sekunde zusammen. Im mittleren Kondensator hält sich ein Feld schon etliche Sekunden, im obersten etwa eine halbe Minute. — Die Mehrzahl geht schon in weniger als 0,1 Sekunde durch Wiedervereinigung verloren. Das berechnet man aus der Steiggeschwindigkeit der warmen Luft und dem Abstand der einzelnen Kondensatoren. Am oberen Ende des Kamines können nur noch sehr schwer bewegliche Elektrizitätsträger ankommen. Sie finden nach dem Fortfall der kleinen flinken Ionen nur noch selten Anschluß.

Diese behäbigen und daher lange lebenden Elektrizitätsträger können gelegentlich lästig werden. Eine im Zimmer brennende Bunsenflamme kann feine Messungen stören. Es gibt jedoch ein einfaches Hilfsmittel für ihre Beseitigung, nämlich ein elektrisches Feld. — Das zeigt der in Abb. 314 dargestellte Versuch. Im unteren Kondensator wird, etwa durch Verbindung mit der Zentrale, ein elektrisches Feld hergestellt. Dann erhält der mittlere und der obere Kondensator von der Flamme keine Ionen mehr.

**§ 95. Unselbständige Ionenleitung in Zimmerluft. Ionenbeweglichkeit. Sättigungsstrom.** Röntgenlicht ist ein sehr bequemer und wirksamer Ionisator. In Abb. 315 ist *AK* der übliche Plattenkondensator. Das Röntgenlicht fällt in Richtung der Pfeile ein. Im Röntgenlicht entstehen praktisch nur kleine Molekülonen. Das schließt man aus der Größe ihrer Beweglichkeit im elektrischen Felde. Diese ist unschwer zu bestimmen, man vergleicht die Geschwindigkeit der Ionen mit der eines Luftstromes und dividiert sie durch die benutzte Feldstärke.

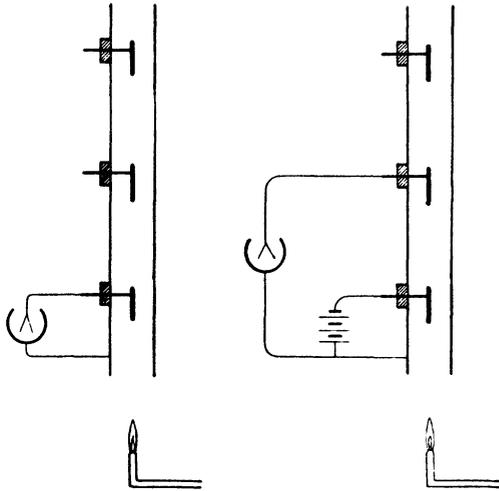


Abb. 313. Lebensdauer und Wiedervereinigung von Ionen.

Abb. 314. Beseitigung von Ionen durch ein elektrisches Feld.

Die Abb. 316 zeigt im Schema eine der vielen technisch möglichen Ausführungsformen. Ein schmaler Streifen *ab* eines Rohres wird von Röntgenlicht durchsetzt. Ein Luftstrom bekannter Geschwindigkeit bläst die Ionen quer durch das Feld eines Zylinderkondensators. Die innere Zylinderelektrode ist unterteilt. Mit der rechten Hälfte ist ein Strommesser verbunden. Bei ruhender oder langsam strömender Luft enden die Bahnen aller negativen Ionen auf der linken Hälfte der Innenelektrode. Von einer bestimmten Luftgeschwindigkeit an erreichen die bei *a*, also an der Innenwand des Außenzylinders, gebildeten Ionen die rechte Hälfte der Innenelektrode. Ihr Weg ist gestrichelt angedeutet. Der Strommesser zeigt ihre Ankunft durch einen Ausschlag an.

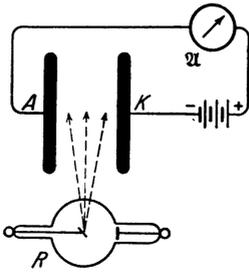


Abb. 315. Ionisierung von Zimmerluft durch Röntgenlicht. Galvanometer wie in Abb. 75 und 78. Zahlenbeispiel in Abb. 317.

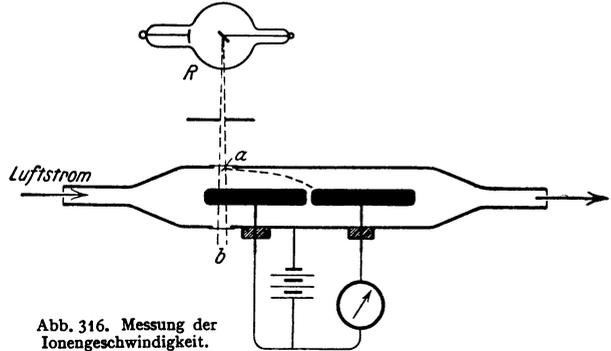


Abb. 316. Messung der Ionengeschwindigkeit.

Mit derartigen Messungen findet man die Geschwindigkeit *u* der Ionen der Feldstärke  $\mathcal{E}$  proportional. Es gilt  $u = \mathcal{E}v$ . Der Proportionalitätsfaktor *v* heißt nach § 93 die Beweglichkeit der Ionen. Man findet in Zimmerluft die Beweglichkeit  $v_-$  der negativen Ionen  $= 1,89 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m/sek}}{\text{Volt/m}} (= 1,89 \frac{\text{cm/sek}}{\text{Volt/cm}})$  und die der positiven  $v_+ = 1,37 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m/sek}}{\text{Volt/m}} (= 1,37 \frac{\text{cm/sek}}{\text{Volt/cm}})$ . Für andere Gase gleichen Druckes ergeben sich ähnliche Werte.

In unserem Plattenkondensator der Abb. 315 hatten wir bei dem Versuch eine Feldstärke  $\mathcal{E}$  von etwa 5000 Volt/m. Also liefen die Ionen immerhin mit fast 1 m/sek Geschwindigkeit durch das Gewimmel der Luftmoleküle hindurch.

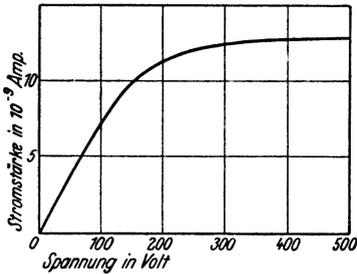


Abb. 317. Sättigungsstrom.

Die Beweglichkeit der Ionen hängt mit ihrer Diffusionskonstante zusammen und daher mit der inneren Reibung der Luft. Näheres in § 162 des Mechanikkbandes.

Wir kennen bisher nur eine Art des Zusammenhanges von Strom und Spannung: die Proportionalität beider. Sie bildet den Inhalt des Ohmschen Gesetzes. Das Ohmsche Gesetz gilt aber, wie häufig betont, nur in Sonderfällen. Oft ist von seiner Gültigkeit keine

Rede. Ein typisches Beispiel dieser Art soll jetzt gezeigt werden.

Wir nehmen wieder die Anordnung der Abb. 315, benutzen aber als Stromquelle eine Batterie variabler Spannung. Die Abb. 317 gibt den mit dieser Anordnung gefundenen Zusammenhang von Strom *I* und Spannung *U*. Anfänglich steigt der Strom proportional der Spannung. Es gilt das Ohmsche Gesetz  $U/I = \text{const.}$  Bei weiterer Spannungserhöhung steigt der Strom weniger als proportional. Schließlich wird er konstant, unabhängig von der zwischen den Elektroden herrschenden Spannung. Dieser konstante Höchstwert heißt der Sättigungsstrom.

Zur Deutung dieser Stromspannungskurve knüpft man an § 93 an. Dort ergab sich die Gleichung

$$I = n(ze)(v_+ + v_-) \cdot U/l^2. \quad (179) \text{ v. S. 149}$$

$(ze)$ , die Ladung eines Ions, sowie die Beweglichkeiten  $v$  und der Elektrodenabstand  $l$  sind konstant.  $n$  ist die Zahl der im Kondensator vorhandenen Ionen. Diese ist unschwer anzugeben: Das Röntgenlicht erzeugt in der Zeit  $t$   $N$  Ionenpaare; die Ionen haben infolge der Wiedervereinigung nur eine begrenzte Lebensdauer  $\tau$ . Daher ist die Zahl der vorhandenen Ionen<sup>1)</sup> (der Ionenbestand)

$$n = \frac{N}{t} \cdot \tau. \quad (181a)$$

Bei kleinen Spannungen gehen zwar schon Ionen durch Abwanderung zu den Elektroden verloren. Gleichzeitig aber vermindert die geordnete Wanderung die Wiedervereinigung, und dadurch vergrößert sie die Lebensdauer  $\tau$ . Infolgedessen kann die zunehmende Lebensdauer die Verluste durch Abwanderung ausgleichen. Der Bestand  $n$  bleibt noch praktisch konstant, und somit der Strom  $I$  der Spannung  $U$  proportional. — Bei größeren Spannungen reicht der beschriebene Ausgleich nicht mehr aus, der Ionenbestand  $n$  nimmt ab, der Strom steigt langsamer als die Spannung. Schließlich erreichen alle Ionen ohne Wiedervereinigung die Elektroden; dann wird der Bestand  $n$  der Abwanderungsgeschwindigkeit  $u = vU/l$  umgekehrt proportional: dadurch fällt die Spannung  $U$  aus der Gl. (179) heraus; der Strom erreicht einen konstanten, von  $U$  unabhängigen Sättigungswert  $I_s$ .

Die Sättigungsströme in ionisierten Gasen spielen meßtechnisch eine große Rolle. Oft ist z. B. die Gesamtzahl der von Röntgenlicht je Zeiteinheit gebildeten Ionen zu messen. Sie ist ein relatives Maß für die Strahlungsstärke (Watt/Raumwinkel) des betreffenden Röntgenlichtes. Solche Messungen haben nur bei Sättigungsstrom Sinn. Nur beim Sättigungsstrom erfaßt man alle je Zeiteinheit gebildeten Ionen ohne Wiedervereinigungsverluste auf ihrer Bahn.

Zum Schluß noch ein Wort über die spontane Elektrizitätsleitung in Luft. Wir haben die Luft bisher als einen nahezu idealen Isolator betrachtet. Das ist auch vollständig berechtigt. Ohne äußere Zufuhr und ohne ionisierende Strahlungen usw. enthält Luft nur eine verschwindende Trägerzahl. Größenordnungsmäßig gilt

$$(N_v)_{\text{sp}} = \frac{\text{Zahl der vorhandenen Ionen}}{\text{Volumen}} = \frac{10^3}{\text{cm}^3},$$

$$\frac{N_{\text{spont}}}{tV} = \frac{\text{Zahl der gebildeten Ionen}}{\text{Zeit} \cdot \text{Volumen}} = \frac{10}{\text{sec cm}^3}$$

und daraus nach (181 a)

$$\text{mittlere Lebensdauer } \tau_{\text{spont}} \approx 100 \text{ sec.}$$

<sup>1)</sup> Diese Beziehung gilt ganz allgemein. Entstehen in der Zeit  $t$   $N$  Individuen mit der mittleren Lebensdauer  $\tau$ , so ist der stationäre Bestand  $n = \frac{N}{t} \cdot \tau$ . — Beispiel: In Deutschland wird ungefähr alle 20 Sekunden ein Kind geboren, also ist das Verhältnis  $\frac{\text{Geburtenzahl } N}{\text{Zeit } t} = \frac{5 \cdot 10^{-2}}{\text{sec}}$ . Ferner ist die mittlere Lebensdauer eines Deutschen  $\approx 53$  Jahre =  $1,6 \cdot 10^9$  sec.

Folglich ist der stationäre Bestand der deutschen Bevölkerung

$$n = 5 \cdot 10^{-2} \text{ sek}^{-1} \cdot 1,6 \cdot 10^9 \text{ sek} = 80 \text{ Millionen.}$$

Zur Messung von  $(N_e)_{\text{spont}}$  muß man kleine Spannungen benutzen und im Gültigkeitsbereich des Ohmschen Gesetzes bleiben. Dann läßt sich  $(N_e)_{\text{spont}}$  aus Gl. (179) von S. 149 berechnen [ $N_e = (N_e)_{\text{spont}}$ , für Luftionen  $z = 1$  und Beweglichkeit nach S. 152 bekannt].

Zur Messung des Verhältnisses  $\frac{N_{\text{spont}}}{i \cdot V}$  dient der bei großen Spannungen gemessene Sättigungsstrom  $I_s$ . Es gilt

$$I_s = \frac{N_{\text{spont}} \cdot e}{t} \quad \text{und} \quad \frac{I_s}{e \cdot F l} = \frac{N_{\text{spont}}}{t \cdot V}$$

( $F l = \text{Volumen des Meßkondensators}$ ).

Die spontane Ionisation der Luft rührt zu großem Teile von der Elektronenabspaltung durch die Strahlung radioaktiver Substanzen her. Diese fehlen nirgends auf dem Festlande. Ein Teil der Strahlung ist kosmischen Ursprungs, auf ihn entfallen am Erdboden etwa zwei von den 10 in jeder Sekunde im Kubikzentimeter gebildeten Ionenpaaren. (Durchdringende Höhenstrahlung, möglichenfalls dem Fixsternsystem entstammend.)

Das in den §§ 93—95 über die unselbständige Leitung der Zimmerluft Gesagte mag genügen. Es gilt qualitativ ebenso für die anderen Gase, bei Edelgasen allerdings erst bei einem Druck von etlichen Atmosphären.

**§ 96. Unselbständige Elektrizitätsleitung im Hochvakuum.** Die unselbständige Elektrizitätsleitung in Gasen von hohem Druck, z. B. in Zimmerluft, zeigt sehr einfache Verhältnisse: vom elektrischen Felde gezogen, wandern die Elektrizitätsträger durch das Gewühl der Gasmoleküle hindurch. Sie überwinden die innere Reibung des Gases. Ihre Geschwindigkeit  $u$  ist der Feldstärke  $\mathcal{E}$  proportional.

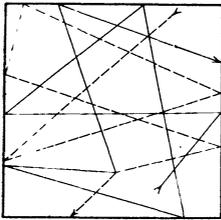


Abb. 318. Bahn zweier Moleküle im Hochvakuum.

Wir wenden uns jetzt einem zweiten, durch große Übersichtlichkeit ausgezeichneten Falle zu: der unselbständigen Elektrizitätsleitung im Hochvakuum. Damit gelangen wir auf einfachstem Wege zu einer ganz fundamentalen Aussage über die Natur des Elektrons, des negativen Elektrizitätsatoms.

Zur Erläuterung des Fachausdruckes Hochvakuum dient die Skizze der Abb. 318. Sie ist, wieder bildlich gesprochen, eine Zeitaufnahme von etwa  $10^{-3}$  sek Belichtungsdauer. Sie zeigt uns lediglich die Bahn von 2 Molekülen. Die freie Weglänge ist groß gegen die Gefäßdimensionen geworden. Es gibt praktisch keine Zusammenstöße der Moleküle mehr mit ihresgleichen, sondern nur noch mit den Wänden. Moderne, mit Hg-Dampf betriebene Pumpen lassen die Gasdichte unschwer auf den  $10^9$  Teil ihres normalen Wertes erniedrigen. Immerhin schwirren auch dann noch in jedem Kubikzentimeter rund  $10^{10}$  Moleküle herum. Die Bahngeschwindigkeit der Moleküle ist auch jetzt nur von der Temperatur bestimmt, bei Luft von Zimmertemperatur also rund 500 m/sek.

Im Hochvakuum fehlen an sich jegliche Elektrizitätsatome. Das Hochvakuum stellt in diesem Sinne den allerbesten Isolator dar. Die Elektrizitätsatome müssen also von außen in das Hochvakuum hineingebracht werden. Aus einer Reihe verschiedener Verfahren ist das Glühen der negativen Kondensatorplatte, der „negativen Elektrode“ oder „Kathode“, das einfachste. Dann „dampfen“ aus ihr Elektronen heraus. Der Kürze halber verwenden wir gleich diese Bezeichnung. Sie wird im folgenden Paragraphen ihre experimentelle Rechtfertigung finden. Als Kathode benutzt man meistens einen elektrisch geheizten Wolframdraht (Abb. 319).  $A$  ist die zweite Begrenzung des elektrischen Feldes, die „positive Elektrode“ oder „Anode“. Das Amperemeter zeigt einen Strom von beispielsweise etlichen Milliampere. Er verschwindet bei Umkehr der Feldrichtung. Also treten tatsächlich aus dem Glühdraht nur Elektronen aus. Das Rohr wirkt als „Gleichrichter“.

Nach ihrem Austritt aus dem Glühdraht werden die Elektronen vom elektrischen Felde gefaßt. Der vom Strommesser angezeigte Strom erreicht bereits bei niedrigen Spannungen einen Sättigungswert. Folglich müssen schon bei niedrigen Spannungen sämtliche Elektronen die Anode erreichen.

Das elektrische Feld wirkt auf eine Ladung  $e$  nach Gleichung (19) von S. 38 mit der Kraft  $\mathfrak{F} = e\mathfrak{E}$ . Bei hohem Gasdruck wurden die Träger dieser Ladung, die Elektrizitätsträger, durch die innere Reibung des Gases gebremst. Sie hatten eine bestimmte „Beweglichkeit“  $v$ . Ihre Geschwindigkeit stellte sich auf einen bestimmten Wert  $u$  ein, und dieser war der jeweiligen Feldstärke proportional. Es galt  $u = \mathfrak{E}v$ . Ganz anders im Hochvakuum. Im Hochvakuum fehlt die Reibung. Infolgedessen werden die Elektronen nach der Grundgleichung der Mechanik dauernd beschleunigt, ihre Geschwindigkeit wächst dauernd. Sie „fallen“ durch das elektrische Feld hindurch. Sie erhalten dabei eine kinetische Energie  $\frac{1}{2}mu^2$ . Mit dieser prasseln sie gegen die gegenüberliegende Elektrode, die Anode (Abb. 319). In kurzer Zeit gerät die Anode unter dem Anprall der unsichtbaren Träger in helle Glut ( $U$  etwa = 800 Volt).

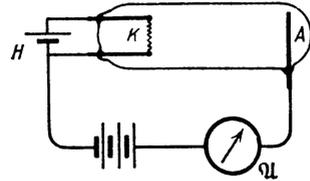


Abb. 319. Elektronenstrom aus einer Glühkathode. Technisch kann man pro Watt Heizleistung aus glühenden Wolframkathoden Elektronenströme bis zu  $5 \cdot 10^{-2}$  Ampere erhalten. Durch Auftragen von Bariumoxyd mit einem stöchiometrischen Überschuß von Bariummetall läßt sich die Elektronenausbeute pro Watt Heizleistung bis zu 1 Amp erhöhen. Die Glühkathode wird dann „indirekt“ geheizt; d. h. sie wird als Hohlkörper ausgebildet und durch die Strahlung eines in seinem Inneren glühenden Wolframdrahtes erwärmt. Größere Glühkathoden werden zweckmäßig mit einem spiegelnden Schutzmantel umgeben; er verhindert Strahlungsverluste und läßt die Elektronen durch einige Öffnungen entweichen.

In der Fortführung der Versuche durchbohren wir die Anode (Abb. 320). Dann fliegen die Elektronen durch das Loch hindurch. Sie fliegen — und zwar nunmehr mit konstanter Geschwindigkeit — geradlinig bis zum nächsten Hindernis, z. B. dem hohlen Kasten 1. Einen solchen Schwarm geschößartig dahinfliegender Elektronen nennt man Kathodenstrahlen. Kathodenstrahlen sind völlig unsichtbar. Als Indikator dient uns der Ausschlag des zwischen  $A$  und 1 eingeschalteten Amperemeters  $\mathfrak{A}_1$ . Dabei ist zwischen  $A$  und 1 nicht etwa durch eine Stromquelle ein elektrisches Feld erzeugt. Die Elektronen fliegen vielmehr mit ihrer mitgebrachten Geschwindigkeit dahin.

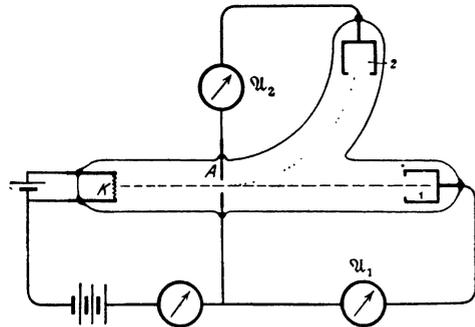


Abb. 320. Geradlinige Flugbahn der unsichtbaren Kathodenstrahlen und ihre Kreisbahn in einem Magnetfeld. Das Magnetfeld steht rechts von  $A$  senkrecht zur Papierebene, auf den Beschauer hin gerichtet.

Die Benutzung des hohlen Kastens statt einer Platte hat folgenden Grund: Kathodenstrahlen ionisieren beim Aufprall auf feste Körper die oberflächlichen Molekülschichten. Dabei werden Elektronen abgespalten. Diese fliegen als langsame Kathodenstrahlen diffus nach allen Richtungen als sog. „sekundäre“ hinaus. Ihre Zahl kann die der primären übertreffen. Dann kehrt sich das Ladungsvorzeichen von 1 um. Das verhindert man beim Auffangen der primären Strahlen mit einem Hohlraum.

Diese Kathodenstrahlen, also dieser Schwarm gerichtet fliegender Elektronen, müssen wie alle bewegten Ladungen ein Magnetfeld haben. Sie müssen durch andere Magnetfelder abgelenkt werden. Der experimentelle Nachweis ist ebenfalls in der Abb. 320 skizziert worden. Die Kathodenstrahlen werden senkrecht zu ihrer Flugrichtung und senkrecht zu den magnetischen Feldlinien abgelenkt. Sie

treffen nicht mehr auf den Kasten 1, sondern auf den seitlich angebrachten Kasten 2, und dadurch zeigt das Amperemeter  $\mathfrak{A}_2$  einen Strom an.

So weit die qualitativen Beobachtungen an diesen völlig unsichtbaren Kathodenstrahlen. Sind es wirklich, wie behauptet, Elektronen, also Atome der negativen Elektrizität, frei für sich allein? Oder werden sie doch von chemischen Molekülen bzw. Atomen getragen? Zur Beantwortung dieser Frage hat man  $m$ , die Masse des einzelnen Kathodenstrahlteilchens, zu ermitteln. Das geschieht in § 97.

§ 97. Das Atomgewicht des Elektrons nach Beobachtungen an Kathodenstrahlen. In Abb. 320 beschleunigt das elektrische Feld die Elektronen zwischen den Elektroden  $K$  und  $A$ . Es erteilt jedem einzelnen die kinetische Energie  $\frac{1}{2}mu^2$ . Dabei hat das elektrische Feld eine Arbeit zu leisten. Diese berechnet sich nach Gleichung (20) von S. 38 im elektrischen Maße zu  $e \cdot U$  Wattsekunden. Also

$$\frac{1}{2} mu^2 = e \cdot U \quad (182)$$

( $e$  = Elektronenladung =  $1,60 \cdot 10^{-19}$  Amperesekunden;  $U$  = Spannung zwischen  $K$  und  $A$ ).

In dieser Gleichung stecken zwei Unbekannte:  $m$ , die Masse, und  $u$ , die Geschwindigkeit des einzelnen Elektrons. Man braucht daher noch eine zweite Gleichung. Diese gewinnt man durch die magnetische Ablenkung des Kathodenstrahles in dem von elektrischen Feldern freien Raume zwischen  $A$  und  $\mathfrak{A}_2$ .

Auf eine mit der Geschwindigkeit  $u$  bewegte Ladung  $e$  wirkt eine Kraft im Betrage

$$\mathfrak{R} = \mathfrak{B}ue. \quad (94) \text{ v. S. 87}$$

Sie zwingt als Radialkraft das Elektron in eine Kreisbahn vom Radius  $r$ . Sie steht in jedem Augenblick senkrecht zur Bahn, ist auf den Kreismittelpunkt hin gerichtet und hat den Betrag

$$\mathfrak{R} = mu^2/r. \quad (183) = (6) \text{ der Mechanik}$$

Gleichung (94) und (183) zusammengefaßt geben die zweite,  $m$  und  $u$  enthaltende Gleichung, nämlich

$$\mathfrak{B} \cdot r = \frac{m}{e} \cdot u. \quad (184)$$

( $\mathfrak{B}$  in Voltsek./m<sup>2</sup>;  $r$  in Meter;  $m$  in kg;  $u$  in m/sek.;  $e$  =  $1,60 \cdot 10^{-19}$  Amperesekunden).

Zur Bestimmung von  $m$  und  $u$  nach Gleichung (182) und (184) ist also nur zweierlei erforderlich:

1. Beschleunigung der Elektronen durch eine bekannte Spannung  $U$ ,
2. Ausmessung ihres Bahnkrümmungsradius  $r$  in einem Magnetfelde der bekannten Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}$ . Messungen dieser Art führen zu Tabelle 7. Diese bringt ein Ergebnis von fundamentaler Bedeutung: Die negative Elementarladung  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Amp.Sek. besitzt als Elektron die winzige Masse  $9,1 \cdot 10^{-31}$  kg. Zum Vergleich diene die Masse des kleinsten aller chemischen Atome, nämlich des H-Atoms: Es ist  $m_{\text{H}} = 1,67 \cdot 10^{-27}$  kg, und daher die Masse des Elektrons rund 1838mal so klein.

Man rechnet die Massen der verschiedenen chemischen Atome im allgemeinen nicht in Kilogramm, sondern in Vielfachen der Masse des H-Atoms. Diese relativen, auf  $\text{H} = 1^1$ ) bezogenen Atommassen nennt man nach einem alten Sprachgebrauch Atomgewicht (obwohl das Atomgewicht keine Kraft, sondern eine dimensionslose Zahl ist). In diesem Sprachgebrauch hat also das Elektron das Atomgewicht  $\frac{1}{1838}$ . Es steht als weitaus leichtestes Element an der Spitze der Atomtabellen.

<sup>1)</sup> Genauer  $\text{O} = 16$  und  $\text{H} = 1,008$ .

Tabelle 7.

Beschleunigende Spannung $U$ in Volt	Zur Krümmung auf eine Kreisbahn von 1 m Radius erforderliche magnetische Kraftflußdichte $\mathfrak{B}$ in Voltsek./m <sup>2</sup> oder Produkt $\mathfrak{B}r$ der Gleichung (184) in Voltsek./m	Geschwindigkeit der Elektronen $w$		Spezifische Ladung des Elektrons, d. h. Verhältnis von Ladung $e$ zur Masse $m$ , in Ampere-sekunden/Kilogramm	Masse eines Elektrons in Kilogramm
		in m/sek	in Bruchteilen $\beta$ der Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^8$ m/sek		
$10^3$	$34 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^6$	2 %	$1,76 \cdot 10^{11}$	$9,1 \cdot 10^{-31}$
$10^3$	$106 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^7$	6,3 %	$1,76 \cdot 10^{11}$	$9,1 \cdot 10^{-31}$
$10^4$	$340 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^7$	20 %	$1,72 \cdot 10^{11}$	$9,3 \cdot 10^{-31}$
$4 \cdot 10^4$	$695 \cdot 10^{-6}$	$12 \cdot 10^7$	40 %	$1,71 \cdot 10^{11}$	$9,9 \cdot 10^{-31}$

Zusammenfassung: Bei Leitungsvorgängen können negative Elementarladungen als Elektronen frei, d. h. nicht getragen von irgendwelchen Elektrizitätsträgern, ein elektrisches Feld durchlaufen.

§ 98. Röntgenlampe und Dreielektrodenrohr. Die in § 97 behandelten Erscheinungen sind für die Kenntnis der Elektrizitätsatome von grundlegender Bedeutung. Daneben gewinnt ihre technische Anwendung dauernd an Wichtigkeit. Dieser und der folgende Paragraph bringen Beispiele.

1. Die Hochvakuum-Röntgenlampe. Röntgenlicht entsteht beim Aufprall schneller Elektronen auf Hindernisse, insbesondere Metalle von hohem Atomgewicht. Dabei ist die Ausbeute sehr gering: Über 99% der Elektronenenergie wird in Wärme verwandelt. Die Abb. 321 gibt einen schematischen Längsschnitt durch eine derartige Röntgenlampe. Bei  $K$  befindet sich die Elektronenquelle, ein elektrisch geheizter Wolframdraht.  $A$  ist die positive Elektrode, hier meist Antikathode genannt. Es ist ein Block aus Wolfram oder Tantal.  $A$  und  $K$  werden mit einer Stromquelle hoher Spannung verbunden. Man geht zur Zeit bis zu 250 000 Volt. Das Röntgenlicht entsteht an der Auftreffstelle der Elektronen, dem „Brennfleck“. Außer dem unsichtbaren Röntgenlicht entsteht im Brennfleck auch etwas langwelliges, sichtbares Licht. Meist wird es durch die helle Glut der von den Elektronen bombardierten Antikathode überstrahlt.

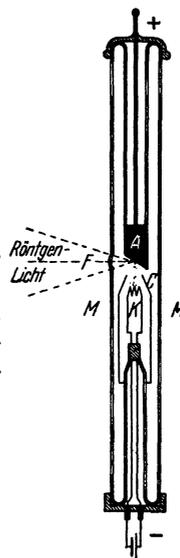


Abb. 321. Eine von den vielen heutigen Ausführungsformen einer Röntgenlampe mit Glühkathode. Der Hohlkegel  $C$  dient zur Vereinigung der Elektronen in einem Brennfleck auf der Antikathode  $A$ .  $M$  = Metallrohr,  $F$  = Glasfenster.

Zum Nachweis des Röntgenlichtes dienen Schirme mit Überzügen aus fluorezenzfähigen Stoffen, meist Pt- oder Zn-haltigen Salzen. Sie leuchten unter der Einwirkung des Röntgenlichtes grünlich oder bläulich-weiß.

Eine Änderung der Glühdrahttemperatur ändert die Zahl der Elektronen und damit die Strahlungsstärke des Röntgenlichtes. Mit der Spannung  $U$  zwischen  $K$  und  $A$  variiert man die Elektronengeschwindigkeit und damit die Durchdringungsfähigkeit des Röntgenlichtes. Die Handknochen werden auf dem Leuchtschirm bei Spannungen von etwa  $4 \cdot 10^4$  Volt sichtbar. — Alles weitere im Optikbände.

2. Das Dreielektrodenrohr. (Der trägheitslose Elektronenschalter.) Die Änderung elektrischer Stromstärken ist eine bei zahllosen physikalischen und technischen Fragen gleich wichtige Aufgabe. Man benutzt dabei ganz allgemein Schaltorgane mit beweglichen Kontakten. Diese Vorrichtungen besitzen jedoch in allen Ausführungsformen eine mehr oder minder große mechanische Trägheit. Am kleinsten war diese bisher bei den „Mikrofonen“. Es sind

Kontakte zwischen Kohlenplatten und -körnern. Diese reagieren schon auf winzige Abstandsänderungen mit großen Widerstandsänderungen (§ 131). Es genügen schon die mechanischen Schwingungen der Platte unter der Einwirkung einer menschlichen Stimme. Darauf beruht die bekannte Verwendung des Mikrophons als Steuerorgan im Fernsprechbetrieb.

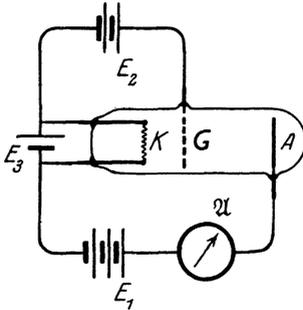


Abb. 322. Dreielektrodenrohr.

Aber auch dem Mikrophon sind enge Grenzen gezogen. Es versagt wie alle anderen mechanischen Schaltorgane im Gebiet hoher Frequenzen, etwa von  $n = 5000/\text{sek}$  aufwärts. Durch die unselbständige Elektrizitätsleitung im Hochvakuum ist hier ein grundsätzlicher Fortschritt erzielt worden. Man kann heute beliebige Steuerorgane für elektrische Ströme frei von mechanischer Trägheit bauen. Ihre einfachste Ausführungsform ist das sog. Dreielektrodenrohr. Es ist in Abb. 322 dargestellt.  $K$  ist die Glühkathode,  $A$  die Anode. Zwischen beiden steht das „Steuer gitter“  $G$ . Die Technik gestaltet  $G$  und  $A$  meist als Hohlzylinder aus und umfaßt mit beiden die Kathode. Im Betriebe schließen Stromquelle  $E_1$  und Amperemeter  $\mathcal{A}$  den Stromkreis.

Eine nennenswerte negative Ladung des Gitters verhindert den Durchtritt der Elektronen. Diese „fallen“ auf den Glühdraht zurück. Die Abb. 323 zeigt die Kennlinie eines Dreielektrodenrohres. Die Abszisse ist die Spannung zwischen Gitter und Glühdraht. Sie kann z. B. von der Batterie  $E_2$  in Abb. 322 herrühren.  $I$  ist die vom Amperemeter  $\mathcal{A}$  angezeigte Stromstärke. Die Spannung  $U_G$  zwischen Gitter und Kathode „steuert“ die Stromstärke  $I$  des Kreises: negative Aufladung des Gitters vermindert, positive erhöht die Stromstärke  $I$ .

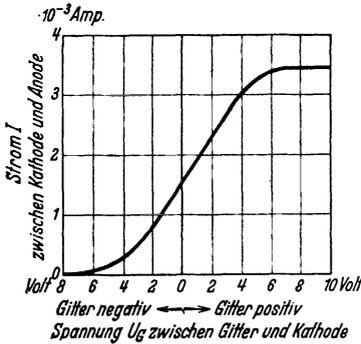


Abb. 323. Charakteristik eines Dreielektrodenrohres.

Zur Kennzeichnung der Rohre bezeichnet man die Spannung zwischen Kathode und Gitter als  $U_G$ , zwischen Kathode und Anode als  $U_A$ , den die Anode durchfließenden Strom als  $I_A$ . Dann definiert man drei Größen: 1. die Steilheit  $S = \left(\frac{\partial I_A}{\partial U_G}\right)_{U_A = \text{const}}$ , 2. Durchgriff  $D = \left(\frac{\partial U_G}{\partial U_A}\right)_{I_A = \text{const}}$ , 3. innerer Widerstand  $R_i = \left(\frac{\partial U_A}{\partial I_A}\right)_{U_G = \text{const}}$ . Somit gilt  $S \cdot D \cdot R_i = 1$ .

Bei ungeladenem Gitter gehen in unserem Beispiel etwa 46% der Elektronen durch das Gitter hindurch. Bei positiver Aufladung und einer Spannung  $U_G = 8$  Volt erreicht der Strom  $I$  seinen Höchstwert. Hohe negative Aufladung des Gitters ( $U_G =$  größer als 6,5 Volt) unterbricht den Stromkreis. Man kann daher das Dreielektrodenrohr auch kurz als „trägheitslosen Elektronenschalter“ bezeichnen. Doch umfaßt dieser Name nicht die ganze Leistungsfähigkeit des Rohres als eines fein abstufbaren Steuerorganes.

Der Elektronenschalter ist ein unentbehrliches Hilfsmittel der modernen Nachrichtenübermittlungstechnik. Unter anderem hat er endlich den Bau eines brauchbaren Stromverstärkers für den Fernsprechbetrieb („Lautverstärker“) ermöglicht. Die kleinen, über die Fernleitungen ankommenden Spannungsschwankungen steuern kräftige Ströme für den Fernhörer der Empfangs-

station. (Man denke sich  $\mathfrak{A}$  als Fernhörer.) Daneben gewinnt er in der Meßtechnik dauernd an Bedeutung. Die äußere Form des Dreielektrodenrohres und seine Verwendung für Sonderzwecke stammt von DE FOREST (1906). Seine vielseitige Ausgestaltung und Anwendung ist eine anonyme Leistung der Technik.

§ 98a. Elektronenoptik. Alle in bezug auf eine Längsachse symmetrischen elektrischen und magnetischen Felder können für Elektronenstrahlen wie eine Linse wirken. Sie vermögen die von einem achsennahen „Dingpunkt“ ausgehenden Elektronenstrahlen in einem „Bildpunkt“ zu vereinigen. Diese Elektronenlinsen wirken grundsätzlich ebenso wie in der Optik die Linsen mit planan Endflächen und radialsymmetrischem Brechungsgefälle (Optik, Abb. 383). Man kann sie z. B. zum Bau von „Elektronenmikroskopen“ benutzen (Optik, § 168). Die Abb. 324 gibt je zwei Beispiele für elektrische und magnetische Elektronenlinsen. Die elektrischen Linsen bestehen aus konzentrischen Hohlzylindern (a) oder aus konzentrisch angeordneten Kreisringscheiben (b). Für den ersten Fall sind einige Feldlinien schematisch skizziert. — Bei den magnetischen Linsen (c und d) fliegen die Elektronen auf ihrem Wege vom Dingpunkt zum Bildpunkt auf einer räumlichen Schraubenbahn. Diese wird von einer Art Doppelkegel umhüllt. Die Schnittlinien des Kegelmantels mit der Papierebene sind für die eine Linse (c) skizziert.

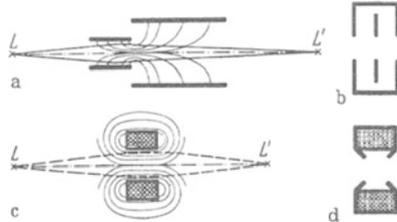


Abb. 324. Je zwei Beispiele elektrischer und magnetischer Linsen. Im Falle b ist eine Elektrode eine Metalldose mit je einem Loch im Boden und im Deckel. Die andere Elektrode ist eine durchbohrte Metallscheibe im Inneren der Dose.

Die grundsätzliche Möglichkeit, mit Kathodenstrahlen eine Abbildung zu erzeugen, war seit etwa 60 Jahren bekannt, doch man hat ihre große Bedeutung nicht erkannt. Seit dem letzten

Jahrzehnt hat sich — im Anschluß an das technische Problem des Fernsehens — rapide ein neues Sondergebiet entwickelt, die Elektronenoptik. Man verdankt ihm zunächst eine große Vervollkommnung eines schon recht alten physikalischen Hilfsmittels, nämlich des „BRAUNschen Rohres“. Dies Instrument dient als Oszillograph, also als sehr trägheitsfreies Meßinstrument, sowohl zur Messung von Stromstärken als auch von Spannungen. Sein Prinzip wird durch die Abb. 325 erläutert.

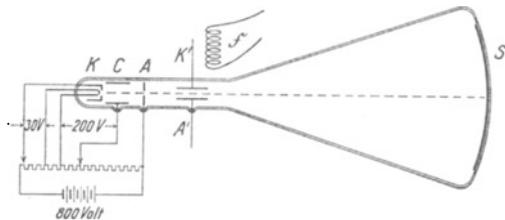


Abb. 325. BRAUNsches Rohr mit Glühkathode. Diese besteht aus einem glühenden Wolframdraht unmittelbar hinter einer negativ aufgeladenen Lochblende (Wehnelt-Zylinder).

Die aus der Glühkathode K austretenden Elektronen durchsetzen einen Hohlzylinder C und eine durchbohrte Anode A. Beide zusammen bilden als elektrische Linse die kleine Öffnung der Glühkathode auf dem Leuchtschirm S ab. Zur Strommessung lenkt man das Bündel durch das Magnetfeld des Stromes ab. Dafür dienen Feldspulen, wie z. B. die Spule  $\mathfrak{S}$ . Zur Spannungsmessung lenkt man das Kathodenstrahlenbündel durch ein elektrisches Feld ab. Dazu dienen Kondensatorplatten A' und K'. Für den Ablenkungsweg  $x$  (Abb. 326) gilt



Abb. 326. Ablenkung elektrisch geladener Strahlen im homogenen elektrischen Felde eines flachen Plattenkondensators.

$$x = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \mathfrak{E} \frac{y^2}{u^2}. \tag{184a}$$

Herleitung: Das Elektron durchlaufe die Kondensatorlänge  $y$  mit der Geschwindigkeit  $u$  in der Zeit  $t = y/u$ . In dieser Zeit „fällt“ das Elektron um die Strecke  $x = \frac{1}{2} b t^2$ . Hier bedeutet  $b$  die dem Elektron von der elektrischen Feldstärke  $\mathcal{E}$  in Richtung der Feldlinien erteilte Beschleunigung. Dabei gilt nach der Grundgleichung der Mechanik Kraft  $\mathcal{F} = mb$  und daher nach Gl. (19) v. S. 38  $e \cdot \mathcal{E} = mb$ . Durch Einsetzen der Werte von  $b$  und  $t$  gibt sich die Gl. (184a).

BRAUNSCHE Rohre gehören heute zu den wichtigsten Hilfsmitteln jedes Laboratoriums. In der Technik bilden sie die wesentlichen Bestandteile der Fernsehapparate. Sie dienen als Abtastorgan auf der Senderseite wie als Bilderzeugungsorgan auf der Empfängerseite.

Beim Fernsehen werden die einzelnen Flächenelemente eines Bildes in rascher Folge nacheinander übertragen. — Auf der Senderseite wird der Schirm eines BRAUNSCHE Rohres durch einen fein unterteilten Plattenkondensator  $KA$  ersetzt (Abb. 327). Seine eine Platte  $K$  besteht aus zahllosen winzigen Teilchen eines Alkalimetalles auf einem Glimmerblatt. Auf diese unterteilte Platte wird das zu übertragende Bild entworfen. Jedes vom Licht getroffene Metallteilchen läßt Elektronen entweichen, ihre Zahl ist der Bestrahlungsstärke des Bildelementes proportional (Optikband § 117 und 159). Das Elektronenbündel des BRAUNSCHE Rohres tastet diese Kondensatorfläche ab; d. h. man läßt die Auftreffstelle des Bündels in enger zickzackförmiger Bahn etwa 20 mal in der Sekunde über die ganze Bildfläche hinweg

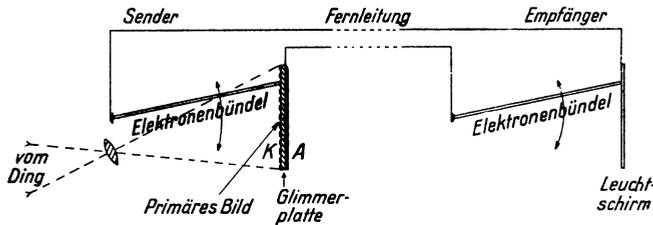


Abb. 327. Schema eines Fernsehapparates mit dem von VLADIMIR ZWORVKIN entwickelten Ikonoskop als Sender. Fortgelassen sind alle Hilfseinrichtungen der Erzeugung, Ablenkung und Synchronisierung beider Elektronenbündel sowie zur Steuerung der Stromstärke im Elektronenbündel des Empfängers.

laufen. Jedes gerade getroffene Alkalimetallteilchen verliert dabei seine positive Ladung, sie wird durch die Elektronen des auftreffenden Bündels kompensiert. Gleichzeitig verlassen negative Ladungen gleicher Größe die rückseitige Fläche  $A$  des Kondensators, und auf diese Weise entsteht ein Strom. Seine Stärke ist der Bestrahlungsstärke der einzelnen Bildelemente proportional. Er wird, durch Elektronenröhren passend verstärkt, dem Empfänger zugeführt. Dort läuft in einem zweiten BRAUNSCHE Rohr ein Kathodenstrahlbündel synchron mit dem des Senders. Die Stromstärke der Kathodenstrahlen wird durch den ankommenden Strom gesteuert und damit die Leuchtstärke seiner Spur auf dem Schirm.

Sehr geeignet ist das BRAUNSCHE Rohr auch als Uhr zur Messung kurzdauernder Zeiten, etwa  $10^{-6}$  Sekunden oder darunter. Man läßt das Kathodenstrahlbündel mit Hilfe eines magnetischen Drehfeldes eine kreisförmige Spur auf den Leuchtschirm zeichnen. Die Zeitmarken erzeugt man entweder durch kurzdauernde Unterbrechungen oder durch kurz dauernde radiale Auslenkung des Bündels.

Die wissenschaftlich bedeutsamste Anwendung hat die Elektronenoptik bisher bei der Schaffung der Elektronenmikroskope gefunden. Der Strahlengang dieser Instrumente gleicht durchaus dem der Lichtmikroskope, nur sind die Glaslinsen durch magnetische oder elektrische Linsen ersetzt. Der Tubus wird meist über ein Meter lang gebaut. Die Bilder werden auf einem Leuchtschirm beobachtet oder photographisch fixiert. Das Auflösungsvermögen der Elektronenmikroskope übertrifft das der Lichtmikroskope heute schon bis zum 100 fachen. Näheres im Optikband § 168.

§ 99. Quantitatives zur thermischen Elektronenemission. Das Herausdampfen von Elektronen aus „Glühkathoden“ ist quantitativ eingehend untersucht worden. Die Flächendichte des Elektronenstromes, also das Verhältnis

$$\frac{\text{Zahl } n \text{ der abdampfenden Elektronen} \cdot \text{Elementarladung } e}{\text{Zeit } t \cdot \text{Metalloberfläche } F} = \frac{I_{\text{th}}}{F}$$

steigt jäh mit der Temperatur. Beispiele in Abb. 328. Die Messungen lassen sich mit Hilfe der Gleichung

$$\frac{I_{th}}{F} = A \cdot T^2 e^{-\frac{e \cdot U_a}{k T_{abs}}} \tag{185}$$

darstellen. Dabei ist  $A$  eine empirische Konstante,  $e \cdot U_a$  die im elektrischen Maß gemessene Abtrennungsarbeit der Elektronen,  $k = 1,39 \cdot 10^{-23}$  Wattsek/Grad die BOLTZMANSsche Konstante. Einige Zahlenwerte findet man in Tabelle 8. Beigefügt sind einige lichtelektrisch bestimmte Abtrennungsarbeiten (Optikband § 118).

Die Elektronen verlassen die Glühkathode wie die Atome eines Elektronengases. Sie haben die zur Temperatur  $T_{abs}$  gehörige thermische Energie (Mechanikband § 149)

$$W_{therm} = k T_{abs}.$$

Zahlenbeispiel:  $T_{abs} = 2500$  Grad;  $W_{therm} = 3,5 \cdot 10^{-20}$  Wattsek = 0,2 eVolt (lies: Elektronenvolt).

Diese Energie kann im allgemeinen vernachlässigt werden. Die Spannung zwischen Glühkathode und Anode ist meistens viel größer als 0,2 Volt.

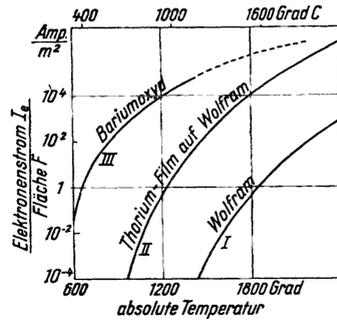


Abb. 328. Die Flächendichte von Elektronenströmen aus Glühkathoden in Abhängigkeit von der Temperatur. Lies  $I_{th}$  statt  $I_e$ .

Tabelle 8.

Metall oder Verbindung	W	Ta	Al	Na	K	Th-Film auf W	Ba-O-Paste	Ba-Dampf auf oxydiertem Wolfram
Konstante $A$ in Amp/m <sup>2</sup> . . . . .	$6 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	—	—	—	$3 \cdot 10^4$	3—100	$\approx 10^4$
Elektrisch gemessene Abtrennungsarbeit in eVolt . . . . .	4,56	4,13	3,9	1,9	1,0	2,65	1,0	1,1

In Abb. 329 S. 162 ist die Stromspannungskurve  $X$  einer Glühkathode im Hochvakuum dargestellt.  $I_{th}$  ist der durch Gl. (185) bedingte spannungsunabhängige Sättigungsstrom. Der vorangehende Anstieg des Stromes folgt der Gleichung

$$I = \text{const} \cdot U^{3/2}. \tag{185 a}$$

Die Konstante hat für den Sonderfall eines flachen Plattenkondensators den Wert

$$\text{const} = F \cdot \frac{4}{9} \cdot \frac{\epsilon_0}{l^2} \cdot \sqrt{\frac{2e}{m}}, \tag{185 b}$$

enthält also im Nenner das Quadrat des Elektrodenabstandes! Die nicht schwierige Herleitung muß aus Platzmangel unterbleiben.

Zahlenbeispiel: Für eine Spannung  $U = 100$  Volt und einen Plattenabstand  $l = 2$  cm =  $2 \cdot 10^{-2}$  m wird  $I/F = 6$  Amp/m<sup>2</sup>. Man braucht also in diesem Fall mindestens 100 Volt, um eine Elektronenstromdichte von 6 Amp/m<sup>2</sup> messen zu können.

Die in Abb. 329 gezeigte Stromspannungskurve  $X$  ist keine Besonderheit der Glühkathode. Man findet sie für jede „unipolare“ Trägerleitung, d. h. immer dann, wenn alle Träger nur einer Elektrode entstammen. Wir bleiben bei der Glühkathode und vernachlässigen die kleine Eigengeschwindigkeit der abdampfenden Elektronen. Die Elektronen sollen also nicht selbständig durch Diffusion zur Anode herübergelangen, sondern nur vom Felde herübergezogen werden. — Unter dieser vereinfachenden Voraussetzung betrachten wir den Einschaltvorgang: Die vom Felde erfaßten Elektronen erzeugen zwischen den Elek-

troden eine Wolke negativer Ladung (vgl. Abb. 86): Ein Teil der von der Anode ausgehenden Feldlinien endet dann nicht mehr an der Kathode, sondern an den Elektronen dieser Wolke. Je dichter die Wolke geworden ist, desto schwächer wird das Feld vor der Kathode. Schließlich enden alle Feldlinien in der Wolke, und vor der Kathode entsteht ein feldfreies Gebiet. Nun kann das Feld die Zahl der erfaßten Elektronen nicht weiter vergrößern, der Elektronenstrom hat seinen vollen, zur Spannung  $U$  gehörenden Wert erreicht. Alle nicht mehr erfaßten Elektronen „fallen“, von der negativen Raumladung zurückgestoßen, auf Parabelbahnen unbenutzt auf die Kathode zurück. (Selbstverständlich kann der Strom  $I$  nicht größer werden als der durch Gl. (185) bestimmte Höchstwert  $I_{th}$ .)

§ 100. Unselbständige Glimmentladung in Gasen. Positive Säule oder Plasma. In Abb. 329 ist eine Glühkathode  $K$  von einer zylindrischen Anode  $A$

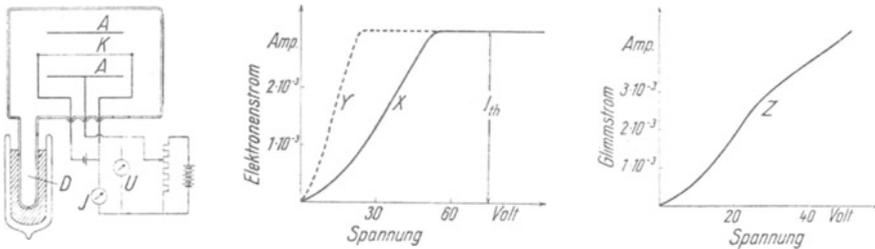


Abb. 329. Messung der Stromspannungskurven einer Glühkathode.  $X$  im Hochvakuum mit Raumladung,  $Y$  nach Beseitigung der Raumladung durch einige positive Ionen,  $Z$  mit Zündung einer Glimmentladung. Das Einsatzrohr  $D$  enthält etwas Hg. Es kann zur Regelung des Dampfdruckes wechselnd in ein Kühlbad von etwa  $-100^\circ\text{C}$  gebracht werden (Kurve  $X$ ) oder auf  $+70^\circ$  Wärme (Kurve  $Z$ ). Kurve  $Y$  entsteht bei einer Zwischentemperatur. —  $K$  Wolframdraht,  $A$  Nickelzylinder, etwa 1 cm  $\varnothing$ .

umgeben. Das Ansatzrohr  $D$  enthält etwas Hg. Sein Dampfdruck kann durch die Temperatur eines Bades nach Belieben eingestellt werden. Bei etwa  $-100^\circ\text{C}$

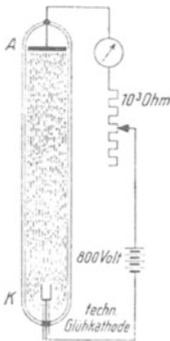


Abb. 330. Glimmentladung mit einer technischen Glühkathode. Sie ist als Zylinder mit drei Zuleitungen gezeichnet. Sie besteht aus einem mit Barium od. dgl. überzogenen Wolframzylinder. Er wird von innen durch die Strahlung einer glühenden Wolframspirale geheizt und nach außen durch einen blanken Metallmantel vor Strahlungsverlusten geschützt. Die Elektronen treten aus einigen Öffnungen im Deckel des Schutzzylinders aus.

bekommt man die Stromspannungskurve  $X$  des Elektronenstromes im Hochvakuum. Nach Beseitigung des Kühlbades steigt der Dampfdruck, und gleichzeitig wird der Anstieg der Stromspannungskurve allmählich steiler, Kurve  $Y$ , doch ist der Sättigungsstrom nicht größer als im Hochvakuum. Bei noch höherem Dampfdruck führt wachsende Spannung zur Zündung einer Glimmentladung: erst leuchtet die Nachbarschaft der Kathode, dann das ganze Feld zwischen den Elektroden. Nun ist kein Sättigungsstrom mehr vorhanden. Der Strom steigt dauernd mit wachsender Spannung, Kurve  $Z$ .

Nach Ausführung dieser Messungen führen wir die Glimmentladung weithin sichtbar vor: In Abb. 330 haben die Glühkathode  $K$  und die scheibenförmige Anode  $A$  einen Abstand von etwa 50 cm. Das Glasrohr enthält Hg-Dampf oder ein Edelgas, am besten Neon. Die Spannung muß jetzt einige 100 Volt betragen. Das Rohr leuchtet hell in seiner ganzen Länge.

Die Mitwirkung von Gasmolekülen am Leitungsvorgang führt also zu sehr auffallender Lichtemission. Ihr Verständnis setzt etliche, im Optikband behandelte Tatsachen voraus. Sie betreffen die Elementarvorgänge bei der Wechselwirkung von Elektronen und Atomen. Wir wiederholen das Wichtigste:

1. Elektronen können mit Atomen nur unterhalb einer gewissen kinetischen Energie, nämlich der kleinsten Anregungsenergie  $eU_A$ , elastisch zusammenstoßen. Dabei bleibt die kinetische Energie der Elektronen praktisch ungeändert.

Die Begründung ergibt sich aus § 40 des Mechanikbandes. Es sei  $m$  die Masse des Elektrons,  $M$  die des Atoms, dann liefert die Gl. (63) als Verhältnis der Elektronengeschwindigkeit nach und vor einem zentralen Zusammenstoß  $u_{\text{vor}}/u_{\text{nach}} = (m - M)/(m + M)$ , also  $\approx 1$ , da  $m \ll M$ . Beim Zusammenstoß mit einem He-Atom verliert ein Elektron nur  $2 \cdot 10^{-4}$  seiner kinetischen Energie.

2. Erreicht oder überschreitet die kinetische Energie eines stoßenden Elektrons eine der vielen Anregungsenergien  $eU_A$  des getroffenen Atoms, so gibt es den Energiebetrag  $eU_A$  an das Atom ab.

3. Das Atom wird durch die vom Elektron bezogene Energie auf ein höheres Energieniveau gebracht. Das Atom behält den Energiegewinn eine gewisse Zeit, dann gibt es ihn wieder ab, und zwar normalerweise unter Lichtemission. Das ausgestrahlte Licht besteht bei der kleinsten Anregungsenergie aus einer einzigen Spektrallinie, bei höheren Anregungsenergien meist aus mehreren Spektrallinien, ihre Wellenlängen sind dem Niveauschema des betreffenden Atoms zu entnehmen. Die Farbe des ausgesandten Lichtes wechselt daher stark mit der kinetischen Energie des stoßenden Elektrons.

4. In Sonderfällen kann das angeregte Atom seine Energie auch ohne Lichtemission auf Atome mit einer kleineren Anregungsenergie übertragen. Die so durch „Stöße zweiter Art“ angeregten Atome können ihrerseits die ihnen eigentümlichen Spektrallinien emittieren.

5. Das ausgesandte Licht vermag andere Atome anzuregen, oder aus den Gefäßwänden und den Elektroden Elektronen abzuspalten (lichtelektrische Wirkung).

6. Die Anregung eines Atoms kann bis zu seiner Ionisierung führen, d. h. bis zur Abspaltung eines freien Elektrons; das nennt man Stoßionisation.

Nun kommt ein neuer, im Optikband noch nicht behandelter Punkt: Bei jeder Stoß-Ionisation bleibt das stoßende Elektron frei, und außerdem wird ein neues Elektron in Freiheit gesetzt. Durch ein elektrisches Feld können beide beschleunigt werden. Beim nächsten Ionisationsstoß sind dann schon 4 Elektronen vorhanden usw. So kann der Bestand an Elektronen und Ionen durch Stoßionisation lawinenartig anwachsen.

Das alles gilt für den Zusammenstoß von Elektronen und Atomen, es sind aber nur die am häufigsten vorkommenden Fälle erwähnt. Moleküle können überdies durch Elektronenstoß und Lichtabsorption chemisch verändert werden. Dadurch werden die Bedingungen noch verwickelter als in einatomigen Gasen und Dämpfen.

Nach diesen Vorbereitungen greifen wir auf die Abb. 329 zurück. — Bei wachsender Gasdichte wird die Stromspannungskurve ( $Y$ ) steiler als im Hochvakuum ( $X$ ). Grund: Die Elektronen bilden durch Stoß einige positive Ionen. Ihre Zahl ist neben der der Elektronen noch verschwindend klein, sonst müßte der Sättigungsstrom größer sein als im Hochvakuum. Infolge ihrer großen Masse bekommen die Ionen eine viel kleinere Geschwindigkeit als die Elektronen. Sie verweilen also lange im Felde, und während der ganzen Zeit können sie die Ladung sehr vieler an ihnen vorbeiziehender Elektronen kompensieren. So wird die negative Raumladung vermindert und dadurch die Ausbildung des Elektronenstroms weniger behindert.

Bei hohem Gasdruck zündet die Glimmentladung (Kurve  $Z$ ). Deutung: Die Zusammenstöße zwischen Elektronen und Gasmolekülen erfolgen häufig genug, um den Ionenbestand lawinenartig ansteigen zu lassen. — Das leuchtende Gas zwischen den Elektroden nannte man früher „positive Säule“, heute hat sich der Name „Plasma“ durchgesetzt. Als ideales Plasma bezeichnet man ein vollständig ionisiertes Gas, es besteht nur noch aus positiven Ionen und

Elektronen. Durch die üblichen Ionisatoren, z. B. Röntgenlicht, wird stets nur ein winziger Bruchteil der Moleküle in Ionen und Elektronen zerspalten; außerdem vereinigt sich die Mehrzahl der Elektronen mit Molekülen zu negativen Ionen. Bei vielen elektrischen Entladungen ist das Plasma noch durch neutrale Moleküle „verdünnt“, doch spielen schon einige hundert Moleküle je Ion keine Rolle mehr. Die Eigenschaften des Plasmas sind eingehend untersucht worden, und zwar mit Hilfe von Sonden: so nennt man eine an beliebiger Stelle eingeführte Drahtelektrode.

Negativ aufgeladen verdrängt die Sonde die Elektronen aus ihrer Umgebung. Ohne Elektronen kann keine Stoßionisation stattfinden, auch können Ionen keine Elektronen einfangen. Es können also keine neutralen Atome gebildet werden und unter Lichtemission in den unangeregten Zustand zurückkehren. Infolgedessen ist die Sonde von einem dunklen Schlauch umgeben.

Bei der hohen Temperatur mancher Fixsterne kann ein Plasma ohne äußeres elektrisches Feld aufrechterhalten werden. Im Laboratorium aber kann man nicht auf ein solches verzichten. Man braucht eine geringfügige Stoßionisation, um die Elektronenverluste durch Wiedervereinigung und Abwanderung zu ersetzen. Dabei bleibt aber die Wanderungsgeschwindigkeit der Elektronen und Ionen in der Feldrichtung klein, es überwiegt weitaus die auch der Richtung nach völlig ungeordnete Bewegung, eine Folge der vielen elastisch verlaufenden Zusammenstöße. Man kann daher sowohl den Elektronen als auch den Ionen eine Temperatur zuschreiben, allerdings nicht beiden die gleiche: Es fehlt der erforderliche Energieaustausch bei den elastischen Zusammenstößen (S. 163). Die Temperaturen der beiden Ladungsträger wachsen proportional der wirklichen elektrischen Feldstärke  $\mathcal{E}$ .

Im Plasma wandern die Elektronen, d. h. sie bewegen sich trotz der dauernd von außen einwirkenden Feldstärke  $\mathcal{E}$  im Mittel mit einer konstanten Geschwindigkeit  $u$ , sie „fallen“ nicht beschleunigt wie im Hochvakuum. Diese konstante Geschwindigkeit kommt folgendermaßen zustande: Jedes Elektron durchläuft wie ein Gasmolekül zwischen zwei Zusammenstößen eine „freie Weglänge“  $\lambda$  in der Flugzeit  $t$ . Währenddessen erfährt es in der Feldrichtung eine Beschleunigung  $b = \mathcal{E}/m = e\mathcal{E}/m$ , und durch sie bekommt es in der Feldrichtung eine Zusatzgeschwindigkeit

$$u' = bt = \frac{e}{m} \cdot \mathcal{E} \cdot t. \quad (186)$$

Bei jedem Zusammenstoß verliert es diese Vorzugsgeschwindigkeit. So wird es z. B. nach einer Reflexion der Feldrichtung entgegen während der nächsten freien Weglänge verzögert. Infolgedessen wächst seine Geschwindigkeit nicht dauernd an; das Elektron bewegt sich trotz der ständig einwirkenden Kraft  $\mathcal{R} = e \cdot \mathcal{E}$  nur mit einer mittleren Geschwindigkeit  $u = \frac{1}{2} u' = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \cdot \mathcal{E} \cdot t$  zur Anode. Die Flugzeit  $t$  der Elektronen längs ihrer freien Weglänge  $\lambda$  wird durch ihre „thermische Geschwindigkeit“  $u_{th}$  bestimmt; es gilt Flugzeit  $t = \lambda/u_{th}$ . Einsetzen dieses Wertes in (186) liefert als Geschwindigkeit

$$u = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \cdot \frac{\lambda}{u_{th}} \cdot \mathcal{E}. \quad (186a)$$

Das Entsprechende gilt für Ionen.

In schwach ionisierten Gasen hängt die freie Weglänge  $\lambda$  nur vom Druck ab, die thermische Geschwindigkeit  $u_{th}$  nur von der Temperatur. Beide sind also von der Feldstärke unabhängig. Folglich ist die Geschwindigkeit der Elektrizitätsträger der Feldstärke proportional, es gilt das Ohmsche Gesetz (§ 95). Im Plasma aber wächst die „thermische“ Geschwindigkeit  $u_{th}$  mit der Wurzel aus der Feldstärke. Folglich steigt die Geschwindigkeit der Träger nicht proportional der Feldstärke, sondern nur proportional ihrer Wurzel.

In Abb. 330 füllt das Plasma den ganzen Querschnitt des Glasrohres. Bei hohen Drucken bildet es oft einen dünnen, von nicht- oder schwach leuchtendem Gase umhüllten Faden. Wie kann eine seitliche Begrenzung aufrechterhalten bleiben? Warum diffundieren die Elektronen nicht sofort nach allen Seiten heraus? Antwort: Das liegt an der so außerordentlich verschiedenen Geschwindigkeit der Elektronen und Ionen. Verglichen mit den Elektronen sind die Ionen praktisch in Ruhe. Sie können den ersten herausdiffundierenden Elektronen nicht folgen. So umgibt sich der Faden mit einem radial nach außen gerichteten elektrischen Feld, und dies zwingt die nachfolgenden Elektronen zur Umkehr. Ein solches, durch ungleiche Diffusionsgeschwindigkeit entstandenes elektrisches Feld nennt man eine Doppelschicht. Ein Plasma hat daher eine große Ähnlichkeit mit einem Metalldraht. Auch ein Metalldraht wird stets durch eine Doppelschicht vor dem Entweichen der Elektronen geschützt.

**§ 101. Selbständige Glimmentladung in Gasen. Kanalstrahlen.** Eine neue Beobachtung: Das Entladungrohr in Abb. 344 S. 171 gleicht dem in Abb. 330 skizzierten, nur ist die Glühkathode durch eine kalte Kathode ersetzt worden. Sie kann aus einem beliebigen Metall bestehen; in Abb. 344 ist Hg gewählt worden. Die Stromquelle hat eine Spannung von etwa 500 Volt, ein Vorschaltwiderstand begrenzt die Stromstärke auf einige zehntel Ampere.

Wir sehen das gleiche wie bei der Glühkathode: gut der Viertel der Rohrlänge sind von Plasma erfüllt. Nur vor der kalten Kathode zeigen sich einige neuartige, durch Wechsel von Farbe und Leuchtdichte auffällige Erscheinungen. Bei Gasdrucken in der Größenordnung 1 mm Hg-Säule sind sie auf die Nachbarschaft der Kathode beschränkt, bei kleineren Drucken aber vergrößert sich der von ihnen eingenommene Raum. Das wird in der Abb. 331 für drei verschiedene Drucke skizziert. Das Entladungrohr gleicht dem der Abb. 330, nur sind beide Metallelektroden scheibenförmig und enthalten in der Mitte siebförmige Öffnungen. Als Füllgas genügt Luft.

Bei einem Druck von einigen zehntel Millimeter Hg-Säule sitzt unmittelbar auf der Kathode eine schwach rosa leuchtende „Glimmhaut“

oder „Kathodenschicht“<sup>1)</sup>. Es folgen der erste oder HITTORFSche Dunkelraum und das violette „Glimmlicht“, auf der Kathodenseite mit scharfer Grenze, genannt „Glimmsaum“. Auf der Anodenseite geht das Glimmlicht allmählich in den zweiten oder FARADAYSchen Dunkelraum hinüber, und dann beginnt allmählich das Plasma. Es erstreckt sich als „positive Säule“ bis zur Anode (oft aus nicht sicher bekannten Gründen auffällig in dunkle und helle, nicht selten wandernde Schichten unterteilt).

Bei Drucken in der Größenordnung 0,01 mm Hg-Säule haben Glimmschicht und Glimmlicht sich stark ausgedehnt und die positive Säule zurückgedrängt. Aus der Öffnung der Kathode tritt rückwärts ein diffus begrenztes leuchtendes Strahlenbündel aus, genannt Kanalstrahlen, Abb. 331 B.

Bei Drucken in der Größenordnung 0,001 mm Hg-Säule erfüllt der erste Dunkelraum schon fast die Hälfte des Elektrodenabstandes. Das Glimmlicht ist verblaßt, es wird durch eine grünliche Fluoreszenz des Glases überdeckt. Das Kanalstrahlbündel ist schärfer und länger geworden, es hebt sich deutlich

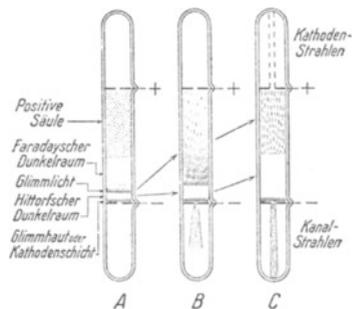


Abb. 331. Glimmentladung in drei Druckbereichen. Maßstab 1:10

<sup>1)</sup> Ob durch einen dünnen, nach ASTON benannten Dunkelraum von der Kathodenoberfläche getrennt, bleibe dahingestellt.

von einer diffus leuchtenden Umgebung ab. Durch die Öffnung der Anode fliegen Kathodenstrahlen auf die Glaswand des Rohrendes und erzeugen dort eine lebhaft grüne Fluoreszenz.

Die Kathodenstrahlen erkennt man qualitativ an ihrer leichten magnetischen Ablenkbarkeit und dem Sinn der Ablenkung. Außerdem kann man zur quantitativen Identifizierung die Atomgewichtsbestimmung durch magnetische Ablenkung benutzen (§ 97).

Die Kanalstrahlen bestehen in der Hauptsache aus Schwärmen positiver Ionen. Zum Nachweis ihrer Ladung fängt man sie mit einem hohlen Faradaykasten auf. Zur Messung der Atom- bzw. Molekulargewichte der Ionen benutzt man im Prinzip das schon bei den Kathodenstrahlen angewandte Verfahren. Doch braucht man für gut ausmeßbare Bahnkrümmungen Magnetfelder mit erheblich höheren Kraftflußdichten  $\mathfrak{B}$ . Die Masse  $m$  des Ions steht in Gleichung (184) von S. 156 im Zähler, und selbst das leichteste Ion, das H-Atomion, hat schon eine rund 1800mal höhere Masse als das Elektron.

Außer positiven Ionen findet man in Kanalstrahlen stets auch negative und neutrale Atome und Moleküle. Sie entstehen durch Umladung der positiven Ionen beim Durchfliegen des Gases. Es gibt häufige Zusammenstöße mit den Molekülen des Gases. Diese Zusammenstöße erhöhen die Sichtbarkeit der Kanalstrahlen erheblich.

Die visuelle Beobachtung erfährt eine wesentliche Ergänzung durch Ausmessung der Spannungsverteilung zwischen  $K$  und  $A$ . Diese wird mit Hilfe

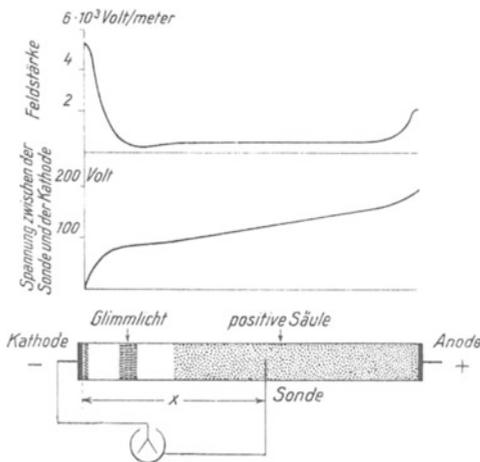


Abb. 332. Verteilung von Spannung und Feldstärke in einer behinderten Glimmentladung.

seiner kleinsten Wert. Eine solche Glimmentladung heißt „unbehindert“.

Es geht etwa folgendes vor: Positive Ionen wandern auf die Kathode zu, der Kathodenfall erteilt ihnen eine hohe Geschwindigkeit. Ein Teil von ihnen fliegt als Kanalstrahlen durch die Löcher der Kathode hindurch. Die übrigen schlagen auf die Kathode auf. Ihre Geschwindigkeit reicht für eine Ionisation der Moleküle an der Kathodenoberfläche (Glimmhaut). Die dabei abgespaltenen Elektronen durchfallen den Kathodenfall in entgegengesetzter Richtung. Sie verlassen den Dunkelraum mit hoher Geschwindigkeit als Kathodenstrahlen. Ihre geradlinige Bahn steht senkrecht zur Glimmschicht.

<sup>1)</sup> Messungen der elektrischen Feldstärke  $\mathfrak{E}$  mit Hilfe von Sonden setzen stets die Anwesenheit von Elektrizitätsträgern in dem auszumessenden Felde voraus. Andernfalls wird man durch die endliche Kapazität der Voltmeter irreführt.

einer Drahtsonde<sup>1)</sup> ausgeführt. Das Ergebnis einer derartigen Messung ist schematisch in Abb. 332 dargestellt. Der größte Teil der gesamten Spannung liegt auf dem kurzen Feldlinienstück im ersten Dunkelraum. Man nennt diese Spannung den Kathodenfall. Im ersten Dunkelraum herrscht also ein sehr hohes Feld. Dann folgt fast längs des ganzen Rohres ein Gebiet niedriger Feldstärke. Die Spannung längs dieses ganzen Stückes beträgt nur einen Bruchteil der als Kathodenfall gemessenen. Erst unmittelbar vor der Anode gibt es einen kleinen „Anodenfall“.

Bei kleiner Stromdichte bedeckt das Glimmlicht nur einen Teil der Kathode. Dann hat der Kathodenfall

Das schwache Feld im Mittelteil des Rohres genügt zur Aufrechterhaltung des Plasmas. Dies liefert die positiven Ionen, dies schließlich auf die Kathode aufschlagen.

Die Kathodenstrahlen erhalten ihre Geschwindigkeit praktisch nur innerhalb des Kathodenfalles. In den folgenden Teilen der Leitungsbahn können die kleinen Feldstärken die Geschwindigkeit der Elektronen nach Größe und Richtung nicht mehr nennenswert verändern. Infolgedessen spielt die Lage der Anode für die Flugbahn der Kathodenstrahlen keine Rolle. Größe und Gestalt der positiven Säule sind von ganz untergeordneter Bedeutung. Die Anode *A* kann sich in einem beliebigen seitlichen Ansatz befinden (vgl. die Abb. 341). Nur darf die Anode der Kathode nicht zu weit genähert werden. Denn ohne genügenden Platz für die Ausbildung des ersten Dunkelraumes kommt keine selbständige Leitung zustande: der wichtigste Teil, der Kathodenfall, darf nicht fehlen.

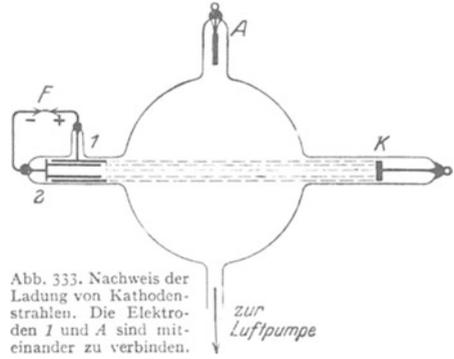


Abb. 333. Nachweis der Ladung von Kathodenstrahlen. Die Elektroden *I* und *A* sind miteinander zu verbinden.

Diese Tatsache wird in Abb. 333 ausgenutzt. Der linke Rohransatz enthält eine einfache Vorrichtung zum Nachweis der Ladung der Kathodenstrahlen. Sie benutzt als Anode den Hohlzylinder *1* mit siebförmigem Deckel. Durch das Sieb treten die von *K* kommenden Kathodenstrahlen ein und gelangen in den zweiten Hohlzylinder *2*. In diesem bleiben sie stecken und laden ihn auf. Zwischen *1* und *2* entstehen einige tausend Volt Spannung. In der angeschalteten Funkenstrecke *F* erscheinen kleine Funken. Der geringe Abstand der beiden Zylinder verhindert die Ausbildung eines Kathodendunkelraumes und damit den Stromübergang im Innern des stark verdünnten Gases.

A. WEHNELT hat ein besonders anschauliches Verfahren zur Vorführung auch langsamer Kathodenstrahlen angegeben. Er erzeugte sie mit einer sehr kleinen Glühkathode in einem Gase von niedrigem Druck. Die sichtbare Spur der Kathodenstrahlen bildet dann einen dünnen, helleuchtenden Faden. Die scharfe seitliche Begrenzung dieser „Fadenstrahlen“ kommt ebenso zustande wie die fadenförmige Plasmasäule (S. 165).

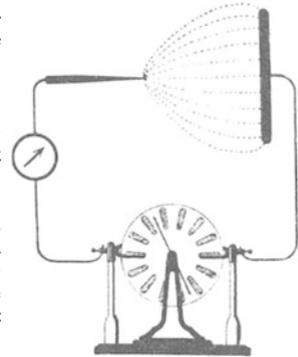


Abb. 334. Elektrische Feldlinien zwischen Spitze und Platte schematisch.

Die Glimmentladung ist keineswegs auf den Bereich niedriger Drucke beschränkt. Sie läßt sich auch bei Drucken von 1 Atmosphäre und weit darüber beobachten. Ein typisches Beispiel liefert der Spitzenstrom. — Der Spitzenstrom entsteht in in homogenen, elektrischen Feldern im Gebiete hoher elektrischer Feldstärken. Die Abb. 334 zeigt als Beispiel einen aus Spitze und Platte gebildeten Kondensator in Verbindung mit einer Influenzmaschine. Die Spannung betrage rund 2000 Volt. Dicht vor der Spitze sieht das unbewaffnete Auge einen bläulichrot leuchtenden Pinsel. Er besteht aus einem Gebiet lebhafter Stoßionisation. Die Elektronen wandern stets rascher ab als die Ionen. Infolgedessen enthält der leuchtende Pinsel stets einen Überschuß positiver Ladungen, also eine positive Raumladung. Vor einer spitzen Kathode zeigt die mikroskopische Beobachtung die Einzelheiten der typischen Glimmentladung. Man sieht in der Abb. 335 unmittelbar vor der Kathode das Glimmlicht, dann den II. (FARADAYSchen) Dunkelraum und daran anschließend eine deutliche positive Säule. Die Bezeichnungen stimmen mit der Abb. 331 überein.



Abb. 335. Der Spitzenstrom in Zimmerluft bei mikroskopischer Beobachtung.

Die Träger des mit der Spitze gleichen Vorzeichens werden aus dem leuchtenden Pinsel in den dunklen Hauptteil der Strombahn hineingezogen. Dabei reißen sie durch innere Reibung die Luftmoleküle mit. Es entsteht der „elektrische Wind“. Wir sehen ihn in der Abb. 336 eine Flamme zur Seite blasen.

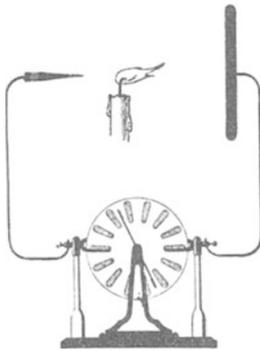


Abb. 336. Elektrischer Wind oder Ionenwind. Besonders wirkungsvoll im Schattenbild.

Der elektrische Wind ist selbstverständlich keine auf den Spitzenstrom beschränkte Erscheinung. Er läßt sich nur in diesem Falle besonders einfach durchführen. Ein elektrischer Wind, ein Mitschleppen des Gases durch die hindurchwandernden Ionen, tritt bei den verschiedensten Formen selbständiger und unselbständiger Elektrizitätsleitung in Gasen auf. Es müssen nur in dem betreffenden Teile der Leitungsbahn Elektrizitätsträger eines Vorzeichens im Überschuß wandern. Sonst hebt sich die Wirkung der gegeneinanderlaufenden Ionen auf. — Beim Spitzenstrom haben wir die genannte Bedingung besonders gut erfüllt. In Abb. 336 wandern in der ganzen dunklen Strombahn überhaupt nur Ionen eines Vorzeichens, nämlich des der Spitze.

hat in der Entwicklung der Elektrizitätslehre eine große Rolle gespielt und vielfache praktische Anwendungen gefunden. Entladungen nach Art der Abb. 331a wurden schon im 18. Jahrhundert in Schauversuchen durchgeführt. FRANCIS HAWKSBEE hat bereits 1700 die positive Säule als elektrische Lampe benutzt. Heute sind Leuchtrohre für Beleuchtungs- und Reklamezwecke allgemein bekannt.

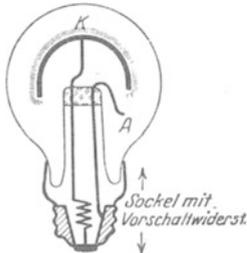


Abb. 337. Glimmlampe. Neon-Helium-Gemisch Druck ca. 15 mm Hg-Säule.



Abb. 338. Glimlichtoszillograph.

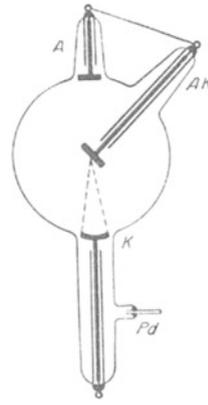


Abb. 339. Röntgenrohr mit Gasfüllung und hohlspiegelähnlicher Kathode.

Die Röhre sind oft viele Meter lang und meist mit Edelgasen gefüllt. Oft wird nicht nur die sichtbare Strahlung der positiven Säule ausgenutzt, sondern auch die ultraviolette: mit ihr wird eine sichtbare Fluoreszenz des Glaswände erregt. Das kann man durch mancherlei im Glase gelöste Stoffe erreichen. Der für den Betrieb der Lampe wesentliche Teil, die Kathode und ihre Umgebung, ist meist unsichtbar eingebaut.

Für Lampen sehr kleiner Lichtstärke eignet sich das Glimmlicht vor der Kathode. Es gibt Glimmlichtlampen in vielerlei Ausführungen und Formen. In Abb. 337 schwebt das Glimmlicht frei über einer Ba-haltigen Eisenkathode *K*. Als Füllgas dient ein Edelgasgemisch, der Kathodenfall beträgt unter 100 Volt. Die positive Säule ist völlig verkümmert, sie ist zu einem Wölkchen vor der Anode zusammengeschrumpft.

Drahtförmige Kathoden werden vom Glimmlicht wie von einem frei schwebenden Schlauch überzogen, Abb. 338. Bei unbehinderter Entladung (S. 167) ist seine Länge erfahrungsgemäß der Stromstärke proportional. Man kann sie daher zur Messung schnell veränderlicher Ströme benutzen: Glimmlichtoszillograph.

Aus historischer Pietät nennen wir noch zwei weitere Anwendungen der selbständigen Entladung bei tiefen Drucken, die Röntgenlampe mit Gasfüllung und das Lenard-Fenster.

Eine Röntgenlampe mit Gasfüllung ist in Abb. 339 skizziert.  $K$  = hohlspiegel-förmige Kathode,  $AK$  = Anode oder Antikathode. (Eine Hilfsanode  $A$  erleichtert das Aus-pumpen bei der Fabrikation.) Luftdruck etwa 0,001 mm Hg. Glimmlicht und positive Säule sind bei diesem Druck nicht mehr zu sehen. Die Spur der Kathodenstrahlen in den Gasresten ist zwischen  $K$  und dem Brennfleck auf  $AK$  gelegentlich noch schwach zu er-kennen. Die vordere Halbkugel leuchtet grün. Diese Fluoreszenz wird nicht vom Röntgen-licht hervorgerufen, sondern von Kathodenstrahlen. Diese werden zum großen Teil von der Antikathode diffus reflektiert.

Das Lenard-Fenster. Gegeben ein auf etwa 0,001 mm Hg evakuiertes Glasrohr mit Kathodenplatte  $K$  und einer beliebig untergebrachten Anode  $A$  (Abb. 340). Die Kathodenstrahlen fallen auf eine siebartig durchbrochene Metallplatte  $M$ . Die Löcher sind mit einer feinen Aluminiumfolie oder Glashaut  $Al$  überzogen (Fettdichtung). Die Kathodenstrahlen durchfliegen diese völlig lochfreien gasdichten Fenster. Sie treten in die freie Zimmerluft aus. Die Luftmoleküle leuchten durch Stoßionisation in rötlich violetterm Schimmer. Geeignete Leuchtschirme fluores-zieren weithin sichtbar (z. B. Zinksilikat).

Das Lenard-Fenster hat die Untersuchung der Kathodenstrahlen außerhalb ihres Ent-stehungsraumes ermöglicht. LENARD selbst hat unter Benutzung seines Fensters die unver-gänglichen Grundlagen der heutigen Atom-physik und ihrer kühnen Atommodellentwürfe geschaffen (vgl. Optikband § 127).

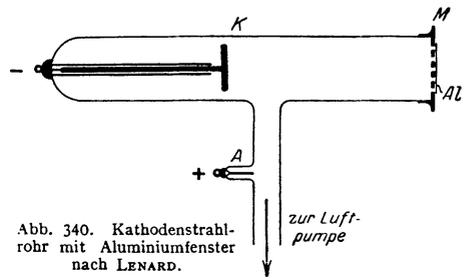


Abb. 340. Kathodenstrahlrohr mit Aluminiumfenster nach LENARD.

Eine große wissenschaftliche Bedeutung besitzen heute Anwendungen der Kanalstrahlen, insbesondere in den Massenspektrographen und als Hilfsmittel bei der Umwandlung von Atomkernen. — Die Methoden des Chemikers lassen Atom- und Molekulargewichte stets nur an relativ großen Substanzmengen bestimmen. Mit Hilfe der Kanalstrahlen lassen sich diese Zahlen schon an winzigen Substanzmengen ermitteln.

Man bestimmt dabei nicht die Masse von Atomen oder Molekülen, sondern von positiven Atom- bzw. Molekülionen. Beide Massen unterscheiden sich also von der vollen Masse des normalen Atoms oder Moleküls nur um den winzigen und bekannten Betrag der fehlenden Elektronenmassen.

Die Grundlage des Meßverfahrens ist die folgende: Die zu untersuchende Substanz wird in Dampf- oder Gasform zwischen die Elektroden  $AK$  eines evakuierten Gefäßes gebracht (Abb. 341). Ein hohes elektrisches Feld zwischen  $A$  und  $K$  stellt eine selbständige Leitung her (Glimmstrom gemäß Abb. 331). Die Kathode ist durchbohrt und enthält zwei Spalte 1 und 2. Ein Teil der positiven Ionen fliegt als scharf begrenzter Kanalstrahl durch diese Öffnung in den eigentlichen Untersuchungsraum. Eine besondere Pumpe großer Sauggeschwindigkeit beseitigt die durch die Kanalöffnung nachströmenden Gase oder Dämpfe und hält so im Untersuchungsraum ein Hochvakuum aufrecht. In diesem werden die Kanal-

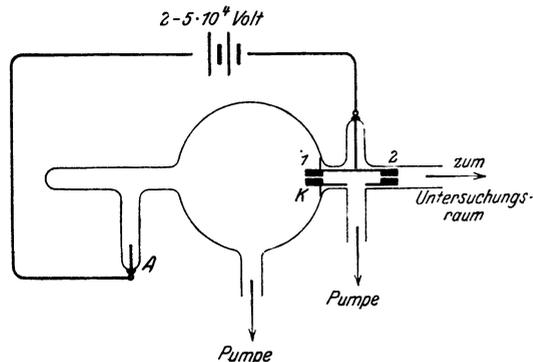


Abb. 341. Glimmladungsrohr zur Herstellung von Kanalstrahlen.

strahlen durch ein elektrisches und durch ein magnetisches Feld abgelenkt. Die Bahn im elektrischen Feld ist eine Parabel. Für die Ablenkung  $x$  gilt gemäß (Abb. 326)

$$x = \frac{1}{2} \cdot \frac{q}{m} \cdot \mathfrak{E} \cdot \frac{y^2}{u^2}. \quad (184a) \text{ v. S. 159}$$

Die Bahn im magnetischen Felde ist ein Kreis. Für den Krümmungsradius der Bahn gilt wieder die Gleichung (184) von S. 156

$$r = \frac{1}{\mathfrak{B}} \frac{m}{q} \cdot u. \quad (184)$$

In beiden Gleichungen ist  $q/m$  die spezifische Ionenladung.

Eine Zusammenfassung von (185) und (184) läßt  $u$ , die Ionengeschwindigkeit, eliminieren und die spezifische Ionenladung  $q/m$  berechnen. Einsetzen der Ionenladung  $q = ze$  ( $z = 1, 2, 3 \dots$ ) gibt uns die gesuchte Masse  $m$  des einzelnen Atom- bzw. Moleküliions in Kilogramm.

Der Chemiker definiert das Verhältnis von  $m$  zur Masse  $m_H$  eines H-Atoms<sup>1)</sup>. Es ist  $m_H = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$  (vgl. S. 285). Nach Division mit diesem Wert erhalten wir aus den gemessenen  $m$ -Werten die üblichen Atom- bzw. Molekulargewichte als dimensionslose Zahlen.

— Von den vielerlei technischen Ausgestaltungen nennen wir zwei:

I. Massenspektrograph von F. A. ASTON (1919) (Abb. 342). Das elektrische Feld  $\mathfrak{E}$  krümmt die Strahlen in der Abbildung nach unten. Auf gerader Bahn erreichen sie dann das Magnetfeld  $\mathfrak{S}$  von kreisförmigem Querschnitt. Seine Feldlinien stehen senkrecht zur Papierebene. Bei  $B$  enden die Strahlen nach einer abermalig geradlinigen Flugstrecke auf einer photographischen Platte. Diese Anordnung bietet einen besonderen Vorteil: die Erzeugung der Kanalstrahlen im Felde  $AK$  bringt unvermeidliche Schwankungen der Ionengeschwindigkeit mit sich.

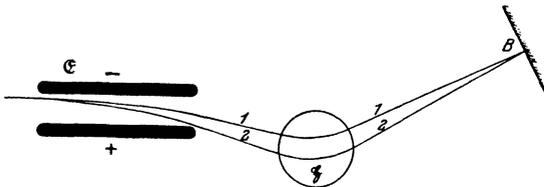


Abb. 342. Der Strahlengang im Massenspektrographen.

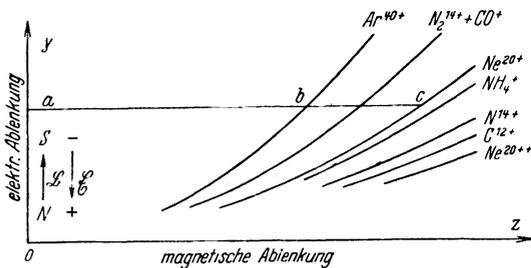


Abb. 343. Massenspektrogramm nach der Parabelmethode von J. J. THOMSON. Zeichnung nach einer photographischen Aufnahme.

$$\text{Es ist } \left(\frac{ac}{ab}\right)^2 = 40.$$

Das würde zu einer Verwaschung des Bildes bei  $B$  führen. Der Massenspektrograph vereinigt bei richtigen Abmessungen Ionen mit gleicher spezifischer Ladung  $q/m$ , aber verschiedener Geschwindigkeit  $u$ , im gleichen Punkt  $B$  (Abb. 342). Die schnellen Strahlen laufen auf dem Wege 1, die langsamen auf dem Wege 2. Die Schwärzung der Platte bei  $B$  ist eng begrenzt und ihre Lage scharf ausmeßbar.

II. Der Massenspektrograph von J. J. THOMSON (1911). Das elektrische und das magnetische Feld werden im gleichen Raum zueinander parallel gestellt. Auf der photographischen Platte (Abb. 343) erzeugen Ionen mit gleicher spezifischer Ladung  $q/m$ , aber verschiedener Geschwindigkeit, eine Parabel. Die

<sup>1)</sup> Strenger:  $1/16$  der Masse des Sauerstoffatoms.

Abszissen, z. B. gemessen längs der Linie *abc* in Abb. 343, geben direkt die  $\sqrt{m/q}$ -Werte für die verschiedenen Ionensorten. Man eicht mit einer bekannten Ionensorte, z. B. einfach positiv geladenen Argonionen. Diese erzeugen in Abb. 343 die mit  $\text{Ar}^{40+}$  bezeichnete Parabel.

Die Massenspektrographen leisten weit mehr als die Methoden des Chemikers. Der Chemiker findet beispielsweise für Chlor ein Atomgewicht von 35,46. Die Massenspektrographen erweisen Chlor als ein „Mischelement“ zweier Atomsorten („Isotopen“) vom Atomgewicht 35 und 37. Einzelheiten dieser für das Verständnis des natürlichen Systems der Elemente grundlegenden Tatsachen führen hier zu weit.

**§ 102. Bogenentladung.** Das in Abb. 344 dargestellte Rohr hatten wir zur Vorführung der Glimmentladung benutzt (S. 165). Wir steigern jetzt die Stromstärke durch Verkleinerung des Vorschaltwiderstandes. Bei ungefähr 1 Amp ändert sich die Entladungsform unstetig, an die Stelle der Glimmentladung tritt eine Bogenentladung mit einer Stromstärke von etlichen Ampere. Gleichzeitig wandelt sich das Bild vor der Kathode vollständig. Statt des Glimmlichts sieht man einen blendend hellen unstetig hin und her tanzenden Fleck. Aus ihnen spritzen ständig kleine Hg-Tropfen bis in die obere Rohrhälfte; dort verdampfen sie, innerhalb des Plasmas dichte helleuchtende Wolken bildend.

Wie ist nun der Begriff Bogenentladung oder Lichtbogen zu definieren? Einzig und allein durch eine selbständige Entladung mit sehr kleinem Kathodenfall. Es genügen manchmal schon Spannungen von wenigen Volt, um aus der Kathode einen Elektronenstrom großer Flächendichte austreten zu lassen. Das kann auf zweierlei Weise zustande kommen. Entweder wird die Kathode durch den Strom lokal stark erhitzt, der Strom schafft sich selbst eine Glühkathode, oder es bildet sich unmittelbar vor der Kathode eine Wolke positiver Ionen und durch sie an der Kathodenoberfläche eine elektrische Feldstärke in der Größenordnung  $10^8$  Volt/m. Eine solche Feldstärke reicht aus, um selbst aus Kathoden niedriger Temperatur Elektronen herauszuziehen (§ 130). Dann spricht man von Feldbogen.

Im übrigen kann eine Bogenentladung in sehr mannigfacher Form auftreten. In Abb. 344 bleibt die positive Säule erhalten, ihre Leuchtdichte ist, der großen Stromstärke entsprechend, natürlich größer als zuvor bei der Glimmentladung. Das Plasma zwischen den Elektroden kann in einem Füllgas gebildet werden, z. B. in einem Edelgas von vielen Atmosphären Druck zwischen Wolfram-Elektroden. Es kann aber auch durch Verdampfung oder Verbrennung der Elektroden entstehen; Hg-Bogen und Kohle-Bogen liefern je ein Beispiel. Das Gas zwischen den Elektroden nimmt oft sehr hohe Temperaturen an, dann kann eine thermische Ionenbildung wesentlich an der Aufrechterhaltung des Plasmas beteiligt sein. Die Mannigfaltigkeit der Erscheinungen ist sehr groß, wir erwähnen nur wenige Beispiele.

1. Der in freier Luft brennende Lichtbogen zwischen Kohle-Elektroden, Abb. 345. Er entsteht nach kurzer Berührung zwischen beiden Stäben.

Seine Verwendung als Lichtquelle, vor allem in Projektionslampen, ist bekannt. Als Stromstärke genügen selbst in großen Hörsälen 5 Ampere. Für technische Zwecke, z. B. für Scheinwerfer, Kinoprojektion und zum Schweißen, werden Lichtbogen mit Hunderten von Ampere benutzt.

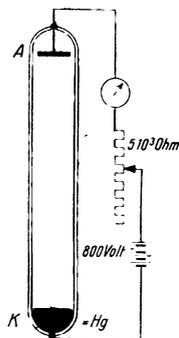


Abb. 344. Zur Vorführung einer Glimm- und Bogenentladung mit einer Hg-Kathode in einem Edelgas.

In der Dampfatmosphäre des Lichtbogens treten sehr hohe Temperaturen auf. In der durch Verdampfung kraterförmig ausgehöhlten Anode beträgt die Temperatur etwa 3800 Grad; in der positiven Säule kann man sogar  $10^4$  Grad erreichen.

In der Erzeugung dieser hohen Temperaturen liegt die Hauptbedeutung des Lichtbogens für das physikalische Laboratorium.

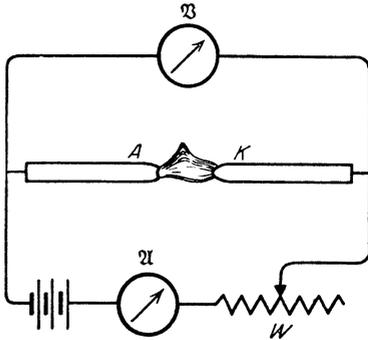


Abb. 345. Lichtbogen.

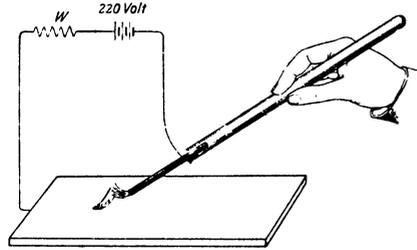


Abb. 346. Lichtbogen mit bewegter Kathode.

Die Hauptelektronenquelle ist die in helle Glut geratende Kathode. Mit kalter Kathode läßt sich kein Lichtbogen aufrechterhalten. Das zeigt man mit dem in Abb. 346 dargestellten Versuch. Die eine Elektrode ist eine Metallplatte, die andere ein Kohlen- oder Metallstab. Mit dem Stab als Kathode läßt sich der Lichtbogen beliebig auf der Platte herumführen, er folgt jeder Bewegung der Kathode. Mit dem bewegten Stab als Anode kann man sein Kathodenende nicht auf eine benachbarte kalte Stelle der Platte herüberziehen.

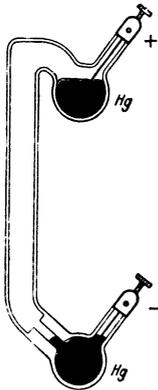


Abb. 347. Quecksilberlampe aus Quarzglas.

In der Praxis haben Lichtbogen in einer Hg-Dampf Atmosphäre besondere Bedeutung gewonnen. Wir nennen einige Beispiele:

a) Die Hg-Bogenlampe, die bequemste Quelle ultravioletten Lichtes bis herab zu etwa  $\lambda = 200 \text{ m}\mu$ . Als Elektroden dient flüssiges Hg in den beiden Schenkeln eines Quarzglasrohres (Abb. 347). Der Dampfdruck des Hg übersteigt oft 1 Atmosphäre. Die medizinische Reklame bezeichnet die Hg-Bogenlampe als „künstliche Höhensonne“.

b) Die Hg-Dampfgleichrichter, brauchbar für mehr als 1000 Kilowatt Leistung. Sie formen ohne maschinelle Einrichtungen und praktisch ohne jede Wartung Wechselstrom in Gleichstrom um. Sie haben Elektroden aus Hg und aus Fe. Der Lichtbogen kann bei den gewählten Betriebsspannungen nur mit Hg als Kathode „brennen“. Darauf beruht die Gleichrichtung.

c) Das Stromtor, ein Schalt- und Steuerorgan für große Belastungen, in mancher Hinsicht dem Dreielektrodenrohr mit Hochvakuum überlegen. Es besteht aus einer Hg-Bogenlampe mit einer „Glühkathode“ und einem Steuergitter zwischen Kathode und Anode. Der Lichtbogen „zündet“ nur bei einem bestimmten Wert der „Steuerspannung“ zwischen Kathode und Gitter. Dann brennt er weiter. Zum Löschen muß der Strom unterbrochen werden. Das geschieht z. B. beim Wechselstrom automatisch in den Phasen *c* (Abb. 348). In den Phasen *b* wird jedesmal die Steuerspannung angelegt. Dann wird der schraffierte Teil der oberen Kurve durchgelassen. Je größer die Strecke *ab*, desto kleiner die schraffierte Fläche, und daher auch der zeitliche Mittelwert des durchgelassenen Stromes. Ein Nachteil dieser Art von Steuerung ist die starke Verzerrung der Stromkurvenform, ein Vorteil die Größe der noch sicher zu steuernden Stromstärke (100 Ampere und mehr).

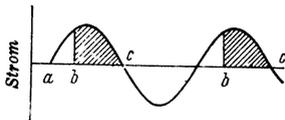


Abb. 348. Zur Wirkungsweise des Stromtores (Thyatron).

**§ 103. Zündvorgänge und Stromspannungskurven der selbständigen Entladung.** In ihren Grundzügen sind Glimm- und Bogenentladung weniger verwickelt, als die bunte Mannigfaltigkeit des visuellen Eindrucks erwarten läßt. Total farbenblinde Forscher hätten das Wesentliche wahrscheinlich rascher gefunden, als es farbentüchtigen gelungen ist. Oft lenkt ein ganz nebensächlicher Farbwechsel die Aufmerksamkeit in eine falsche Richtung. So sieht man z. B. in Abb. 344 oft aus der Anode eine große feurige Zunge herausschießen: sie bedeutet nur, daß die kinetische Energie der Elektronen im Plasma in dem betreffenden Gebiet eine neue Anregungsstufe des Füllgases überschritten hat. — Die Technik hat die Vorgänge der Glimm- und Bogenentladung weitgehend quantitativ aufgeklärt, das Sonderschrifttum bringt eine Fülle fesselnder Einzelheiten. Hier sollen nur noch zwei Punkte ganz kurz erwähnt werden, der Zündvorgang und die Stromspannungskurve der selbständigen Entladung.

Zwischen der Herstellung des elektrischen Feldes und dem Einsetzen der Entladung verstreicht stets eine merkliche Zeit. Für kleine Bruchteile einer Sekunde kann man eine die Betriebsspannung erheblich übersteigende Spannung herstellen, ohne daß die Entladung einsetzt. Dieser „Zündverzug“ ist un schwer zu deuten: Die Trägerbildung muß durch Stoßionisation erfolgen. Ihr Beginn setzt die Anwesenheit einiger Elektronen voraus. Sie entstehen überall durch die Strahlung radioaktiver Stoffe, durch die Höhenstrahlung usw. Oft sind auch Trägerreste einer früheren Entladung an die Wand adsorbiert. Solche zufällig auftretenden Träger bilden den Anfang der später lawinenartig fortschreitenden Stoßionisation.

Ein Zündverzug von vielen Sekunden Dauer läßt sich mit jeder Glimmlampe vorführen (Abb. 337). Bestrahlung mit Glühlicht setzt ihn erheblich herab. Grund: Das Glühlicht spaltet aus der negativen Elektrode Elektronen ab.

In inhomogenen elektrischen Feldern beginnt der Zündvorgang in den Gebieten großer elektrischer Feldstärke, also in der Nähe von Spitzen. Zunächst entstehen „Büschel“, dann Funken. So laufen z. B. die vor der Anode zufällig auftretenden Elektronen zur Anode und lassen hinter sich ihre positiven Partner, die langsamen Ionen, zurück. Diese Ionen wirken dann wie eine Verlängerung der Anode, sie verkürzen die Strombahn und erhöhen die Feldstärke. Dadurch schreitet die Stoßionisation vorwärts.

Das Endstadium der Büschelentladung ist der Funke. Die beiden Büschel vereinigen sich und überbrücken schließlich den Raum zwischen den Elektroden. Dadurch bricht das elektrische Feld mit einem kurzen Stromstoß hoher Amperezahl zusammen. Lebhaftige Stoßionisationsvorgänge geben ein oft blendendes Licht, starke örtliche Erhitzung der Strombahn kann einen lauten Knall erzeugen. Die Abb. 349 zeigt auf einer Photographie mit bewegter Platte die zeitliche Ausbildung eines Funkens zwischen zwei Spitzen als Feldgrenzen. Die Einzelbüschel entstehen durch zu langsamen Nachschub der Ladungen aus der



Abb. 349. Ausbildung eines elektrischen Funkens. Oben die Anode. (Aufnahme auf bewegter photographischer Platte von B. WALTER.)

Tabelle 9.  
Funkenschlagweite in Zimmerluft.

Bei einer Spannung von	Zwischen Spitzen	Zwischen Kugeln von 5 cm $\varnothing$
20 000 Volt	15,5 mm	5,8 mm
40 000 „	45,5 „	13 „
100 000 „	220 „	45 „
200 000 „	410 „	262 „
300 000 „	600 „	530 „

Stromquelle. (Ähnlich den Kippschwingungen, siehe Mechanikband § 98.) Die gleiche zeitliche Ausbildung zeigen auch die größten uns bekannten Funken, die Blitze.

Die Tabelle 9 gibt einige Zahlen für den Zusammenhang von Spannung und Funkenschlagweite.

Schließlich bleibt bei unserem summarischen Überblick noch ein Punkt nachzutragen: der Zusammenhang von Strom und Spannung bei der selbständigen Leitung in Gasen. Dieser Zusammenhang ist für die experimentelle Technik von Wichtigkeit.

Bisher ist uns der Zusammenhang von Strom und Spannung beim Leitungsvorgang in zwei charakteristischen Formen begegnet:

1. Strom und Spannung sind einander proportional, es gilt das Ohmsche Gesetz.

2. Der Strom erreicht mit steigender Spannung einen Sättigungswert z. B. in Abb. 317.

Beim Glimmstrom und Lichtbogen tritt nun eine dritte Form hinzu. Es ist die sog. fallende Charakteristik gemäß Abb. 350.

Eine Erhöhung der Stromstärke bedingt eine Abnahme der Spannung zwischen Elektroden. In Abb. 350 ist die Kurve

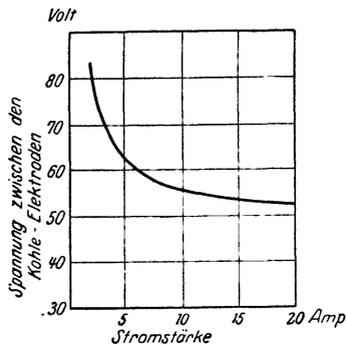


Abb. 350. Stromspannungskurve eines Lichtbogens.

nicht bis zur Ordinatenachse durchgeführt: Lichtbogen und Glimmstrom sind erst oberhalb einer bestimmten, von den Versuchsbedingungen abhängigen Stromstärke beständig.

Die fallende Charakteristik entsteht durch das Zusammenspiel einer Reihe voneinander abhängiger Vorgänge. Bei der elektrolytischen Leitung werden wir das Zustandekommen einer fallenden Charakteristik an einem relativ einfachen Sonderfall erläutern können (§ 109). Die Vorgänge im Lichtbogen und Glimmstrom sind dafür zu verwickelt.

**§ 103a. Leitung in Flüssigkeiten. Allgemeines.** Flüssigkeiten unterscheiden sich von Gasen und Dämpfen durch die außerordentlich viel dichtere Packung ihrer Moleküle. Der Abstand der Moleküle beträgt nur noch Bruchteile ihres Durchmessers. Dabei wimmeln die Moleküle in lebhafter, ungeordneter Wärmebewegung durcheinander. Ein mit Ameisen gefüllter Kasten ist ein kindliches, aber treffendes Bild (vgl. Mechanikband § 74).

Nach unseren Grundversuchen (§ 91) besteht jede Elektrizitätsleitung in einer Bewegung von Elektrizitätsatomen im elektrischen Felde. Bei der Leitung der Flüssigkeit müssen Elektrizitätsatome durch das Gewirr der eng gedrängten Moleküle hindurchgelangen können. — Bei den Gasen haben wir nun zwei Fälle unterscheiden gelernt:

1. Die Elektrizitätsatome werden von materiellen Trägern getragen. Kennwort: Trägerleitung.

2. Elektronen laufen frei für sich allein. Kennwort: Elektronenleitung.

Die gleichen Fälle haben wir für die Leitung in Flüssigkeiten zu erwarten. Beide werden tatsächlich beobachtet. Trägerleitung kennen wir in Flüssigkeiten aller Art, Elektronenleitung bisher fast nur in flüssigen Metallen. Die Elektronenleitung flüssiger Metalle gleicht der der festen Metalle sehr weitgehend. Man behandelt flüssige und feste Metalle daher zweckmäßig zusammen. Das

geschieht in den §§ 113—117. Wir wollen uns daher zunächst auf die Trägerleitung der Flüssigkeiten beschränken.

**§ 104. Elektrolytische oder Ionenleitung in wäßrigen Lösungen.** Bei der Leitung in Gasen haben wir mit Elektrizitätsträgern von bekannter Herkunft begonnen. Genau so wollen wir jetzt bei der Leitung in Flüssigkeiten verfahren. Deswegen behandeln wir zunächst die Leitung in wäßrigen Salzlösungen.

Reines Wasser ist ein ganz schlechter Leiter. Die Abb. 351 zeigt ein Rohr von etwa 10 cm Länge und 1 cm<sup>2</sup> Querschnitt. *A* und *K* sind zwei Elektroden aus Metall. Das Rohr ist mit gewöhnlichem destilliertem Wasser gefüllt. Bei 220 Volt zwischen den Elektroden zeigt der Strommesser nur etwa  $2 \cdot 10^{-4}$  Ampere. Beim Zusatz von etwa 5 Gewichtsprozent Kochsalz (NaCl) leitet das Wasser gut. Das Amperemeter zeigt etwa 1,5 Ampere. Durch das NaCl müssen also Elektrizitätsträger in das Wasser hineingelangt sein. Welcher Art sind sie?

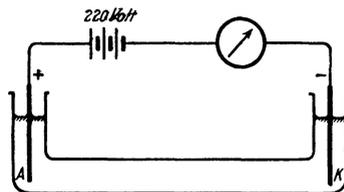


Abb. 351. Ionenleitung in Wasser.

Wir erinnern an die mit geladenem Staub leitend gemachte Luft. Damals wanderten positive Mennige- und negative Schwefelträger im elektrischen Felde. Hinterher fanden wir die Träger nach Ablieferung ihrer Ladungen an den Elektroden: Schwefel an der Anode, Mennige an der Kathode.

Was zeigt der entsprechende Befund in dem durch NaCl leitend gemachten Wasser? An der Kathode finden wir metallisches Natrium (Na), an der Anode Chlorgas (Cl). Daher der Schluß: Die positiven Träger im Wasser sind Na-Ionen, die negativen Cl-Ionen.

Zum experimentellen Nachweis des Na und des Cl an den Elektroden muß die Versuchsanordnung zweckentsprechend gewählt sein. Die Anode *A* wird beispielsweise von einem Kohlestab gebildet. Mit Metallelektroden würde das Chlor sogleich chemisch reagieren, statt in sichtbaren Blasen aufzusteigen. Die entladenen Na-Ionen, also die Na-Atome, reagieren an der Kathode sofort mit dem Wasser. Es bildet sich NaOH unter lebhafter Entwicklung von Wasserstoffblasen<sup>1)</sup>. Das könnte Wasserstoff als positiven Träger vortäuschen. Das läßt sich mit einer Kathode aus Quecksilber (Hg) verhindern (Abb. 352). In dies flüssige Metall können die Na-Atome sofort hineindiffundieren und so vor den Wassermolekülen Schutz finden. Hinterher kann man das Na wieder aus dem Hg herausholen, z. B. durch Abdestillieren des Hg. Ein qualitativer Nachweis des Na im Hg kann noch einfacher sein. Man übergießt das Hg nach Beendigung der Stromleitung mit heißem Wasser. Sofort setzt an der Hg-Oberfläche eine lebhaftere Wasserstoffentwicklung ein, und das Wasser zeigt die Reaktionen des NaOH, z. B. Blaufärbung von Lackmuspapier.

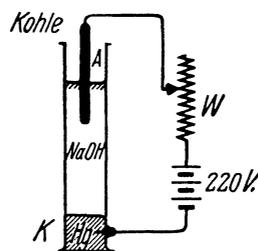


Abb. 352. Nachweis von Natriumionen an der Kathode.

In der hier benutzten Anordnung erschöpft der Strom im Laufe der Zeit den verfügbaren Ionenbestand, der Strom nimmt zeitlich ab. Die Chloratome entweichen als Gas, die Natriumatome verschwinden im Quecksilber. Man kann die Leitung insofern eine unselbständige nennen. Es ist aber nicht üblich.

<sup>1)</sup> Das ist das einfachste Bild. Eine strengere Darstellung fußt auf der noch immer rätselvollen Tatsache der „Überspannung“. Man vergleiche Lehrbücher der physikalischen Chemie.

Bei geeigneter Wahl der Versuchsbedingungen hält man den Ionenbestand unverändert. Das soll als Beispiel Schwefelsäure ( $\text{H}_2\text{SO}_4$ ) in Wasser zeigen. Wir nehmen Platinelektroden, wie z. B. früher in Abb. 14. Als positiv geladene Träger stellen sich an der Kathode Wasserstoffionen ein. Man sieht Wasserstoffblasen entweichen. Die negativen Träger sind die Molekülionen des  $\text{SO}_4$ . Diese reagieren an der Anode mit dem Wasser. Es wird Schwefelsäure nachgebildet, und man sieht Sauerstoffblasen entweichen. Vermindert wird nicht der Bestand an Schwefelsäure, sondern an Wasser. Daher spricht man oft kurz von der „Wasserzersetzung“. Der Sauerstoff ist also nur ein sekundäres Reaktionsprodukt. Man darf ihn ja nicht als Elektrizitätsträger ansehen!

In entsprechender Weise muß man bei allen Fällen elektrolytischer Leitung an den Elektroden die wirklich ankommenden Ionen von deren sekundären Reaktionsprodukten zu unterscheiden lernen. Die Gesamtheit dieser Erfahrungen läßt sich kurz zusammenfassen: In allen wäßrigen Lösungen von Salzen und Säuren („Elektrolyten“) wandern die Atome der Metalle und des Wasserstoffs als positive Träger zur Kathode. Ebenso Radikale wie Ammonium ( $\text{NH}_4$ ), die sie chemisch vertreten können. Zur Anode hingegen wandern die Säurereste als negative Ionen.

So weit die Natur der Träger. Woher stammen sie? Entstehen sie sogleich beim Ansetzen der Lösung? Oder ist das elektrische Feld zur Aufspaltung der Salze und Säuren in ihre Ionenbausteine erforderlich? Die Antwort hat die Chemie seit langem gegeben: die Ionen sind bereits vor Beginn der Leitung vorhanden. Die Spaltung, die „elektrolytische Dissoziation“, erfolgt sogleich bei der Auflösung.

Der Beweis stützt sich auf Untersuchungen des osmotischen Druckes. Dieser erweist sich z. B. bei Kochsalzlösungen zweimal so hoch, als er nach der Anzahl der gelösten  $\text{NaCl}$ -Moleküle sein dürfte. Daraus folgert man eine Spaltung jedes Moleküls in zwei Individuen, eben die positiven Natrium- und die negativen Chlorionen.

**§ 105. Ladung der Ionen. FARADAYS Äquivalentgesetz. Spezifische Molekülzahl  $N$ .** Wir erinnern wieder kurz an die Gasleitung mit sichtbaren, staubförmigen Elektrizitätsträgern. Die einzelnen Mennige- bzw. Schwefelteilchen trugen Ladungen verschiedener Größe. Sie wurde mit Hilfe mikroskopischer Einzelbeobachtung bestimmt. Man fand sie stets als ganzzahliges, meist kleines Vielfaches der Elementarladung  $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$  Amperesekunden.

Wie steht es mit der Trägerladung bei der Ionenleitung in wäßrigen Lösungen?

Die bei den staubförmigen Trägern in Luft erfolgreiche Einzelbeobachtung kann hier nicht angewandt werden. Die einzelnen Ionen entziehen sich wegen ihrer Kleinheit der mikroskopischen Beobachtung. Trotzdem läßt sich die Frage der Ionenladung auch für die elektrolytische Leitung mit großer Sicherheit beantworten. Die Möglichkeit dazu verdankt man dem 1833 von FARADAY entdeckten „elektrochemischen Äquivalentgesetz“. Zur Formulierung dieses Gesetzes und für seine anschließende Deutung ist zunächst an einige chemische Grundbegriffe zu erinnern:

1. Die Chemiker definieren mit Hilfe der Molekulargewichte ( $M$ ) und der Atomgewichte ( $A$ ) individuelle Masseneinheiten; sie sind gleich dem ( $M$ )- oder ( $A$ )-fachen einer allgemeinen Masseneinheit, also z. B.

1 Kilomol = ( $M$ ) Kilogramm; 1 Kilogrammatom = ( $A$ ) Kilogramm. ( $\alpha$ )

Sauerstoff hat das Molekulargewicht ( $M$ ) = 32, also ist ein Kilomol  $\text{O}_2$  = 32 kg  $\text{O}_2$ . — Natrium hat das Atomgewicht ( $A$ ) = 23, also ist 1 Kilogrammatom = 23 kg Natrium. Wie der Begriff Molekül dem Begriff Atom, so ist auch die Masseneinheit Kilomol der Masseneinheit Kilogrammatom begrifflich übergeordnet. Man spricht von Kilomol nicht nur bei

mehratomigen, sondern auch bei einatomigen Molekülen. Man nennt daher 23 kg Natrium oft nicht 1 Kilogrammatom, sondern 1 Kilomol Na.

2. Wir definieren

$$\boxed{\frac{\text{Molekülzahl } n \text{ eines Stoffes}}{\text{Masse } M \text{ eines Stoffes}} = \text{spezifische Molekülzahl } N.} \quad (\beta)$$

Bei Verwendung der individuellen Masseneinheiten Kilomol erhält man experimentell für alle Stoffe

$$\boxed{\text{spezifische Molekülzahl } N = \frac{6,02 \cdot 10^{26}}{\text{Kilomol}}.} \quad (\gamma)$$

Die ersten Messungen von  $N$  findet man im Mechanikband § 151.

3. Mit der spezifischen Molekülzahl  $N$  kann man die Masse  $m$  eines einzelnen Moleküles angeben, es gilt

$$\boxed{m = 1/N.} \quad (\delta)$$

4. Atome oder Moleküle können verschiedene chemische Wertigkeit oder Valenz  $z$  besitzen. So ist das Cl-Atom einwertig, es vermag nur ein H-Atom zu binden (HCl). Das O-Atom hingegen ist zweiwertig, es vermag zwei H-Atome zu binden (H<sub>2</sub>O). Dreiwertig ist das N-Atom, vierwertig das C-Atom, denn man beobachtet NH<sub>3</sub> und CH<sub>4</sub> usw. So weit die chemischen Definitionen.

FARADAY hat eine ganze Reihe elektrolytischer Leiter quantitativ untersucht. Er hat die Masse  $M$  des an je einer Elektrode abgeschiedenen Stoffes<sup>1)</sup> mit der hindurchgeflossenen Elektrizitätsmenge oder Ladung  $Q$  verglichen. Dabei fand er ein Ergebnis von überraschender Einfachheit. Es lautet in unserer heutigen Ausdrucksweise:

$$\boxed{\frac{\text{Ladung } Q}{\text{Masse } M} = z \cdot 9,65 \cdot 10^7 \frac{\text{Amp. Sek.}}{\text{Kilomol}}.} \quad (187)$$

Oder in Worten: Um in einem elektrolytischen Leiter an einer Elektrode ein Kilomol eines chemisch  $z$ -wertigen Stoffes abzuscheiden, muß man durch den Leiter eine Elektrizitätsmenge oder Ladung  $Q = z \cdot 9,65 \cdot 10^7$  Amp. Sek. hindurchschicken.

Das Verhältnis Kilomol/Wertigkeit  $z$  nennt der Chemiker ein „Kilogrammäquivalent“. Man kann daher FARADAYS Entdeckung auch so formulieren: „1 Kilogrammäquivalent einer Substanz wird elektrolytisch durch  $9,6 \cdot 10^7$  Amperesekunden abgeschieden.“ — Daher der Name „Äquivalentgesetz“.

Im molekularen Bilde können wir die Masse  $M$  der abgeschiedenen Stoffe durch die Zahl  $n$  der abgeschiedenen Moleküle ersetzen. Wir nennen die von einem einzelnen Molekül transportierte Ladung  $q$ , also  $Q = nq$ , und die Masse eines Moleküles  $m$ , also  $M = nm$ . Gleichzeitig benutzen wir die Beziehung  $m = 1/N$ . So erhalten wir aus Gl. (187)

$$\frac{q}{m} = q \cdot N = z \cdot 9,65 \cdot 10^7 \frac{\text{Amperesek.}}{\text{Kilomol}}. \quad (188)$$

Dies Verhältnis ist die spezifische Ionenladung, d. h. das Verhältnis von Ladung zur Masse eines Moleküles als Elektrizitätsträger. Einsetzen des Zahlen-

<sup>1)</sup> Massenangaben haben ausnahmslos nur für abgegrenzte Stoffmengen Sinn. Daher spricht man allgemein kurz von 1 kg Zucker, statt in meist unnötiger Strenge von einer Zuckermenge mit der Masse 1 kg.

wertes  $N = 6,02 \cdot 10^{26}$ /Kilomol liefert als Ladung eines  $z$ -wertigen Ions

$$q = z \cdot \frac{9,65 \cdot 10^7 \text{ Amperesek/Kilomol}}{6,02 \cdot 10^{26}/\text{Kilomol}} = z \cdot 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Amperesek}$$

oder

$$q = z \cdot e. \quad (188a)$$

In Worten: Jedes Ion, gleichgültig, ob Atom- oder Molekülon, trägt bei der elektrolytischen Leitung ebenso viele elektrische Elementarladungen  $e$ , wie seine chemische Wertigkeit  $z$  beträgt. Damit hat die Frage nach der Ladung der Ionen eine präzise Antwort gefunden. Sie enthüllt einen engen Zusammenhang zwischen elektrischen und chemischen Größen.

Schließlich setzen wir den Wert  $q = ze$  in Gl. (188) ein und erhalten

$$Ne = 9,65 \cdot 10^7 \frac{\text{Amperesekunden}}{\text{Kilomol}}. \quad (189)$$

Diese Gleichung hat als eine Fundamentalgleichung des Atomismus zu gelten. Sie verknüpft die spezifische Molekülzahl  $N$  und die elektrische Elementarladung  $e$ . Mit ihrer Hilfe gibt jede  $e$ -Bestimmung einen Wert für  $N$  und umgekehrt.

§ 106. Das Ohmsche Gesetz bei der elektrolytischen Leitung. Art und Ladung der Elektrizitätsträger in wäßrigen Lösungen sind uns jetzt bekannt. Die Träger sind Ionen, sie entstehen durch die elektrolytische Aufspaltung oder

Dissoziation neutraler gelöster Moleküle. Jedes Ion trägt eine seiner chemischen Wertigkeit  $z$  gleiche Anzahl elektrischer Elementarquanten.

Das elektrische Feld zieht diese Ionen durch die mehr oder minder zähe Flüssigkeit hindurch. Dabei findet man im allgemeinen eine sehr gute Annäherung an das Ohmsche Gesetz. Strom und Spannung sind einander proportional. Zur Vorführung dient die in Abb. 353 skizzierte Anordnung. Die schraffierte Fläche stellt den elektrolytischen Leiter dar. Als solchen nehmen wir der Bequemlichkeit halber einen

mit Leitungswasser getränkten Fließpapierstreifen auf einer Spiegelglasplatte.

Bei einer Messung zusammengehöriger Werte von  $U$  und  $I$  ergibt sich beispielsweise das in Abb. 354 dargestellte Bild. Der Zusammenhang von Spannung und Strom wird durch eine zum Nullpunkt weisende Gerade dargestellt: Ohmsches Gesetz.

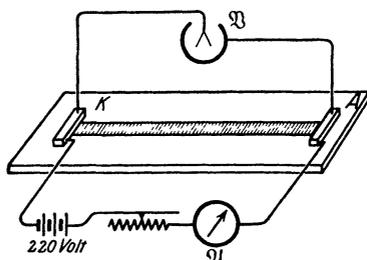


Abb. 353. Aufnahme der Stromspannungskurve in einem elektrolytischen Leiter. Zweifadenvoltmeter. K und A Metallelektroden.

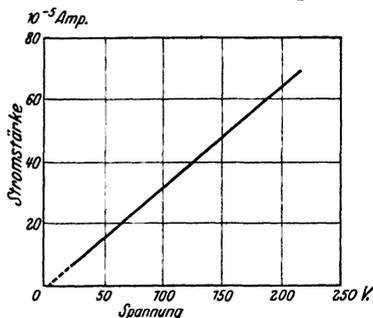


Abb. 354. Das Ohmsche Gesetz bei der elektrolytischen Leitung.

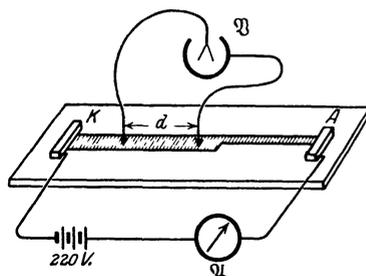


Abb. 355. Abhängigkeit des Widerstandes von Länge und Querschnitt des elektrolytischen Leiters.

Bei genauen Messungen geht die Gerade nicht streng durch den Nullpunkt, sondern schneidet die Spannungsaachse bei einer kleinen endlichen Spannung  $U_p$  (Größenordnung 1 Volt). Die Beobachtungen geben also nicht  $U/I = \text{const}$ , sondern  $(U - U_p)/I = \text{const}$ .

Dieser Verlauf der Geraden wird aber nur durch eine technische Einzelheit der Versuchsanordnung bedingt. Das Voltmeter mißt nicht nur die Spannung zwischen den Enden der Flüssigkeitssäule, sondern außerdem noch die sog. Polarisationsspannung  $U_p$ . Diese hat ihren Sitz zwischen den Elektroden und der Flüssigkeitssäule (§ 135).

Der Einfluß von Elektrodenabstand  $l$  und Leiterquerschnitt  $F$  läßt sich mit der in Abb. 355 skizzierten Anordnung vorführen. Man gibt der Strombahn zwei oder drei verschiedene Querschnitte und läßt sie hintereinander vom gleichen Strom durchfließen. Zwei „Sonden“, kleine Metalldrähte an isolierenden Handgriffen, lassen die Spannung zwischen den Enden von Stromwegen verschiedener Länge und verschiedenen Querschnitts bestimmen.

Das Verhältnis

$$\kappa = \frac{I \cdot l}{U \cdot F} \quad (180) \text{ v. S. 149}$$

ist schon früher spezifische Leitfähigkeit genannt worden. Der Kehrwert  $1/\kappa = \sigma$  hat den Namen spezifischer Widerstand erhalten. Die Tabelle 10 gibt einige

Tabelle 10. Spezifische Leitfähigkeit wäßriger Lösungen (18°).

Stoff	Massenkonzentration $c$ Kilomol/m <sup>3</sup>	Spezifische Leitfähigkeit $\kappa$	Spez. Leitf. $\kappa$ Massenkonzentr. $c$	Spez. Leitfähigkeit $\kappa$ Molekülkonzentr. $N_v$	Bemerkungen
		$\frac{1}{\text{Ohm} \cdot \text{Meter}}$	$\frac{\text{m}^3}{\text{Ohm} \cdot \text{Kilomol}}$	$\frac{\text{m}^3}{\text{Ohm}}$	
Kochsalz NaCl	1	7,4	7,4	1,23	10 <sup>-26</sup> „Starke“ Elektrolyte: Die Verhältnisse $\kappa/c$ , in der physikalisch-chemischen Literatur meist $\lambda$ genannt, und $\kappa/N_v$ nähern sich mit sinkender Konzentration experimentell gut bestimmbar Grenzwerten (→).
	10 <sup>-1</sup>	0,92	9,2	1,56	
	10 <sup>-2</sup>	0,102	10,2	1,70	
	10 <sup>-3</sup>	0,0107	10,7	1,78	
	10 <sup>-4</sup>	0,00108	10,8	1,80	
—	—	→ 10,9	→ 1,81		
Salzsäure HCl	1	30,1	30,1	5,00	10 <sup>-26</sup> „Schwacher“ Elektrolyt: Die beiden Grenzwerte (→) lassen sich experimentell nicht erreichen, sondern nur berechnen, wenn die Beweglichkeiten der Ionen schon bekannt sind.
	10 <sup>-1</sup>	3,51	35,1	5,83	
	10 <sup>-2</sup>	0,369	36,9	6,13	
	10 <sup>-3</sup>	0,0376	37,6	6,24	
	10 <sup>-4</sup>	0,00378	37,8	6,28	
—	—	→ 38,0	→ 6,33		
Essigsäure CH <sub>3</sub> · COOH	1	0,132	0,132	0,022	10 <sup>-26</sup> „Schwacher“ Elektrolyt: Die beiden Grenzwerte (→) lassen sich experimentell nicht erreichen, sondern nur berechnen, wenn die Beweglichkeiten der Ionen schon bekannt sind.
	10 <sup>-1</sup>	0,046	0,46	0,076	
	10 <sup>-2</sup>	0,0143	1,43	0,238	
	10 <sup>-3</sup>	0,0041	4,10	0,682	
	10 <sup>-4</sup>	0,00107	10,7	1,78	
—	—	→ (35,0)	→ (5,82)		

$$\text{Molekülkonzentration } N_v = \frac{\text{Molekülzahl } n}{\text{Volumen } V \text{ der Lösung}} = cN. \text{ Dabei ist } N = \frac{\text{Molekülzahl}}{\text{Masse}} = \frac{6,02 \cdot 10^{26}}{\text{Kilomol}}$$

Zahlenwerte. Sie gelten alle für eine Temperatur von 18 Grad C. Die spezifische Leitfähigkeit  $\kappa$  hat einen großen positiven Temperaturkoeffizienten. Ihr Wert vergrößert sich um rund 2 Prozent je Grad Temperaturerhöhung. Infolgedessen erfordern genaue Messungen über Strom und Spannung in Elektrolyten eine peinliche Konstanthaltung der Temperatur durch Wasserbäder.

Die Zahlen der fünften Spalte, das Verhältnis  $\kappa/N_v$ , geben den Beitrag eines Moleküls oder eines Ionenpaares zur Leitfähigkeit  $\kappa$ . Wir werden sie in § 107 benutzen. Der Mechanismus des Ohmschen Gesetzes ist schon in § 93 in seinen wesentlichen Zügen klaggestellt worden: Die Ionen müssen sich unter Überwindung reibungsartiger Widerstände bewegen. Die Reibung zwischen Ionen und Flüssigkeit läßt sich experimentell nachweisen.

Wir sehen in Abb. 356 einen ringförmigen Trog mit isolierendem Boden. Die beiden zylindrischen Seitenwände bilden die Elektroden  $A$  und  $K$ . Die Flüssigkeit ist eine beliebige Salzlösung. Die Ionen wandern radial durch sie hindurch. Der Trog wird auf den  $N$ -Pol eines Stabmagneten gesetzt. Die magnetischen Feldlinien treten also angenähert senkrecht durch den Flüssigkeitsring hindurch. Jetzt werden die bewegten Ionen wie jeder Strom durch das Magnetfeld abgelenkt. Diese Ablenkung steht senkrecht zur Wanderungsrichtung der Ionen und senkrecht zu den magnetischen Feldlinien (Abb. 187). Die Reibung zwischen Ionen und Flüssigkeit überträgt die seitliche Bewegung der Ionen auf die Flüssigkeit. Die Flüssigkeit beginnt lebhaft im Sinne der Pfeilspitzen zu kreisen. Ein kleiner Korkschwimmer mit Fähnchen macht die Bewegung weithin sichtbar. Bei Umkehr der Stromrichtung wechselt der Drehsinn.

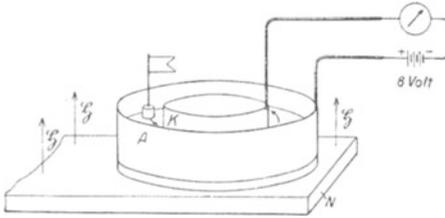


Abb. 356. Reibung zwischen Ionen und Flüssigkeit.

Die Reibung der Ionen bewirkt die bekannte Erwärmung der Strombahn. Sie wird meist kurz als „Stromwärme“ oder als „Joule'sche Wärme“ bezeichnet. Man berechnet sie aus Gleichung (20) von S. 38 folgendermaßen: Ein Strom  $I$  fließe während der Zeit  $t$ . Dabei wandern zwei Kolonnen positiver und negativer Ionen in entgegengesetzter Richtung. Trotzdem kann man den Strom formal als einen in  $t$  Sekunden erfolgenden Transport einer Ladung  $q = It$  von der einen Elektrode bis ganz zur anderen herüber betrachten (s. § 92!). Bei diesem Transport leistet das elektrische Feld die Arbeit  $q \cdot U$ . Diese erscheint als Wärme  $Q$ . Durch Division mit der Flußzeit  $t$  bekommen wir die Zeiteinheit vom Strom erzeugte Wärme, also die Wärmeleistung

$$\dot{W} = I \cdot U \quad (191)$$

oder nach Einführung des Widerstandes  $R = U/I$

$$\dot{W} = I^2 R. \quad (192)$$

Einheit: Voltampere = Watt.

Zur Umrechnung dieser in elektrischem Maße gemessenen Wärmeleistung auf das kalorische Maß dient die Gleichung (17) v. S. 37. Das hier

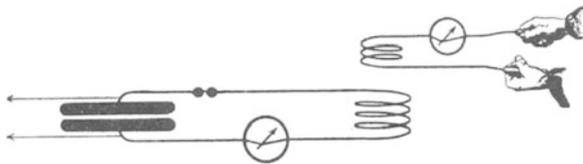


Abb. 357. Physiologische Unwirksamkeit hochfrequenter Wechselströme.

speziell für elektrolytische Leitung hergeleitete Ergebnis gilt ganz allgemein: haben wir doch nur von zwei für jeden Leitungsstrom gültigen Gleichungen Gebrauch gemacht.

Die Stromwärme in einem elektrolytischen Leiter zeigt man recht eindrucksvoll am eigenen Körper. Man schickt beispielsweise durch Arme und Schultergürtel einen Leitungsstrom von einigen Ampere hindurch (Abb. 357). Dann spürt man, namentlich in den Handgelenken (engste Strombahn!), eine intensive Erwärmung.

Man darf diesen Versuch keinesfalls mit Gleichstrom ausführen. Die Ionen des Zellinhaltes wandern im elektrischen Felde bis an die Zellgrenzen. Dadurch entstehen Konzentrationsänderungen im Zellinhalt. Bei kleinen Stromstärken [ $I < 10^{-2}$  Ampere, (Abb. 35)] können die Konzentrationsänderungen keine nennenswerten Beträge erreichen. Denn die thermische Diffusion gleicht sie ständig wieder aus. Bei Stromstärken von einigen Ampere aber reicht die Gegen-

wirkung der Diffusion nicht mehr im entferntesten aus. Derartige Ströme bewirken schon in Bruchteilen einer Sekunde gefährliche chemische Änderungen des Zellinhaltes.

Man muß statt des bei höheren Stromstärken lebensgefährlichen Gleichstromes hochfrequente Wechselströme benutzen ( $n > 10^6 \text{ sek}^{-1}$ ). Dann kann bei der bekannten Langsamkeit der Ionenwanderung in der kurzen Zeit einer Halberiode (etwa Wellenberg) nicht einmal eine zur Reizung ausreichende Konzentrationsänderung entstehen. Überdies wird sie sogleich bei der folgenden Halberiode entgegengesetzter Stromrichtung (Wellental) wieder rückgängig gemacht.

Dieses Rückgängigmachen wird am vollkommensten bei ganz symmetrischen Wechselstromkurven erreicht. Bei der Herstellung der Wechselströme durch elektrische Schwingungen müssen diese also möglichst ungedämpft sein (vgl. § 147).

Bei Frequenzen in der Größenordnung  $10^8 \text{ sek}^{-1}$  brauchen die Elektroden den Körper nicht zu berühren. Man kann den Körper frei zwischen die Elektroden stellen. Dann hat man das Schema der Abb. 66b. Es handelt sich um eine periodische Wiederholung des Influenzvorganges: Bei jedem Wechsel der Feldrichtung wird der Körper von einem kurz dauernden Strom durchflossen. Diese Art der Wechselstromheizung wird in der Medizin „Bestrahlung mit Kurzwellen“ genannt. Sie hat jedoch weder etwas mit Strahlen noch mit Wellen zu tun.

**§ 107. Beweglichkeit der Ionen.** Die elektrolytische Leitung befolgt das Ohmsche Gesetz, man findet Strom und Spannung einander proportional. Folglich haben die Ionen eine bestimmte Beweglichkeit  $v$  (S. 149), und es gilt für die spezifische Leitfähigkeit  $\kappa$  die Gleichung

$$\kappa/N_v = (ze)(v_+ + v_-). \quad (181) \text{ v. S. 149}$$

Darin ist die Molekülkonzentration

$$N_v = \frac{\text{Zahl der Ionenpaare}}{\text{Volumen der Lösung}} = c \cdot N$$

(Konzentration  $c = \frac{\text{Masse des gelösten Stoffes}}{\text{Volumen der Lösung}}$ ;  $N = \frac{\text{Molekülnzahl}}{\text{Masse}} = \frac{6,02 \cdot 10^{26}}{\text{Kilomol}}$ ).

Werte des Verhältnisses  $\kappa/N_v$  sind experimentell bestimmt worden und in Tab. 10 enthalten. Bekannt sind auch die übrigen in Gl. (181) vorkommenden Größen, nämlich die Wertigkeit  $z$  und die Elementarladung  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Amperesekunde. Folglich kann man die Gl. (181) benutzen, um  $(v_+ + v_-)$ , d. h. die Summe beider Ionenbeweglichkeiten zu berechnen. Beispiel: Für eine sehr verdünnte NaCl-Lösung ist  $\kappa/N_v = 1,81 \cdot 10^{-26} \text{ m}^2/\text{Ohm}$ . Na- sowohl Cl-Ionen sind einwertig, also  $z = 1$ . Einsetzen dieser Werte in (181) ergibt

$$(v_+ + v_-) = \frac{1,81 \cdot 10^{-26} \text{ m}^2/\text{Ohm}}{1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Amperesek}} = 11,3 \cdot 10^{-8} \frac{\text{m/sec}}{\text{Volt/m}}.$$

Die Beweglichkeit der Ionen in Wasser ist also um drei Zehnerfaktoren kleiner als die der Ionen in Zimmerluft oder in anderen Gasen von Atmosphärendruck. Das ist im wesentlichen eine Folge der viel größeren inneren Reibung der Flüssigkeiten.

Mit Hilfe von Gleichung (181) erhält man nur die Summe beider Beweglichkeiten. Man kann aber auch die Einzelwerte messen. Am einfachsten gelingt das bei lichtabsorbierenden, also als Farbstoff wirkenden Ionen, z. B. bei den roten  $\text{MnO}_4$ -Ionen.

Man stellt sich in Abb. 358 mit einer großen und einer kleinen Glasplatte und zwei Fließpapierstreifen  $\alpha$  eine ganz flache Kammer her und füllt diese mit verdünnter farbloser  $\text{KNO}_3$ -Lösung. Dann setzt man vor beide Öffnungen der Kammer je einen Blechstreifen als Elektrode, die Anode ganz dicht an die

Kammer, die Kathode in 1 mm Abstand. In den engen Zwischenraum bringt man etwas  $\text{KMnO}_4$ -Lösung. Nach dem Anlegen der Spannung (220 Volt) sieht man von der Kathode aus eine rote Wolke mit recht scharfer Grenze zur Anode vorrücken. Im klaren Teil wandern unsichtbare  $\text{NO}_3$ -Anionen, im roten Teil  $\text{MnO}_4$ -Anionen. Außerdem wandern in beiden Teilen unsichtbare K-Kationen. Bei Umkehr der Feldrichtung läuft die Wolke zurück. Man kann mit einer Stoppuhr die Geschwindigkeit  $u_+$  messen, ihre Proportionalität zur Feldstärke  $\mathcal{E}$  prüfen und das Verhältnis beider, die Beweglichkeit  $v_+ = u_+/\mathcal{E}$  bestimmen. — Dieser Versuch ist recht eindrucksvoll.

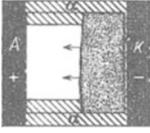


Abb. 358. Zur sichtbaren Wanderung gefärbter Ionen.

Bei hoher Konzentration zeigen elektrolytische Lösungen wichtige Besonderheiten. Das Ohmsche Gesetz gilt nur im Bereiche der kleinen, gewöhnlich benutzten elektrischen Feldstärken. Bei hohen Feldstärken ist von einer Konstanz des Verhältnisses  $U/I$  keine Rede. Der Strom wächst schneller als die Spannung. Besonders geschieht das im Falle mehrwertiger Ionen. Die in Tabelle 10 für einige hohe Konzentrationen genannten Leitfähigkeiten genügen zwar für mancherlei praktische Zwecke; sie stellen aber nur

Tabelle 11. Beweglichkeiten von Ionen in sehr verdünnten wäßrigen Lösungen von 18° C.

Kationen	Beweglichkeit $v_+$ in $10^{-8} \frac{\text{m/sec}}{\text{Volt/m}}$	Anionen	Beweglichkeit $v_-$ in $10^{-8} \frac{\text{m/sec}}{\text{Volt/m}}$
K	6,8	J	7
Na	4,6	Cl	6,7
Li	3,5	$\text{ClO}_3$	5,7
H	33	OH	18,2
Zn	4,8	$\text{SO}_4$	7,1

untere Grenzwerte dar. Die oberen Grenzwerte der beobachtet man bei Feldstärken der Größenordnung  $10^7$  Volt/m. Für sie ist das Verhältnis der spezifischen Leitfähigkeit zur Konzentration, also  $\kappa/c$ , auch für ganz hohe Konzentrationen gleich der im Grenzfall unendlicher Verdünnung  $(\kappa/c)_\infty$  gemessenen. Sie beträgt also für NaCl beispielsweise  $10,8 \text{ Ohm}^{-1} \text{ m}^2 \text{ Kilomol}^{-1}$  (Tabelle 10, rechts oben) (MAX WIEN).

Deutungsversuch: Der Wärmebewegung der Ionen in der Lösung überlagert sich die wechselseitige elektrische Anziehung der Ionen. Unter den Nachbarn eines positiven Ions müssen im zeitlichen Mittel die negativen überwiegen, und umgekehrt. Der Überschuß der entgegengesetzten Ladungen in der Umgebung hemmt den Lauf des Ions. Aber die Ausbildung dieser störenden Überschußladung in der Umgebung des Ions erfordert Zeit. Diese fehlt, wenn das Ion durch große elektrische Feldstärken hohe Geschwindigkeiten (Größenordnung 1 m/sek) erreicht. Bei großen elektrischen Feldstärken kommt also die Ursache der Störung überhaupt nicht zur Ausbildung.

Bei kleinen elektrischen Feldstärken und kleiner Ionengeschwindigkeit hat die Überschußladung Zeit zur Ausbildung, aber auch dann kann man die von ihr bewirkte Hemmung der Ionen durch einen Kunstgriff wenigstens stark herabsetzen: Man beschränkt die Bewegung der Ionen auf winzige Wege wechselnder Richtung, d. h. man benutzt hochfrequente Wechselfelder (H. ZAHN).

§ 108. Die Überführung. Die Abb. 359 zeigt das Schattenbild eines Glasrotes mit zwei Silberelektroden in einer wäßrigen Lösung von Silbernitrat. Nach Einschalten des Stromes sinkt von der Anode aus eine Schliere nach unten, von der Kathode aus steigt eine Schliere nach oben. Vor der Anode nimmt also die Dichte der Lösung zu, von der Kathode ab. Die Dichteänderungen entstehen durch Zu- und Abnahme des in der Lösung vorhandenen Elektrolyten, also hier der Ionenpaare des Silbersalzes. Die Zu- und Abnahme des vor den Elektroden vorhandenen Elektrolyten hat W. HITTORF 1853 als Begleiterscheinung der elektrolytischen Leitung entdeckt und Überführung genannt. Quantitativ wird die Überführung durch Unterschiede der Beweglichkeiten  $v$  beider Ionensorten bestimmt. Deswegen definiert man als Überführungszahl

$$\text{des positiven Ions (Kations)} \quad n_u = \frac{v_+}{v_+ + v_-}, \quad (193)$$

$$\text{des negativen Ions (Anions)} \quad (1 - n_u) = \frac{v_-}{v_+ + v_-}. \quad (194)$$

Wir bezeichnen die Masse des gelösten Elektrolyten vor der Anode mit  $m_A$ , vor der Kathode mit  $m_K$ . Dann sind die Änderungen  $\Delta m$  anfänglich der hindurchgeflossenen Elektrizitätsmenge  $Q$  proportional. Im einfachsten Falle gilt  $\Delta m_A/\Delta m_K = v_+/v_-$ . Dieser einfachste Fall ist in den Abb. 360 skizziert: Die Ionen werden an den Elektroden entladen und verlassen dann die Lösung (in Form von Gasblasen oder als Niederschlag auf den Elektroden). Die Strombahn ist mit einer für Ionen durchlässigen Wand in zwei Hälften zerlegt. Infolgedessen kann die Flüssigkeit durch lebhaftes Rühren ständig durchmischt werden, ohne daß Flüssigkeitsströmungen zwischen den beiden Hälften auftreten. Die Abb. 360a zeigt schematisch die beiden Kolonnen der positiven und negativen Ionen vor, die Abb. 360b nach dem Stromdurchgang. Die an den Elektroden abgeschiedenen Träger sind, und zwar jetzt ohne Ladung, im Innern der Elektroden gezeichnet. Dabei ist die Beweglichkeit der positiven Ionen doppelt so hoch als die der negativen angenommen worden, also  $v_+ = 2v_-$ . Infolgedessen sind durch die Scheidewand doppelt soviel positive Ionen nach links als negative nach rechts hindurchgelaufen. In Abb. 360a enthielten beide Hälften gleich viel Ionen, nämlich je sechs Paar entsprechend sechs Molekülen des gelösten Elektrolyten; in Abb. 360b sind es aber links vor der Kathode nur noch fünf, vor der Anode sogar noch weniger, nämlich nur vier Ionenpaare. In beiden Hälften hat also der Elektrolytbestand infolge des Stromdurchganges abgenommen, vor der Kathode um eine Einheit, vor der Anode um zwei Einheiten. Also ist  $\Delta m_A = 2$ ,  $\Delta m_K = 1$  und das Verhältnis  $\Delta m_A/\Delta m_K = 2/1 = v_+/v_-$ .

Im allgemeinen spielen sich vor den Elektroden sekundäre Reaktionen ab, z. B. in Abb. 359. Dort reagieren die an der Anode ankommenden  $\text{NO}_3^-$ -Ionen mit dem Silber, es wird neues Silbernitrat gebildet und von der Lösung aufgenommen. Dann ist der Zusammenhang zwischen den überführten Mengen (also  $\Delta m_A$  und  $\Delta m_K$ ) und den „Überführungszahlen“ weniger einfach, doch kann man stets das Endziel erreichen, nämlich das Verhältnis  $v_+/v_-$  bestimmen. — Aus Gleichung (181) war die Summe ( $v_+ + v_-$ ) bekannt, die Zusammenfassung beider Messungen liefert die einzelnen Werte  $v_+$  und  $v_-$ . Auf diese Weise ist Tabelle 11 in § 107 gewonnen worden.

Für die Definition der Überführungszahlen muß unbedingt eine Voraussetzung erfüllt sein: es müssen außer den beiden Elektrizitätsträgern entgegengesetzten Vorzeichens noch andere, im Felde nicht wandernde Moleküle zwischen den Elektroden vorhanden sein. Sie müssen ein flüssiges oder festes „Lösungsmittel“ bilden. Nur diesem gegenüber ist für beide Trägersorten je eine eigene Beweglichkeit definiert. Ohne das im Felde nicht wandernde Lösungsmittel kann nur die Summe ( $v_+ + v_-$ ) als relative Geschwindigkeit zwischen beiden Trägersorten eine physikalische Bedeutung erhalten. — Wir können, späterem vorausgreifend, Überführungszahlen wohl für feste Salze und für feste Metalle definieren und messen, aber nicht für zusatzfreie geschmolzene Salze und nicht für zusatzfreie flüssige Metalle.

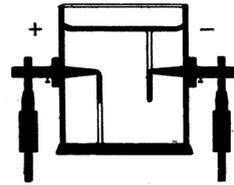


Abb. 359. Überführung als Begleiterscheinung der elektrolytischen Leitung.

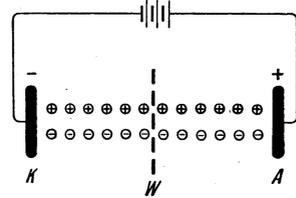


Abb. 360 a.

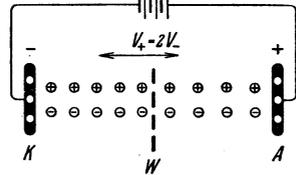


Abb. 360 b.

Abb. 360. Konzentrationsänderungen als Folge verschiedener Beweglichkeit von Kation und Anion.

### § 108a. Technische Anwendungen der Elektrolyse wäßriger Lösungen.

Die elektrolytische Leitung in wäßrigen Lösungen besitzt erhebliche technische Bedeutung. Man benutzt z. B. die an der Kathode ankommenden Metallionen zur Herstellung von Metallüberzügen. Die galvanoplastische Vernicklung und Vergoldung unedler Metalle, z. B. von Eisen, ist heute allbekannt. Die Herstellung guter galvanoplastischer Überzüge erfordert erhebliche Erfahrung. Wesentlich ist die Auswahl geeigneter Metallsalze (meist Komplexsalze) und die Innehaltung gewisser Stromdichten.

Außerdem nennen wir noch kurz die Herstellung isolierender Oberflächenschichten durch elektrolytische Leitung insbesondere auf Aluminium (Eloxal-Verfahren). Beispiel: In Abb. 361 stehen eine Aluminium- und eine Bleielektrode in der wäßrigen Lösung eines Alkaliborates.  $E$  ist eine Stromquelle von etwa 40 Volt

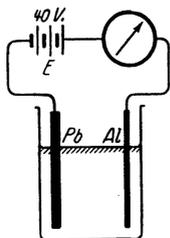


Abb. 361. Aluminiumzelle.

Spannung. Mit der Aluminiumplatte als Kathode fließen unter lebhafter Gasentwicklung etliche Ampere durch die elektrolytische Zelle hindurch. Ganz anders aber bei Stromumkehr. Der Strom sinkt in wenigen Sekunden praktisch auf Null herunter. Aluminium als Anode überzieht sich mit einer unsichtbaren isolierenden Schicht. Sie hält einer Spannung von etwa 40 Volt gegenüber stand. Der Überzug besteht wahrscheinlich aus einer unlöslichen Aluminiumverbindung und einer Sauerstoffhaut.

Diese sog. „Aluminiumzelle“ wird in zweifacher Weise benutzt:

1. Als Gleichrichter oder Ventil. Man ersetzt die Batterie  $E$  in Abb. 361 durch eine Wechselstromquelle von weniger als 40 Volt Spannung. Die Zelle läßt nur die eine Halbwelle eines Wechselstromes hindurch, das Drehspulampereometer zeigt einen Gleichstrom an.

2. Als Kondensator großer Kapazität. Das Aluminiumblech und der Elektrolyt bilden die Platten eines Kondensators, die dünne, unsichtbare isolierende Haut sein Dielektrikum. Der Plattenabstand ist sehr gering, die Kapazität daher nach Gleichung (8) sehr hoch. Sie kann pro Quadratdezimeter Plattenoberfläche einige Mikrofarad erreichen.

Technische Bauart entsprechend Abb. 95, jedoch die Papierstreifen als Träger der Elektrolytlösung. Kapazität des einzelnen Kondensators  $10^{-3}$  bis  $10^{-2}$  Farad.

**§ 109. Ionenleitung in geschmolzenen Salzen und in unterkühlten Flüssigkeiten (Gläsern).** Die bisherigen Beispiele der Ionenleitung in Flüssigkeiten benutzen durchweg wäßrige Lösungen von Salzen und Säuren.

In anderen Lösungsmitteln, z. B. Alkohol und Äther, ist die Dissoziation erheblich geringer. Auch in geschmolzenen Salzen und Basen findet sich eine erhebliche elektrolytische Dissoziation. Wir nennen als Beispiele geschmolzenes NaCl (Kohlenelektroden!) oder geschmolzenes NaOH. Quantitative Angaben folgen in § 112. Die Elektrolyse derartiger Schmelzen spielt in der modernen Metallurgie eine große Rolle.

Weiter ist die elektrolytische Leitung der Gläser zu nennen. Ein Glas gleicht in vielem einer unterkühlten Flüssigkeit von sehr großer innerer Reibung. Jeder feste Körper hat einen wohldefinierten Schmelzpunkt. Glas hingegen hat keinen Schmelzpunkt. Bei Erhitzung sinkt nur ganz kontinuierlich die innere Reibung. Erst wird das Glas zähflüssig wie Pech, dann dünnflüssig wie ein Öl.

Zum Nachweis der elektrolytischen Leitung von Glas kann eine gewöhnliche gasleere Glühlampe mit Wolframdraht dienen. Man läßt sie gemäß Abb. 362 mit dem unteren Drittel

in eine flüssiges  $\text{NaNO}_3$  enthaltende Eisenschale  $A$  (etwa  $300^\circ$ ) tauchen. Die Eisenschale wird mit dem positiven Pol der städtischen Zentrale verbunden. Der Strom läuft von der glühenden Wolfram-Spirale als Kathode bis zur Glaswand als unsichtbarer Elektronenstrom. Dann läuft er durch die Glaswand als elektrolytischer Strom. Die positiv geladenen Natriumionen wandern von der Anode  $A$  aus durch das Glas hindurch bis zu dessen Innenwand. Dort werden sie durch Vereinigung mit Elektronen entladen. Auf der Innenwand scheidet sich das metallische Natrium aus, es verdampft und schlägt sich am kalten Lampenhals als glänzender Spiegel nieder. Bei diesem Versuch ist das Glas noch fest. Es hält den äußeren Luftdruck aus. Die Ionen können also bei hinreichender Feldstärke noch durch außerordentlich zähe Flüssigkeiten hindurchwandern.

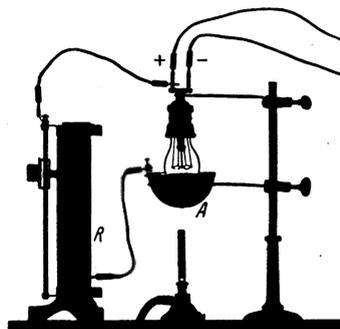


Abb. 362. Ionenwanderung durch festes Glas.  
 $R$  = Schutzwiderstand.

Der spezifische Widerstand elektrolytischer Leiter sinkt mit steigender Temperatur (§ 106). Der Temperaturkoeffizient von  $\sigma$  ist

negativ. Das kann man sehr drastisch mit einem elektrolytisch leitenden Glasstab vorführen. In Abb. 363 denke man sich einen bleistiftstarken Glasstab zwischen zwei Metallfedern  $A$  und  $K$  als Elektroden eingeklemmt. Als Stromquelle dient die städtische Zentrale (220 Volt). Der Strommesser  $\mathcal{A}$  hat einen Meßbereich bis etwa 50 Ampere.  $W$  ist ein Schutzwiderstand von etwa 5 Ohm. Er soll ein übermäßiges Anwachsen des Stromes und ein Durchbrennen der Sicherungen verhindern.

Bei Zimmertemperatur ist der Strom unmeßbar klein, das Voltmeter  $\mathcal{V}$  zeigt 220 Volt als Spannung  $U$  zwischen den beiden Enden des Stabes. Glas ist ja bei Zimmertemperatur ein recht guter Isolator. Anders bei Erhitzung durch einen Bunsenbrenner. Noch vor Rotglut zeigt sich ein meßbarer Strom. Sogleich wird der Bunsenbrenner entfernt. Trotzdem steigt der Strom  $I$  weiter. Je größer der Strom, desto stärker die Heizung durch die Stromwärme. Nach kurzer Zeit ist der Glasstab weißglühend. Wenige Augenblicke später schmilzt er durch und tropft herunter.

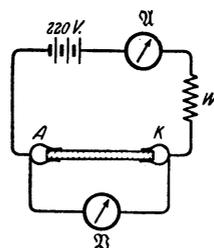


Abb. 363. Temperaturabhängigkeit der Ionenleitung in Glas.

Dieser Versuch ist noch in anderer Hinsicht lehrreich.

Bei der selbständigen Gasentladung, speziell dem Lichtbogen, ist uns die fallende Charakteristik begegnet (Abb. 350): Bei Zunahme der Stromstärke sinkt die Spannung  $U$  zwischen den Enden der Strombahn. Dasselbe können wir hier an unserem Glasstab beobachten. Im Falle des Glasstabes ist die Ursache leicht zu erkennen. Der Strom erwärmt den Leiter und verkleinert dadurch seinen spezifischen Widerstand. Ähnliches gilt bei der Gasentladung. Auch beim Lichtbogen kann man die Stromstärke nicht allein ändern. Man ändert stets gleichzeitig die Temperatur der Leitungsbahn und der Elektroden, und damit auch andere Faktoren. Durch die mangelnde Trennung der einzelnen Variablen entsteht dann die komplizierte Stromspannungskurve der fallenden Charakteristik.

**§ 110. Leitung in Flüssigkeiten von hohem spezifischem Widerstand.** Nach § 15 gibt es zwischen Leitern und Isolatoren einen stetigen Übergang. Ein Isolator ist ein Leiter von extrem hohem spezifischem Widerstand. Das gilt von Flüssigkeiten nicht minder als von festen Körpern. Die Tabelle 11 a gibt einige Beispiele solcher schlecht leitenden oder gut isolierenden Flüssigkeiten.

Reinstes Wasser wird durch Vakuumdestillation hergestellt. Die Leitung in ihm ist besonders gründlich untersucht worden. Es handelt sich um eine echte

Ionenleitung. Ein sehr kleiner Bruchteil des Wassers (bei 25° etwa 1,8 mg =  $10^{-7}$  Kilomol je m<sup>3</sup>) ist in positive H- und negative OH-Ionen gespalten<sup>1)</sup>.

Bei den hochisolierenden Flüssigkeiten handelt es sich überwiegend um eine unselbständige Leitung. Die Träger sind meist fremde, als Verunreinigungen vorhandene Moleküle. Man kann sie zum Teil durch mehrfache Umdestillation

Tabelle 11a.

Substanz (Zimmertemperatur)	Spezifischer Widerstand $\sigma$ in Ohm · m
Azeton . . . . .	$1,4 \cdot 10^1$
Äthylalkohol . . . . .	$5 \cdot 10^4$
Destilliertes Wasser . . . . .	$10^8 - 10^4$
Reinstes Wasser im Vakuum. . . . .	$2,5 \cdot 10^5$
Öl für Transformatoren . . . . .	$10^{11} - 10^{12}$
Petroleum . . . . .	$10^{14}$
Flüssige Luft. . . . .	$10^{16}$

im Vakuum entfernen. Ein weiterer Teil läßt sich durch tagelanges Anlegen elektrischer Felder herausziehen. Die schließlich auch in der reinsten Flüssigkeit verbleibenden Träger sind Ionen. Sie entstehen aus den Molekülen der Flüssigkeit selbst. Es kann noch eine äußerst geringe elektrolytische Dissoziation vorliegen. Im wesentlichen handelt

es sich aber, genau wie bei der spontanen Leitung der Luft, um eine Ionenbildung durch die überall vorhandene Strahlung radioaktiver Substanzen. Diese bilden z. B. im Hexan rund 200 Ionen je Sekunde und Kubikzentimeter, also etwa 20mal mehr als in Luft. Einer der Gründe für diesen Unterschied ist klar: Hexan absorbiert die ionisierenden Strahlen stärker als die Luft mit ihrer geringen Dichte.

Durch Ionisation mit Röntgenlicht und Korpuskularstrahlen läßt sich die Leitung hochisolierender Flüssigkeiten um viele Zehnerfaktoren steigern. Die Erscheinungen gleichen weitgehend den in ionisierter Luft beobachteten. Man beobachtet Sättigungsströme, jedoch findet man die Ionengeschwindigkeit entsprechend der höheren inneren Reibung vermindert.

**§ 111. Leitung in festen Körpern. Allgemeines und Gliederung.** Wir erinnern kurz an den Aufbau fester Körper. In festen Körpern bilden die Atome oder Moleküle „Kristallgitter“. Die meisten festen Körper zeigen ein mikrokristallines Gefüge, z. B. Marmor. Sie sind wie ein unregelmäßiges Mauerwerk aus zahllosen kleinen Kristallen mit sehr dünnen, dem Mörtel entsprechenden Nähten zusammengesetzt. Man denke an die bekannten mikrophotographischen Bilder von Gesteins-Dünnschliffen oder angeätzten Metallflächen. — Ungleich seltener als mikrokristalline Gefüge sind feste Körper in Form von Einkristallen. Dabei brauchen Einkristalle äußerlich keineswegs eine Kristallform im Sinne der Umgangssprache zu zeigen. Eine NaCl-Schmelze liefert z. B. beim Erstarren in einem kreisrunden Gefäß einen kreisrunden Block; trotzdem kann dieser Block ein Einkristall sein und sich leicht in kistenförmige Blöcke zerspalten lassen.

Auch Einkristalle sind in Wirklichkeit keineswegs einheitlich. Sie sind immer in zahllose mehr oder minder fehlerhaft aneinandergesappte Bereiche unterteilt. Ferner ist kein Kristall ein starres Gebilde ohne inneres Geschehen. Die Wärmebewegung fester Körper besteht zwar überwiegend aus elastischen Schwingungen sehr hoher Frequenz, zum Teil aber auch aus einem Platzwechsel einzelner Atome oder Moleküle. In jedem Kristall können eigene Bausteine oder fremde Moleküle diffundieren.

<sup>1)</sup> Die Masse von 1 m<sup>3</sup> Wasser ist 55,6 Kilomol. Es ist also bei 20 Grad C der Dissoziationsgrad des Wassers  $\alpha = 10^{-7}$  Kilomol/55,6 Kilomol =  $1,8 \cdot 10^{-9}$ . — Dabei ist die Konzentration beider Ionensorten gleich groß, es ist  $[c_{H^+}] = [c_{OH^-}] = 10^{-7}$  Kilomol/m<sup>3</sup>, das Produkt beider also  $10^{-14}$  Kilomol<sup>2</sup>/m<sup>6</sup>. Dies Produkt bleibt erhalten, wenn man die Konzentration der einen Ionensorte erhöht, z. B. durch Zusatz von HCl im Betrage  $10^{-2}$  Kilomol/m<sup>3</sup>. Dann sind  $[c_{H^+}] = 10^{-2}$  Kilomol/m<sup>3</sup>, also  $[c_{OH^-}] = 10^{-12}$  Kilomol/m<sup>3</sup>. Diese hohe Konzentration der H<sup>+</sup>-Ionen macht die Lösung stark sauer. Vgl. auch S. 286,

Die diffundierenden Atome oder Moleküle können elektrisch geladen sein, also aus Ionen bestehen. Dann bekommt die Diffusion im elektrischen Felde eine Vorzugsrichtung: so entsteht eine Ionenleitung. Außerdem sind in vielen Stoffen vorübergehend oder dauernd frei bewegliche Elektronen vorhanden. Auch ihre Diffusion bekommt im elektrischen Feld eine Vorzugsrichtung: so entsteht eine Elektronenleitung. Beide Formen der Leitung lassen sich im Sinne von Grenzfällen für sich allein verwirklichen. Ganz überwiegende Ionenleitung zeigen etliche Salzkristalle, z. B. NaCl. Ganz überwiegende Elektronenleitung zeigen Metalle. Mischformen von Elektronen- und Ionenleitung finden sich in der umfangreichen Gruppe der Misch- oder Halbleiter. Bei ihnen verursacht der Elektronenanteil eine große Mannigfaltigkeit der Erscheinungen. Die Elektronen können von sehr verschiedener Herkunft sein. Auch das soll der Name Mischleiter andeuten. Er bezieht sich also keineswegs nur auf ein gleichzeitiges Auftreten von Elektronen- und Ionenleitung. In manchen Mischleitern ist die Ionenleitung kleiner als die gelegentlich in Metallen vorkommende. Näheres findet man am Anfang von § 118.

Aus diesem kurzen Überblick ergibt sich die Gliederung der folgenden Paragraphen. Wir behandeln der Reihe nach feste Körper mit ganz überwiegender Ionenleitung, mit ganz überwiegender Elektronenleitung und schließlich die Mischleiter. Für jede dieser Gruppen bringen wir einige typische Beispiele.

**§ 112. Ionenleitung in Salzkristallen.** Die Tabelle 11 b bringt einige quantitative Angaben über die elektrische Leitfähigkeit geschmolzener Salze. Das Verhältnis  $\kappa/N_v$ , der Beitrag der einzelnen Ionenpaare zur Leitfähigkeit, ist von gleicher Größenordnung wie in wäßrigen Lösungen (Tab. 10, S. 179). Das ist nicht verwunderlich: In beiden Fällen werden die Ionen vom elektrischen Felde durch eine Flüssigkeit hindurchgezogen. —

Tabelle 11b. Spezifische Leitfähigkeit geschmolzener Salze dicht oberhalb ihres Schmelzpunktes.

Salz	Schmelztemperatur Grad C	Molekulargewicht ( $M$ )	Dichte $\rho$ = $\frac{\text{Masse } M}{\text{Volumen } V}$ in $\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	Moleküldichte $N_v = \rho N =$ Molekülzahl $n$ Volumen $V$ in $\text{m}^{-3}$	Spezif. Leitfähigkeit $\kappa$ in $\text{Ohm}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	Spezif. Leitfähigkeit $\kappa$ Moleküldichte $N_v$ in $\frac{\text{m}^2}{\text{Ohm}}$
KF	850	58,1	1910	$1,98 \cdot 10^{28}$	295	$1,49 \cdot 10^{-26}$
KCl	770	74,6	1530	$1,23 \cdot 10^{28}$	224	$1,82 \cdot 10^{-26}$
KBr	730	119	2120	$1,07 \cdot 10^{28}$	158	$1,48 \cdot 10^{-26}$
KJ	680	166	2450	$0,89 \cdot 10^{28}$	123	$1,38 \cdot 10^{-26}$
AgCl	455	143,4	4850	$2,04 \cdot 10^{28}$	444	$2,18 \cdot 10^{-26}$
AgBr	429	187,8	5580	$1,78 \cdot 10^{28}$	339	$1,90 \cdot 10^{-26}$
AgJ	555	234,8	5590	$1,43 \cdot 10^{28}$	217	$1,51 \cdot 10^{-26}$

$N = \text{spezif. Molekülzahl} = \text{Molekülzahl } n / \text{Masse } M = 6,02 \cdot 10^{26} / \text{Kilomol.}$

Beim Unterschreiten der Schmelztemperatur erstarrt das Salz, und gleichzeitig verkleinert sich seine Leitfähigkeit sprunghaft: in KBr z. B. fällt sie auf rund den zehntausendsten Teil, in AgBr auf rund den zehnten Teil, Kurvenstücke  $\beta\gamma$  in Abb. 365. Bei weiterer Abkühlung sinkt die Leitfähigkeit dann stetig, Kurvenstücke  $\gamma\delta$ ; bei kleineren Temperaturen verlangsamt sich der Abfall, Kurvenstücke  $\delta\epsilon$ . —

Deutung: Beim Erstarren müssen sich die Ionen in den Verband des Kristallgitters (Abb. 364) einfügen. Dadurch verlieren sie ihre Beweglichkeit. In KBr, einem typischen, gut spaltbaren Ionenkristall, ist die Festlegung schon dicht unter dem Schmelzpunkt weit vorgeschritten; daher der große Sprung. AgBr

ist ein noch bei Zimmertemperatur plastischer und wie Blech auswalzbarer Kristall. In ihm ist die Festlegung der Bausteine unterhalb des Schmelzpunktes recht unvollkommen; daher der nur kleine Sprung der Leitfähigkeit beim Erstarren. Längs der Kurvenstücke  $\gamma\delta$  schreitet dann die Festlegung im Gitterverband weiter fort, die Zahl der durch die Wärmebewegung bedingten lokalen Störungen (z. B. unbesetzte Gitterplätze, Spalten usw.) verkleinert sich mit sinkender Temperatur. Schließlich wird die Zahl dieser thermisch bedingten Störungen kleiner als die der sonstigen Störungen des Gitters durch fremde Atome, mechanische Beanspruchungen u. dgl. In den Kurvenstücken  $\delta\varepsilon$  liegt eine vom Reinheitsgrad und von der Vorgeschichte abhängige „Störleitung“ vor, in den Kurvenstücken  $\gamma\delta$  hingegen ist eine für den Salzkristall charakteristische „Eigenleitung“ vorhanden.

Abb. 364. Na- und Cl-Ionen im Steinsalzgitter. Der Übersichtlichkeit halber sind die Durchmesser zu klein gezeichnet worden. In Wirklichkeit berühren sich benachbarte Ionen nahezu. — „Kristallographische“ Gitterkonstante  $a = 5,6 \cdot 10^{-10}$  m; „optische“  $D = 2,8 \cdot 10^{-10}$  m.

Messung der Überführung (§ 108) ergibt: Alkalisalze sind bei tiefen Temperaturen Kationenleiter, es wandern positive Metallionen; bei hohen Temperaturen hingegen auch Anionenleiter, es wandern auch Halogenionen. Chlor-, Brom- und Jodsilber z. B. sind Kationenleiter, andere Salze, z. B. Bleichlorid

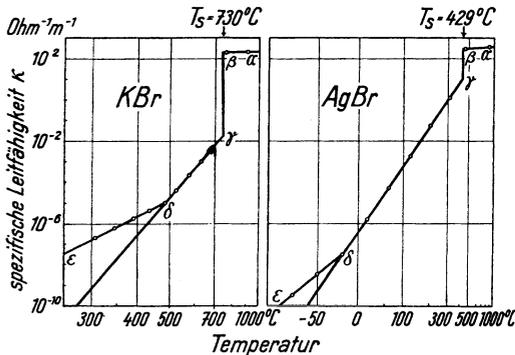


Abb. 365. Die Leitfähigkeit von KBr und AgBr im flüssigen und kristallinen Zustand (Einkristall). Die durch das Kurvenstück  $\beta\gamma$  dargestellte sprunghafte Abnahme der Leitfähigkeit beim Erstarren fehlt nur bei wenigen Salzen, z. B. CuBr und AgJ. Bei diesen Salzen tritt sogar eine geringfügige Zunahme der Leitfähigkeit beim Erstarren auf.

(PbCl<sub>2</sub>) Anionenleiter. Bei ihnen wandern praktisch nur die negativen Halogenionen, die Metallionen verharren an ihrem Platz.

Die Messung der elektrolytisch abgeschiedenen „Äquivalente“ und der Überführung ist schwierig. Fast immer bilden sich von der Kathode her leitende Metallbrücken zur Anode hin aus, ähnlich dem Bleibäumchen in Abb. 15. Man kann das verhindern, wenn man zwischen die Kathode und den Kristall eine Schicht aus regulär kristallisiertem AgJ-Silberjodid einschaltet (C. TUBANDT).

**§ 113. Elektrizitätsleitung in Metallen. Grundtatsachen.** Der Strom ruft in Metallen normalerweise keine chemischen Änderungen hervor. Dadurch wird die Mit-

wirkung von Ionen ausgeschlossen. Man darf normalerweise in Metallen Elektronenleitung annehmen.

Ionenleitung tritt in Metallen nur als geringfügige Nebenerscheinung auf, und zwar nie in reinen Metallen. Die Metalle müssen fremde Moleküle enthalten und für diese als „Lösungsmittel“ wirken. Dann aber kann man Ionenleitung sowohl in festen als auch in flüssigen Metallen nachweisen. Bei festen Metallen sind hohe, dem Schmelzpunkt nahekommende Temperaturen erforderlich.

So wandert z. B. Kohlenstoff in einem glühenden Eisendraht zur Kathode. Bei 1065°C beträgt die Beweglichkeit der C-Ionen  $1,6 \cdot 10^{-9} \frac{\text{m/sec}}{\text{Volt/m}}$ . Man kann das Vorrücken des Kohlenstoffes an Umwandlungen des mikrokristallinen Gefüges verfolgen (man benutzt angeätzte Schliff-Flächen). — In flüssigem Hg ist die Wanderung „gelöster“ Metallionen recht eingehend untersucht worden. Positive Na-Ionen werden an der Anode (!) angereichert. —

Deutung: Es sei das Verhältnis

$$\frac{\text{Ladung } (ze) \text{ des Ions}}{\text{Volumen } V \text{ des Ions}} = \text{Ladungsdichte } \rho^* \text{ des Ions.}$$

Dann wirkt — in Analogie zum hydrostatischen Auftrieb — auf die im Hg schwebenden Na-Ionen die Kraft  $\mathfrak{F} = V_{Na} \cdot (\rho_{Na}^* - \rho_{Hg}^*) \cdot \mathfrak{E}$ . Sowohl Hg- als auch Na-Ionen sind einwertig, also  $z = 1$ . Das Volumen des Na-Ions ist größer als das des Hg-Ions. Folglich ist die Ladungsdichte  $\rho_{Na}^*$  des Natriums kleiner als  $\rho_{Hg}^*$ , also die des Quecksilbers. Folglich wird die Kraft  $\mathfrak{F}$  negativ, d. h. der Feldstärke  $\mathfrak{E}$  entgegen auf die Anode zu gerichtet (K. E. SCHWARZ).

Tabelle 12. Spezif. Widerstand und spezif. Leitfähigkeit von Metallen (18° C).

Metall	Atomgewicht (A)	Dichte $\rho = \frac{\text{Masse } M}{\text{Volumen } V}$ in kg/m <sup>3</sup>	Atomzahldichte $N_v = N \cdot \rho = \frac{\text{Atomzahl } n}{\text{Volumen } V}$ in m <sup>-3</sup>	Spezifischer Widerstand $\sigma$ in Ohm · m	Spezifische Leitfähigkeit $\kappa$ in Ohm <sup>-1</sup> · m <sup>-1</sup>	Spezif. Leitfähigkeit $\kappa$ Atomzahldichte $N_v$ in $\frac{\text{m}^2}{\text{Ohm}}$
Hg	200,6	13,56 · 10 <sup>3</sup>	4,09 · 10 <sup>28</sup>	0,958 · 10 <sup>-6</sup>	1,04 · 10 <sup>6</sup>	0,254 · 10 <sup>-22</sup>
Pb	208,2	11,34 · 10 <sup>3</sup>	3,3 · 10 <sup>28</sup>	0,21 · 10 <sup>-6</sup>	4,8 · 10 <sup>6</sup>	1,03 · 10 <sup>-22</sup>
Fe	55,8	7,8 · 10 <sup>3</sup>	8,4 · 10 <sup>28</sup>	0,098 · 10 <sup>-6</sup>	10,2 · 10 <sup>6</sup>	1,37 · 10 <sup>-22</sup>
Al	27	3,69 · 10 <sup>3</sup>	8,25 · 10 <sup>28</sup>	0,028 · 10 <sup>-6</sup>	37 · 10 <sup>6</sup>	4,5 · 10 <sup>-22</sup>
Cu	63,6	8,93 · 10 <sup>3</sup>	8,4 · 10 <sup>28</sup>	0,017 · 10 <sup>-6</sup>	59 · 10 <sup>6</sup>	7,02 · 10 <sup>-22</sup>
Ag	107,9	10,5 · 10 <sup>3</sup>	5,85 · 10 <sup>28</sup>	0,016 · 10 <sup>-6</sup>	62,5 · 10 <sup>6</sup>	7,35 · 10 <sup>-22</sup>
K	39,1	0,86 · 10 <sup>3</sup>	1,32 · 10 <sup>28</sup>	0,070 · 10 <sup>-6</sup>	14,3 · 10 <sup>6</sup>	10,8 · 10 <sup>-22</sup>

Berechnet mit der spezifischen Molekülzahl

$$N = \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{\text{Kilomol}}$$

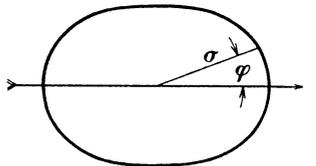
1 Kilomol = (A) kg

Beim Fortlassen des Faktors 10<sup>-6</sup> geben die Zahlen in Ohm den Widerstand eines Drahtes von 1 m Länge und 1 mm<sup>2</sup> Querschnitt.

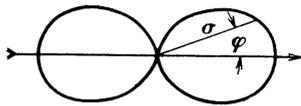
Beim Fortlassen des Faktors 10<sup>6</sup> geben die Zahlen in Metern die Länge eines Drahtes, der bei 1 mm<sup>2</sup> Querschnitt 1 Ohm Widerstand hat.

Statt  $\kappa/N_v$  wird oft das Verhältnis  $\kappa/\rho =$  Leitfähigkeit durch Dichte angegeben, meist in der Einheit  $\frac{\text{m}^2}{\text{Ohm Kilomol}}$

Stromstärke  $I$  und Spannung  $U$  sind einander bei Metallen streng proportional, das als Widerstand definierte Verhältnis  $U/I$  also konstant (Ohmsches Gesetz). Man kann daher einen spezifischen Widerstand  $\sigma$  und eine spezifische



Zinn, tetragonal; 1 mm = 10<sup>-8</sup> Ohm · m



Graphit, hexagonal; 1 mm = 5 · 10<sup>-6</sup> Ohm · m

Abb. 366. Einfluß der Richtung auf den spezifischen elektrischen Widerstand in nicht regulären Kristallen. Die Länge des Fahrstrahles  $\sigma$  gibt den spezifischen Widerstand in der Richtung  $\phi$ . Der lange Pfeil bedeutet die Hauptachse des Kristalles.

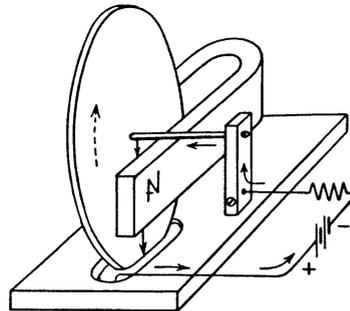


Abb. 367. Reibung der Elektronen in einem metallischen Leiter („BARLOW'SCHES RAD“). Pfeile = Laufrichtung der Elektronen.

Leitfähigkeit  $\kappa$  definieren. Man benutzt wie bei Elektrolyten die Gleichungen (180) v. S. 149. Die Tabelle 12 gibt einige Zahlenwerte. — Die Zahlen der siebenten Spalte, das Verhältnis  $\kappa/N_v$ , geben den Beitrag eines Atomes zur Leitfähigkeit  $\kappa$ . Dieser Beitrag ist um etwa 4 Zehnerfaktoren größer als bei der elektrolytischen Leitung. Seine größten Werte erreicht er bei den Alkalimetallen. In nicht regulären Einkristallen hängt die spezifische Leitfähigkeit von der Richtung des Stromes im Kristalle ab, die Abb. 366 gibt Beispiele. Beim Schmelzen eines Metalles verkleinert sich nach einer Faustregel die Leitfähigkeit auf rund die Hälfte.

Die Elektronen durchlaufen das Metall unter Überwindung reibungsähnlicher Widerstände.

Man kann diese Reibung ebenso nachweisen wie in Abb. 356 bei der elektrolytischen Leitung: Man ersetzt die ringförmige Flüssigkeitsscheibe durch eine drehbar gelagerte Metallscheibe (Abb. 367). Als Innenelektrode dient die Achse, als äußere ein Schleifkontakt. Die Elektronen werden senkrecht sowohl zur Richtung des Magnetfeldes als auch zur Richtung des Stromes abgelenkt, und dabei nehmen sie die Scheibe durch Reibung mit.

Recht lehrreich ist eine Abart dieses Versuches. Ein Wasserrohr platzt bei einer zu großen Stromstärke, d. h. einer zu großen je Sekunde durchfließenden Wassermenge. Bei stromdurchflossenen elektrischen Leitern tritt das Umgekehrte ein: Bei hoher Strombelastung schnürt sich der Leiter ab. Das zeigt man mit einem flüssigen metallischen Leiter, etwa Quecksilber, in einer flachen Rinne  $R$  von einigen Quadratcentimetern Querschnitt (Abb. 368). Zur Zu- und Ableitung des Stromes (Größenordnung 1000 Ampere) dienen Kupferschienen  $K$  und  $A$ .

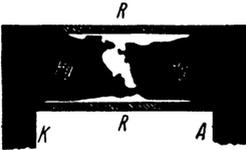


Abb. 368. Selbstabschnürung eines mit Strom hochbelasteten Leiters kurz vor der völligen Unterbrechung. Momentphotographie, die Seitenwände der Rinne nachträglich schraffiert. Die unregelmäßigen Umrisse werden durch Haften des Quecksilbers am durchsichtigen Boden der Rinne verursacht.

Zur Deutung der Erscheinung nehme man Abb. 299 zur Hand. Dort steht ein Leiter senkrecht zur Zeichenebene. Sein kreisförmig angenommener Querschnitt ist schraffiert. Die Elektronen sollten vom Beschauer fortlaufen. Damit war die Richtung der kreisförmigen magnetischen Feldlinien festgelegt, sie läuft gegen den Uhrzeiger. — Die magnetischen Feldlinien umfassen den Leiter nicht nur von außen, sondern sie sind auch im Innern des Leiters vorhanden. Infolgedessen durchlaufen die Elektronen im Leiter ein Magnetfeld. In diesem werden sie abgelenkt, und zwar in der Papierebene radial zum Leiterzentrum hin (vgl. Abb. 187).

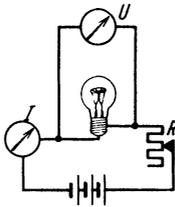


Abb. 369 a.

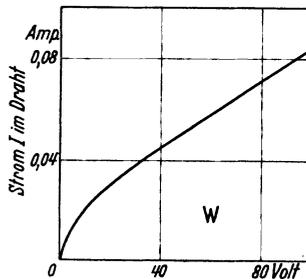


Abb. 369 b.

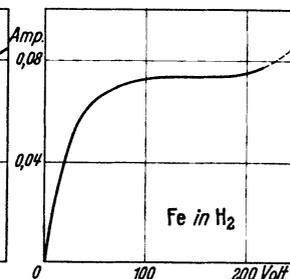


Abb. 369 c.

Abb. 369 a. Zum Einfluß der Temperatur auf den Widerstand von Metalldrähten. Der Widerstand des Voltmeters  $U$  muß groß gegen den des glühenden Drahtes sein, sonst würde ein merklicher Anteil des vom Amperemeter gemessenen Stromes auf das Voltmeter entfallen.

Abb. 369 b u. c. Stromspannungskurven des Wolframdrahtes in einer Glühlampe und eines Eisendrahtes in einer mit Wasserstoff gefüllten Lampe. In beiden Fällen steigt die Temperatur des Drahtes mit wachsender Stromstärke.

Dabei wird das Metall des Leiters „durch Reibung“ mitgenommen, und diese konzentrische Bewegung führt zur Abschnürung.

**§ 114. Einfluß der Temperatur auf die elektrische Leitfähigkeit der Metalle. Beziehungen zur Wärmeleitung.** Der Widerstand der Metalle steigt mit wachsender Temperatur. Das zeigt man am einfachsten an einer Glühlampe (Abb. 369a). Der Strom erhöht die Temperatur des Wolframdrahtes, und dementsprechend steigt die Stromstärke  $I$  im Schaubild (Abb. 369b) viel langsamer als die Spannung  $U$ .

Dünne Eisendrahte in einer  $H_2$ -Atmosphäre geben die in Abb. 369c skizzierte Stromspannungskurve: Die Stromstärke  $I$  ist in einem weiten Bereich von der Spannung  $U$  unabhängig. Derartige „Eisen-Wasserstoff-Widerstände“ vermögen bei schwankender Spannung eine Stromstärke automatisch konstant zu halten. Sie werden in der Technik oft angewandt.

Der Einfluß der Temperatur auf den spezifischen Widerstand ist für extrem gereinigte Metalle ein ganz anderer als für die praktisch angewandten Metalle

mit Fremdbeimengungen oder für die Legierungen. Für Legierungen gibt die Abb. 370 zwei charakteristische Beispiele. Für Manganin ist der spezifische Widerstand zwischen  $-250$  und  $+400$  Grad C weitgehend unabhängig von der Temperatur. Daher benutzt man diese Legierung zum Bau von Präzisionswiderständen für Meßzwecke.

Für praktisch reine Metalle steigt der Widerstand bei nicht allzu tiefen Temperaturen fast linear mit der absoluten Temperatur. Nur unterhalb von etwa  $20$  Grad abs. ist der Zusammenhang verwickelter und bei den tiefsten Temperaturen verbleibt ein konstanter spezifischer Restwiderstand (Abb. 371).

Die hohe Temperaturabhängigkeit des Widerstandes reiner Metalle hat für die Meßtechnik erheblichen Nutzen gezeitigt. Man hat in mancherlei Varianten „elektrische Widerstandsthermometer“ oder „Bolometer“ gebaut. Im einfachsten Falle nimmt man eine Stromquelle konstanter Spannung, etwa einen Akkumulator, ein Amperemeter und eine Spule aus feinem Kupferdraht. Die Spule ist der eigentliche Thermometerkörper. Beim Eintauchen der Spule in flüssige Luft verdreifacht sich der Strom usw. Man kann die Skala des Amperemeters direkt in Temperaturgrade umeichen.

Der spezifische Restwiderstand läßt sich durch Beseitigung der fremden Moleküle herabsetzen und bei vielen Metallen weitgehend beseitigen. Der Zusammenhang von spezifischem Widerstand und absoluter Temperatur wird dann im Schaubild mit guter Näherung durch eine zum Nullpunkt weisende Gerade dargestellt. Der Widerstand reiner Metalle wird also bei tiefen Temperaturen sehr klein, das hat aber nichts mit der in § 122 behandelten Supraleitung zu tun.

Die Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme läßt sich formelmäßig mit einer Konstanten von der Dimension einer Temperatur darstellen; man nennt sie die charakteristische Temperatur  $\Theta$  des betreffenden Stoffes (Abb. 462 des Mechanikbandes). Die-

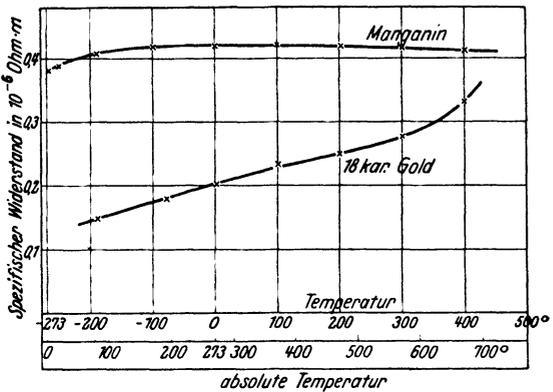


Abb. 370. Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes von Legierungen. Manganin = 84% Cu + 4% Ni + 12% Mn; 18 karätig = 75% Gold, 25% Zusatz.

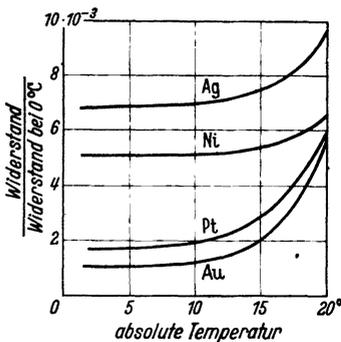


Abb. 371. Spezifischer Widerstand noch nicht ausreichend gereinigter Metalle bei sehr tiefen Temperaturen. Es verbleibt ein „Restwiderstand“.

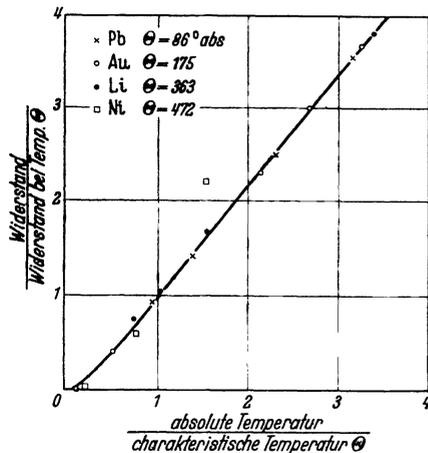


Abb. 372. ED. GRÜNEISENS Darstellung der Temperaturabhängigkeit des Widerstandes reiner regulär kristallisierender Metalle.

selbe Konstante  $\Theta$  läßt sich benutzen, um den Einfluß der Temperatur auf den elektrischen Widerstand regulär kristallisierender Kristalle recht übersichtlich darzustellen. Das wird in Abb. 372 für drei Metalle gezeigt: alle gemessenen Werte liegen nahezu auf einer geraden Linie. Nur die ferromagnetischen Stoffe fallen heraus. Als Beispiel sind Werte für Nickel eingetragen.

Die spezifische elektrische Leitfähigkeit  $\kappa$  ist eng mit der spezifischen Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  verknüpft.

Schlechte elektrische Leiter sind allgemein auch schlechte Wärmeleiter, man denke an Glas. Der Glasbläser kann das eine Ende eines Glasstabes ruhig in der Hand halten und das andere in der Flamme auf helle Glut erhitzen. Ähnliches gilt für Metalle. Silber hat nach Tabelle 12 (S. 189) ein großes, Neusilber ein kleines elektrisches Leitvermögen. Man kann sich am Griff einer silbernen Kanne leichter die Finger verbrennen als am Griff einer Kanne aus Neusilber.

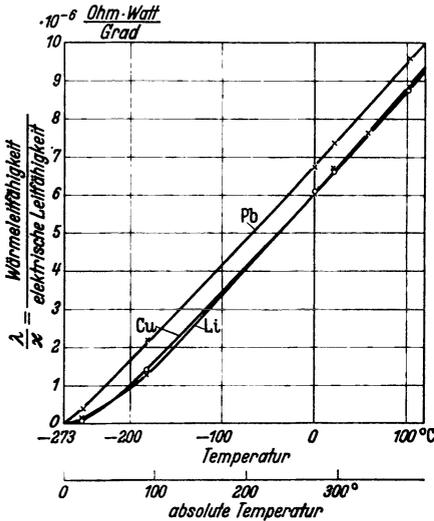


Abb. 373. Das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeit zur elektrischen Leitfähigkeit bei verschiedenen Temperaturen.

Der Zusammenhang von elektrischer und Wärmeleitfähigkeit ist für Metalle sehr eingehend gemessen worden. Die Abb. 373 gibt das Verhältnis  $\lambda/\kappa$ , also Wärmeleitfähigkeit<sup>1)</sup> durch elektrische Leitfähigkeit, für verschiedene Metalle und Temperaturen. Das Verhältnis  $\lambda/\kappa$  hat für höhere Temperaturen für alle Metalle sehr ähnliche Werte. Die Kurven weichen für die verschiedenen Metalle nicht sehr voneinander ab.  $\lambda$  und  $\kappa$  sind einander bei konstanter Temperatur gut proportional (WIEDEMANN-FRANZsche Regel). Außerdem ist das Verhältnis  $\lambda/\kappa$  in erster, roher Annäherung der absoluten Temperatur proportional.

**§ 115. Nachweis von Leitungselektronen durch Trägheitskräfte.** Der Strom ruft in Metallen normalerweise keine chemischen Änderungen hervor. Dadurch

wird zwar die Mitwirkung von Ionen ausgeschlossen, aber keine positive Aussage über die Natur der wandernden Ladungen gemacht. Elektronen sind zwar äußerst wahrscheinlich, aber deswegen darf man doch nicht auf ihren experimentellen Nachweis verzichten. Dieser Nachweis läßt sich mit Hilfe von Trägheitskräften erbringen.

Ein Eisenbahnwagen der Geschwindigkeit  $u$  werde innerhalb der Zeit  $t$  abgebremst. Während der Bremsung werden im Wageninnern alle beweglichen Gegenstände in der Fahrtrichtung durch Trägheitskräfte der Größe  $mb = m u/t$  beschleunigt (vgl. Mechanikband, Kapitel VII). Wir denken uns den Eisenbahnwagen durch einen ihm parallel bewegten Kupferdraht ersetzt und die beweglichen Gegenstände im Wageninnern durch Elektronen. Dann wirkt während des Bremsens auf jedes Elektron die Trägheitskraft  $\mathfrak{R}_1 = mb$ . Sie verschiebt

<sup>1)</sup> Die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda$  ist der Proportionalitätsfaktor in der Gleichung  $Q = \lambda \frac{F}{l} (T_1 - T_2) t$ . Diese besagt: Die einen Stab vom Querschnitt  $F$  und der Länge  $l$  innerhalb der Zeit  $t$  durchfließende Wärmemenge  $Q$  ist der Temperaturdifferenz  $(T_1 - T_2)$  zwischen den Stabenden proportional. Die Einheit von  $\lambda$  ist bei Messung der Energie in elektrischem Maße  $1 \frac{\text{Watt}}{\text{Grad} \cdot \text{m}}$ .

die Elektronen gegenüber dem Gitter der positiven Metallionen. Dadurch entsteht in der Längsrichtung des Drahtes ein elektrisches Feld mit der Feldstärke  $\mathcal{E}$ . Sie wirkt auf jedes Elektron mit der Kraft  $\mathfrak{R}_2 = e\mathcal{E}$ . Beide Kräfte  $\mathfrak{R}_1$  und  $\mathfrak{R}_2$  müssen gleich groß werden, wir erhalten

$$e\mathcal{E} = mb = m \frac{u}{t}. \quad (195)$$

Ferner ist das Produkt  $\mathcal{E}l$  gleich der Spannung  $U$  zwischen den Drahtenden [Gleichung (2) von S. 28]. Somit erhalten wir

$$Ut = \frac{m}{e} ul. \quad (196)$$

Dieser „Spannungsstoß“ [Voltsekunden] muß während der Bremsung zwischen den Enden des Drahtes auftreten.

Zur Ausführung des Versuches gibt man dem Draht die Gestalt einer Zylinder-spule und läßt diese um die Zylinderachse mit der Umfangsgeschwindigkeit  $u$  rotieren (Abb. 373 a). Sind beim Abbremsen Spannungsstöße meßbarer Größe zu erwarten? Das prüfen wir mit einer Überschlagsrechnung. Wir setzen für  $e/m$  das für Elektronen gültige Verhältnis, also  $e/m = 1,76 \cdot 10^{11}$  Amperesek./kg, wählen eine Drahtlänge von  $10 \text{ km} = 10^4 \text{ m}$  und eine Umfangsgeschwindigkeit  $u$  von  $50 \text{ m/sek}$ . Dann haben wir beim Abbremsen unabhängig von dessen Zeitdauer einen Spannungsstoß von  $3 \cdot 10^{-6}$  Voltsekunden zu erwarten. Ein solcher läßt sich mit einem langsam schwingenden Galvanometer messen.

Versuche dieser und ähnlicher Art haben sehr befriedigende Ergebnisse geliefert. R. C. TOLMAN fand Spannungsstöße in der erwarteten Größe. Sie ergaben als spezifische Elektronenladung

$$e/m \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ Amperesek/kg}$$

statt des richtigen Wertes  $1,76 \cdot 10^{11}$  Amperesek/kg.

§ 116. Ein atomistisches Bild der metallischen Leitung. Wir denken uns heute ein Metall als Gitter positiver Metallionen mit einem Elektronengas in seinen Maschen. Auf jedes Metallion soll größenordnungsmäßig ein freies oder Leitungs-Elektron entfallen. Wir setzen also das Verhältnis

$$\frac{\text{Elektronenzahl}}{\text{Volumen}} = \frac{\text{Atomzahl}}{\text{Volumen}} = \text{Atomzahldichte } N_v = N \cdot \rho$$

( $\rho$  = Dichte des Metalles;  $N$  = spezifische Molekülzahl =  $6,02 \cdot 10^{23}$  Kilomol).

Die Elektronen schwirren wie Gasmoleküle umher. Mit den Ionen elastisch zusammenstoßend diffundieren sie ungeordnet in alle Richtungen. Durch ein elektrisches Feld bekommt diese Diffusion eine Vorzugsrichtung zur Anode.

Es gilt für Metalle das Ohmsche Gesetz, folglich dürfen wir für die spezifische Leitfähigkeit  $\kappa$  die Gleichung

$$\kappa/N_v = ze(v_+ + v_-) \quad (181) \text{ v. S. 149}$$

anwenden. Jedes Elektron besteht aus einer Elementarladung, also  $z = 1$ . Die Beweglichkeit  $v_+$  der positiven Gitterionen ist gleich Null. So vereinfacht sich die Gl. (181) für reine Elektronenleitung zu

$$\kappa/N_v = ev_- . \quad (181 a)$$

Werte von  $\kappa/N_v$  sind bereits auf Tabelle 12 auf S. 189 enthalten. Für Kupfer ist bei Zimmertemperatur beispielsweise  $\kappa/N_v = 7,0 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2/\text{Ohm}$ . Ferner ist  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Amperesek. Einsetzen dieser Werte in (181 a) ergibt als Beweglichkeit der Elektronen in Cu bei Zimmertemperatur

$$v = 4,4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m/sec}}{\text{Volt/m}} .$$

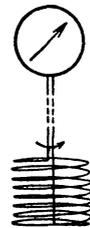


Abb. 373 a. Zur Beschleunigung der Elektronen durch Trägheitskräfte.

Dieser Wert ist überraschend klein, man überlege sich eine Folgerung: Man kann in der Praxis in Kupferleitungen nicht über Feldstärken  $\mathcal{E} = 10^{-1}$  Volt/Meter hinausgehen. Diese Feldstärke gibt schon die höchste technisch zulässige Strombelastung von 6 Ampere/mm<sup>2</sup>. Trotzdem kriechen die Elektronen nur mit einer Geschwindigkeit  $u$  von rund 0,4 mm/sek durch die Leitungsdrähte hindurch.

Man muß die Geschwindigkeit der in Marsch gesetzten Elektronen sauber unterscheiden von der riesigen Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes. ( $c = 3 \cdot 10^8$  m/sek.) Das elektrische Feld entspricht einem Trompetensignal (Schallgeschwindigkeit  $u = 340$  m/sek), das den langsamen Marsch der Truppe (etwa 1 m/sec) in Gang setzt.

Die hohe elektrische Leitfähigkeit der Metalle wird also durch die große Zahl der freien Elektronen bedingt und nicht etwa durch eine große Beweglichkeit dieser Elektronen.

Das Bild des Elektronengases weiter ausführend deutet man die Beweglichkeit der Elektronen wie im Plasma (S. 164) durch die Existenz einer „freien Weglänge  $\lambda$ “ (vgl. Abb. 56).

Man erhält also für die Geschwindigkeit der Elektronen

$$u = \frac{1}{2} \cdot \frac{e}{m} \cdot \mathcal{E} \cdot \frac{\lambda}{u_{th}} \quad (186a) \text{ v. S. 164}$$

( $u_{th}$  = thermische Geschwindigkeit der Elektronen).

Die rechts in dieser Gleichung stehenden Größen sind von der Feldstärke  $\mathcal{E}$  unabhängig, folglich wird die Geschwindigkeit  $u$  der Elektronen der Feldstärke  $\mathcal{E}$  proportional. Das Verhältnis beider, die Beweglichkeit  $v = u/\mathcal{E}$ , ist konstant, es gilt das Ohmsche Gesetz. Wir setzen den aus (186a) folgenden Wert der Beweglichkeit in (181) ein und erhalten als spezifische Leitfähigkeit

$$\alpha = N_v \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{e^2}{m} \cdot \frac{\lambda}{u_{th}}. \quad (201)$$

Alles weitere hängt nun von der thermischen Geschwindigkeit  $u_{th}$  der Elektronen ab. In früheren Jahren setzte man die kinetische Energie der Elektronen gleich der der Gasatome von gleicher Temperatur, also

$$\frac{1}{2} m u_{th}^2 = \frac{3}{2} k T_{abs} \quad \text{oder} \quad u_{th} = \sqrt{\frac{3 k T_{abs}}{m}} \quad (284) \text{ v. S. 269 des Mechanikbandes}$$

( $k$  = BOLTZMANNsche Konstante =  $1,38 \cdot 10^{-23}$  Wattsek./Grad,  $T_{abs}$  = absolute Temperatur,  $m$  = Elektronenmasse =  $9 \cdot 10^{-31}$  kg).

Damit konnte man den Proportionalitätsfaktor zwischen elektrischer und Wärmeleitfähigkeit sowie seine Abhängigkeit von der Temperatur befriedigend herleiten. Gleichzeitig bekam man aber für die Metalle einen mit der Erfahrung völlig unvereinbaren Wert der spezifischen Wärme. — Metalle haben bei nicht zu tiefen Temperaturen die spezifische Wärme

$$c \approx \frac{6}{2} \cdot R \approx 6 \frac{\text{Kilokalorien}}{\text{Kilomol Grad}} \quad \left( R = \text{Gaskonstante} = 1,99 \frac{\text{Kilokalorie}}{\text{Kilomol Grad}} \right).$$

Man deutet diesen Wert durch die kinetische und die potentielle Energie der Gitterschwingungen in den drei Freiheitsgraden. Jetzt aber soll die Zahl der frei herumschwirrenden Leitungselektronen ebenso groß sein wie die Zahl der Gitterionen. Also liefern die Elektronen mit ihrer kinetischen Energie auch einen Beitrag  $3/2 R$  zur spezifischen Wärme, und diese müßte für Metalle insgesamt  $\approx \frac{9}{2} R \approx 9 \frac{\text{Kilokalorien}}{\text{Kilomol Grad}}$  betragen! Der Ausweg aus dieser lange nicht überwindbaren Schwierigkeit ergibt sich in folgendem.

Nach heutiger Kenntnis ist die kinetische Energie der Elektronen weitgehend von der Temperatur unabhängig,  $u_{th}$  also in Gleichung (201) konstant. Das ist selbstverständlich mit der obenstehenden Gleichung (284) unvereinbar, aber diese Gleichung ist auch für Atome nur ein Grenzgesetz für den Bereich hoher Temperaturen. Bei hinreichend tiefen Temperaturen wird die Wärmeenergie der Atome von der Temperatur unabhängig. Sie wird im Gegensatz zu Gl. (284)

beim absoluten Nullpunkt keineswegs Null, sondern jedes Atom behält eine „Nullpunktsenergie“. Bei Elektronen überwiegt bis herauf zu ca.  $3 \cdot 10^4$  Grad (!) die von der Temperatur unabhängige Nullpunktsenergie, das hängt u. a. mit ihrer winzigen Masse zusammen, vgl. § 128 Kleindruck.

Experimentell findet man die spezifische Leitfähigkeit reiner Metalle dem Kehrwert der absoluten Temperatur proportional. Bei konstanter thermischer Geschwindigkeit  $u_{th}$  der Elektronen muß dann nach Gleichung (201) dasselbe für die mittlere freie Weglänge  $\lambda$  gelten. Das ist ein sehr einleuchtendes Ergebnis: je kleiner die thermische Unruhe des Gitters, desto unbehinderter der Lauf der Elektronen.

Man kann die Elektronen auch als ein Wellenbündel darstellen (Optikband § 168), dann heißt es: je ungestörter das Gitter, desto geringer die Energieverluste durch Streuung der Wellen.

**§ 117. Die Hallspannung** (E. H. HALL 1879). Die Bewegung der Leitungselektronen in Metallen wird in mannigfacher Weise durch Einwirkung magnetischer Felder beeinflusst. Wir beschränken uns auf ein Beispiel. Wir greifen auf den Induktionsvorgang in bewegten Leitern zurück, und zwar insbesondere auf die Abb. 185. Dort wurden die negativen und die positiven Elektrizitätsatome zusammen mit dem Leiter mechanisch quer zum Magnetfeld bewegt, und zwar beide in der gleichen Richtung. Dabei wurden die Elektrizitätsatome senkrecht zum Magnetfeld und senkrecht zu ihrer Bewegungsrichtung abgelenkt. Es trat zwischen den Hilfselektroden  $K$  und  $A$  eine Spannung auf in der Größe

$$U = \mathfrak{B} \cdot D \cdot u. \quad (93) \text{ v. S. 86}$$

Jetzt denken wir uns eine Abart dieses Versuches. Wir halten in Abb. 373 b den Leiter fest und lassen die Geschwindigkeit  $u$  der Elektrizitätsatome durch ein elektrisches Feld  $\mathfrak{E}$  in der Längsrichtung des Leiters entstehen.

D. h. wir lassen den quer zum Magnetfeld gestellten Leiter von einem elektrischen Strom  $I$  durchfließen. Bei dieser Art der Bewegung haben die negativen und die positiven Elektrizitätsatome einander entgegengesetzte Geschwindigkeiten  $u_-$  und  $u_+$ ,

nicht eine gemeinsame gleichgerichtete wie früher in Abb. 185. Folglich haben wir nach dem Induktionsgesetz als „Hallspannung“ zwischen den Punkten 1 und 2 zu erwarten

$$U_{Hall} = \mathfrak{B} D (u_- - u_+) = \mathfrak{B} D \mathfrak{E} (v_- - v_+). \quad (202)$$

Meist formt man diese Gleichung um. Man führt statt der Feldstärke  $\mathfrak{E}$  den Strom  $I$ , die spezifische Leitfähigkeit  $\kappa$  des Leiters und die Leiterdicke  $d$  ein (in Abb. 373 b senkrecht zur Papierebene gemessen, also  $D \cdot d =$  Querschnitt  $F$  der Strombahn). Dazu benutzt man die Gleichungen

$$R = \frac{1}{\kappa} \frac{l}{F} = \frac{1}{\kappa} \frac{l}{Dd} \quad \text{und} \quad \mathfrak{E} = \frac{U}{l} = \frac{IR}{l}.$$

Ferner kürzt man

$$(v_- - v_+)/\kappa = \text{Hallkonstante} \cdot B \quad (203)$$

und schreibt

$$U_{Hall} = B \frac{\mathfrak{B} I}{d}. \quad (204)$$

Die Hallspannung soll also proportional der Kraftflußdichte des den Leiter senkrecht durchsetzenden Magnetfeldes ansteigen. Ihre Größe soll ferner durch die Hallkonstante, das Produkt aus dem spezifischen Widerstand

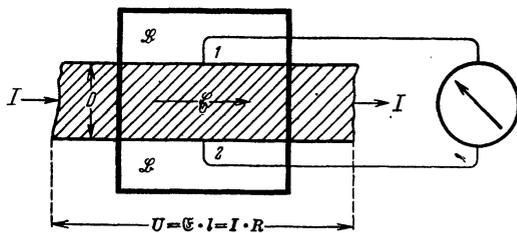


Abb. 373 b. Zur Messung der Hallspannung.

und der Differenz beider Beweglichkeiten, bestimmt werden. — Was ergeben die auf Grund solcher Überlegungen angestellten Beobachtungen?

1. Bei vielen Metallen fehlt die erwartete Erscheinung in dieser einfachen Form. Die Spannungen sind klein und hängen in verwickelter Form von der Kraftflußdichte ab. Hier können wir uns noch kein Bild machen.

2. Bei etlichen Metallen aber findet man eine gut meßbare Hallspannung, und diese wächst proportional der Kraftflußdichte  $\mathfrak{B}$  des Magnetfeldes.

3. Bei diesen Metallen findet man die in Tabelle 13 zusammengestellten Zahlenwerte.

Tabelle 13.

Metall	Spezifische Leitfähigkeit $\times$ des Metalles in Ampere Volt-Meter	Beobachtete Hallkonstante $B$ in $\frac{\text{m}^2}{\text{Amperesekunden}}$	Differenz der Beweglichkeit $(v_- - v_+)$ in $\frac{\text{m/sek}}{\text{Volt/m}}$	Aus (181) berechnete Summe der Beweglichkeiten $(v_- + v_+)$ in $\frac{\text{m/sek}}{\text{Volt/m}}$
Cu	$5,71 \cdot 10^7$	$5,3 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$
Ag	$6,25 \cdot 10^7$	$8,9 \cdot 10^{-11}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$	$7,6 \cdot 10^{-3}$
Au	$4,54 \cdot 10^7$	$7,1 \cdot 10^{-11}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$4,8 \cdot 10^{-3}$
Bi	$8,55 \cdot 10^6$ (!)	$5 \cdot 10^{-7}$ (!)	$4,2 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$
Zn	$1,70 \cdot 10^7$	$-10 \cdot 10^{-11}$	$-1,7 \cdot 10^{-3}$	—
Cd	$1,37 \cdot 10^7$	$-6 \cdot 10^{-11}$	$-0,8 \cdot 10^{-3}$	—

Im allgemeinen überwiegt  $v_-$ , die Beweglichkeit der Elektronen. Dann nennt man den Halleffekt normal. In diesen Fällen weicht die Differenz der Beweglichkeiten nur unerheblich von der früher mit Gleichung (194) berechneten Summe ab. (Nur Wismut macht eine sehr auffallende und rätselhafte Ausnahme!) Wir durften also S. 193 mit Recht die Beweglichkeit  $v_+ = 0$  setzen.

Die nicht normalen Hallspannungen hat man bisher noch nicht zu deuten vermocht. Das ganze Gebiet bedarf dringend weiterer Bearbeitung, aber die Schwierigkeiten sind groß.

§ 118. Mischleiter, Übersicht. Mischleiter (oder technisch Halbleiter) ist ein Sammelbegriff für mannigfache und recht verschiedenartige Stoffe. Das

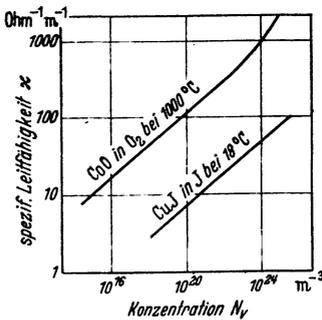


Abb. 374. Die spezifische Leitfähigkeit der Mischleiter wächst mit zunehmendem Überschuß einer Sorte gittereigener Bausteine. Die Konzentration  $N_v$  der überschüssigen Moleküle ist in beiden Beispielen (Elektronenersatzleiter) leider nicht für das Innere der Kristalle bekannt, sondern nur für ihre Umgebung. Das Kobaltoxyd befand sich in einer sauerstoffhaltigen Atmosphäre, das Kupferjodid in einer Lösung von Jod in Chloroform (Messungen von C. WAGNER 1936 und KARL BARDEKER 1909).

Verhältnis zwischen Elektronen- und Ionenanteil der Leitung kann in außerordentlich weiten Grenzen variieren. Manche Mischleiter haben äußerlich eine große Ähnlichkeit mit Metallen, z. B. viele Metallsulfide; sie leiten den Strom schon ohne besondere Vorbehandlung. — Andere Mischleiter gehören Stoffen an, die in verschiedenen Modifikationen vorkommen. So leitet z. B. amorphes Selen schlecht, graues kristallines aber gut. — Wieder andere Mischleiter sind als lichtempfindlich bekannt, z. B. die in der Photographie benutzten Halogensalze des Silbers. — Schließlich können auch normalerweise isolierende Kristalle nach einer geeigneten Vorbehandlung die typischen Eigenschaften der Mischleiter annehmen, so z. B. Diamant und die glasklaren Kristalle der Alkalihalogenide.

Allen Mischleitern ist ein Merkmal gemeinsam: Man kann, wenigstens bis heute, keine für den Stoff kennzeichnende spezifische Leitfähigkeit angeben. Ganz anders als bei Metallen hängen die gemessenen Werte selbst der Größenordnung nach von Störungen einer im chemischen Sinne idealen Zusammensetzung ab (B. GUDDEN, 1930).

Es kann sich um einen Überschuß oder Mangel einer Sorte der stoffeigenen

Bausteine handeln (Abb. 374) oder um die Anwesenheit fremder Moleküle. Die thermische Vorgeschichte spielt meistens eine große Rolle. Wahrscheinlich sind auch mannigfache physikalische Abweichungen vom normalen Gitterbau von Einfluß, so z. B. die Korngrenzen mikrokristalliner Bereiche. Zuweilen bilden die Beimengungen nur die Vorstufe der wirksamen Stoffe. Diese selbst entstehen erst durch thermische Umwandlung oder durch Strahlungsabsorption.

Normalerweise steigt die spezifische Leitfähigkeit der Mischleiter jäh mit der Temperatur, Beispiel in Abb. 375.

In Einzelfällen überschreitet die Leitfähigkeit einen Höchstwert und fällt dann bei weiterer Temperatursteigerung weiter ab. (Beispiele: photochemisch im elektrischen Felde veränderte Silberhalogenide und Sulfide und Selenide von Schwermetallen.)

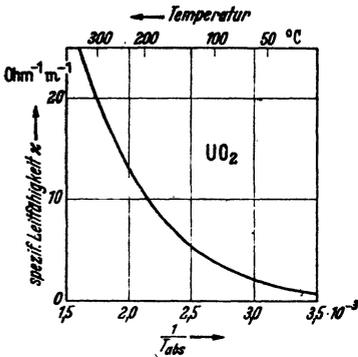


Abb. 375. Die spezifische Leitfähigkeit der Mischleiter steigt jäh mit wachsender Temperatur. Für das Bei-

spiel Urantioxyd gilt  $\kappa = \kappa_0 \cdot e^{-\frac{kT_{abs}}{b}}$  mit den Werten  $\kappa_0 = 554 \text{ Ohm}^{-1} \text{ m}^{-1}$  und  $b = 0,16 e \text{ Volt}$  ( $kT_{abs}$  siehe unter Gl. 284 auf S. 194).  $\text{UO}_2$  wird technisch zum Bau von Heißleitern benutzt.

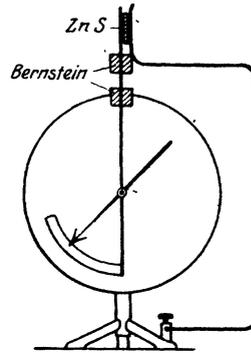


Abb. 375a. Schauversuch zur lichtelektrischen Leitung eines isolierenden Kristalles. Der ZnS-Kristall wird mit dem Licht einer Bogenlampe bestrahlt.

Absorption geeigneter Strahlungen (Licht- oder Korpuskularstrahlen) wirkt in gleichem Sinne wie eine Temperatursteigerung; nicht selten kann bei tiefen Temperaturen nur auf diese Weise ein Strom eingeleitet und aufrechterhalten werden. Beispiele in Abb. 375a.

In beiden Fällen rührt die Zunahme des Stromes meist überwiegend vom Anteil der Elektronen her. Dann genügt es, den Elektronenanteil zu berücksichtigen. Man schreibt, an den Grundversuch aller Elektrizitätsleitung anknüpfend, für den Elektronenstrom

$$I_e = n e u l \tag{73} \text{ v. S. 146}$$

( $l$  = Elektrodenabstand;  $n$  = Zahl und  $u$  = Geschwindigkeit der Elektronen)

oder bei Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes für die Elektronenleitfähigkeit

$$\kappa_e = \frac{n}{V} e \cdot v \tag{181 a) \text{ v. S. 193}}$$

( $n/V = N_e$ ; also  $n$  Elektronen im Volumen  $V$ ; ihre Beweglichkeit =  $v$ ).

Die Messungen ergeben auch für Mischleiter nur die Produkte  $nu$  oder  $nv$ , nur diese Produkte werden durch Steigerung der Temperatur oder durch Bestrahlung des Mischleiters erhöht.

Bei der Leitung in Metallen sind nach allgemeiner Auffassung die Elektronen wie Gasmoleküle beweglich und ihre Zahl  $n$  ist unabhängig von der Temperatur gleich der Zahl der Gitterionen. Wachsende Temperatur verkleinert nur die auf S. 194 definierte Geschwindigkeit  $u$  der Elektronen. Im Gegensatz dazu muß man für Mischleiter annehmen: bei tiefen Temperaturen sind alle Elektronen gebunden. Erst durch die Wärmebewegung oder durch eine geeignete Bestrahlung

wird ein Bruchteil der Elektronen vorübergehend beweglich gemacht. In Mischleitern steigt die Zahl  $n$  der beweglichen Elektronen mit der Temperatur, und deswegen wächst das gemessene Produkt  $nu$ .

Sind alle Elektronen einer Herkunftsart durch die Temperatur beweglich gemacht, so verbleibt bei weiterer Temperatursteigerung wie in Metallen nur eine Abnahme der Elektronengeschwindigkeit  $u$ . So erklärt sich wahrscheinlich der an Silberhalogeniden und Sulfiden beobachtete Höchstwert der Leitfähigkeit.

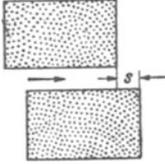


Abb. 376. Zur Unterscheidung von Wander- und Laufgeschwindigkeit.

Diese Auffassung nötigt uns, den Begriff der Elektronengeschwindigkeit näher zu definieren. In Abb. 376 rücke ein Schwarm von  $n$  winzigen, für unser Auge nicht trennbaren Individuen während der Zeit  $t$  in der Pfeilrichtung um den Weg  $s$  vor. Das kann auf zweierlei Weise vor sich gehen.

Entweder: Alle  $n$  Individuen bewegen sich ohne Rastpausen während der ganzen Zeit  $t$  mit der konstanten Geschwindigkeit  $u = s/t$ . Oder: Die Individuen bewegen sich mit Rastpausen, also nur zeitweilig, und zwar in statistisch regellosem Wechsel. In jedem Augenblick läuft nur ein kleiner Bruchteil  $n_L = n/x$ , z. B.  $\frac{1}{100} n$ , mit der großen wahren oder Laufgeschwindigkeit  $u_L = x \cdot u$ , im Beispiel  $u_L = 100u$ . Alle übrigen, also  $n \cdot (1 - 1/x)$  Elektronen, im Beispiel  $\frac{99}{100} n$ , machen währenddessen eine Rastpause. In Gleichungsform heißt das

$$\frac{u_L}{u} = \frac{n}{n_L} \quad \text{oder} \quad u_L \cdot n_L = u \cdot n. \quad (205)$$

Genau das Entsprechende gilt für die Elektronen in Mischleitern, wir müssen die Wandergeschwindigkeit  $u$  von der Laufgeschwindigkeit  $u_L$  unterscheiden. In Metallen war diese Unterscheidung nicht nötig. — Von der Entstehung der Laufgeschwindigkeit in Mischleitern machen wir uns das gleiche Bild wie in Metallen: Ein Elektron soll auch in Mischleitern freie Weglängen durchlaufen und infolge der ständig wiederholten Richtungsänderungen im Mittel die konstante Laufgeschwindigkeit  $u_L$  erhalten. Mit dieser Laufgeschwindigkeit soll es während der Lebensdauer  $\tau$  seines freien Zustandes insgesamt den Weg  $w_L = \tau \cdot u_L$  zurücklegen. Dann folgt eine Rastpause in gebundenem Zustand. — Diese Art der Elektronenleitung in Mischleitern wollen wir die metallähnliche oder kürzer die aktive nennen. (In Metallen ist  $\tau = \infty$ .)

Im Grenzfall kann sich der Weg  $w_L$  eines Elektrons auf den Abstand benachbarter Ionen beschränken. Dann wird das Elektron beim Platzwechsel der Ionen von einem Ion zum anderen weitergereicht. Diese Art der Elektronenwanderung ist erfahrungsgemäß aufs engste an eine gleichzeitig vorhandene Ionenleitung gebunden. Wir nennen sie daher die ionengebundene oder kürzer die passive. Beispiele in Abb. 378 und 379.

Beide Arten der Elektronenwanderung in Mischleitern, sowohl die metallähnliche (aktive) mit freien Weglängen als auch die ionengebundene (passive), können auf zweierlei Weise vor sich gehen, nämlich als Elektronenüberschuß- und als Elektronenersatzleitung (Näheres in § 119). Hinzu kommen Eigentümlichkeiten der Elektroden. Besondere, z. B. chemische, Eigenschaften entscheiden über die Möglichkeit, ob Elektronen in den Mischleiter eintreten oder ihn verlassen können. Man muß „elektronenliefernde“ und „Sperr Elektroden“ unterscheiden. Als Beispiel nennen wir die technisch bedeutsamen Kupferoxydulgleichrichter (Abb. 377).

Aus der Kombination dieser verschiedenen Möglichkeiten ergibt sich eine große Reihe verschiedenartiger Fälle. Nur wenige von ihnen sind in befriedigender

Weise aufgeklärt, daher müssen wir uns auf einige typische und besonders übersichtliche Beispiele beschränken. — In der Technik spielen Mischleiter mit metallähnlicher (aktiver) Elektronenleitung eine erhebliche Rolle. Mischleiter mit ionengebundener (passiver) Elektronenleitung verdienen ein besonderes physikalisches Interesse. Sie zeigen wichtige Mischleitervorgänge in großer Anschaulichkeit. Außerdem liefern sie ein wesentliches Hilfsmittel bei der Untersuchung photochemischer Vorgänge und der Phosphoreszenz im festen Körper (Optikband § 153 und 158).

§ 119. Die Unterscheidung von Elektronenüberschuß- und -ersatzleitung zeigt man am besten mit Hilfe der ionengebundenen (passiven) Elektronenleitung. Als Mischleiter benutzt man z. B. einen KBr-Kristall mit einem Überschuß neutraler K-Atome. Ein stöchiometrisch einwandfreier reiner KBr-Kristall ist ein reiner Ionenleiter (§ 112). Beim Erhitzen in K-Dampf werden K-Atome in seinem Innern gelöst und der Kristall dadurch blau gefärbt (Optikband § 111 und 153, Farbzentren). Die Anwesenheit des stöchiometrisch überschüssigen Kaliums verwandelt den Ionenleiter KBr in einen typischen Mischleiter mit passiver Elektronenleitung. In Abb. 378 b sind die

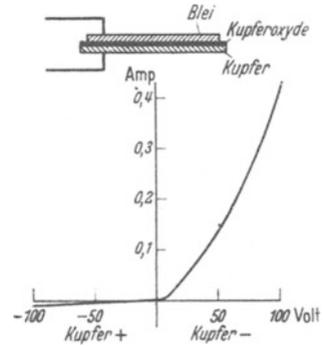


Abb. 377. Oben Einzelglied eines technischen Kupferoxydulgleichrichters, schematisch. Die Oxydulschicht ist zu dick gezeichnet, man erzeugt sie durch oberflächliches Oxydieren der Kupferplatte. Dabei bekommt der äußere, dem Blei zugewandte Teil einen Überschuß an Sauerstoff. Unten Stromspannungskurve für 20 in Reihe geschaltete Einzelglieder.

neutralen K-Atome durch schwarze Punkte markiert. Sie unterscheiden sich von den unsichtbaren  $K^+$ -Ionen durch den Besitz eines überschüssigen Elektrons. (Die ebenfalls unsichtbaren  $Br^-$ -Ionen sind der Übersichtlichkeit halber nicht mitgezeichnet.) Die Wärmebewegung läßt Elektronen durch Weiterreichen von Ion zu Ion im Gitter diffundieren. Dabei bildet jedes Elektron nach seinem Platzwechsel zusammen mit dem neuen Partner ein sichtbares K-Atom. Im elektrischen Felde bekommt diese Diffusion eine Vorzugsrichtung. Die Abwanderung der überschüssigen Elektronen erfolgt zur Anode hin gerichtet (Pfeile). Durch diese einseitige Abwanderung der Elektronen bewegt sich die blaue Wolke zum positiven Pol (Abb. 378a).

Zur Vorführung der Elektronen-Ersatzleitung erhitzt man einen KJ-Kristall in einer Jodatmosphäre. Dadurch werden — chemisch gesprochen — neutrale Jodatome im Kristall gelöst und der Kristall braun gefärbt. Die neutralen Jodatome sind in Abb. 379 b durch Kreise markiert. Sie unterscheiden sich von den unsichtbaren  $J^-$ -Ionen des Gitters durch das Fehlen eines Elektrons. (Die ebenfalls unsichtbaren  $K^+$ -Ionen des Gitters sind der Übersichtlichkeit halber nicht mit gezeichnet.) Die Wärmebewegung läßt Elektronen durch Weiterreichen von Ion zu Ion im Kristall diffundieren. Dabei hinterläßt jedes Elektron nach seinem Platzwechsel den alten Partner als sichtbares J-Atom. Im elektrischen Felde bekommt auch diese Diffusion eine Vorzugsrichtung, der Ersatz fehlender Elektronen erfolgt aus der Richtung der Kathode (Pfeile). Durch diesen einseitigen Elektronenersatz wandert die braune Wolke der Jodatome zum negativen Pol (Abb. 379a).

In einem Schauversuch kann man die beiden Formen der Elektronenleitung auch gleichzeitig vorführen. Man setzt einen KJ-Kristall bei etwa 620 Grad C zwischen zwei spitze Metall-



Abb. 378 a u. b. Sichtbare Elektronen-Überschußleitung in einem KBr-Kristall.

(Farbzentren, Überschubleitung) in den Kristall eindringen, von der Anode aus eine braune Wolke aus Jod (Ersatzleitung). Beide Wolken treffen sich in der Mitte des Kristalles, und dort vereinigen sich K und J zu farblosem KJ. Bei der normalen Elektrolyse wandern die  $K^+$ -Ionen zur Kathode und nehmen dort ein Elektron auf, die  $J^-$ -Ionen zur Anode und geben dort ein Elektron ab. Im obigen Versuch erfolgen Abgabe und Aufnahme der Elektronen schon vor dem Erreichen der Elektroden, also bereits im Innern des Kristalles.

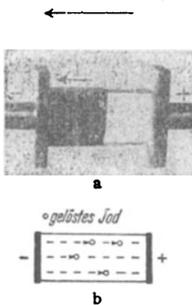


Abb. 379 a u. b. Sichtbare Elektronen-Ersatzleitung in einem KJ-Kristall. a Schaubersuch,  $T = \text{etwa } 500^\circ \text{ C}$ . b Zur Deutung.

folgenden einige Ergebnisse. Sie lassen sich sinngemäß abgeändert auf die Stromerzeugung durch alle anderen Strahlungen übertragen.

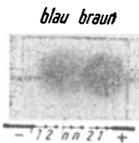


Abb. 379 c. Gleichzeitige Vorführung der Elektronen-überschubleitung (links) und der Elektronenersatzleitung (rechts) in einem KJ-Kristall. Natürliche Größe. Spannung zwischen den eingepreßten, spitzen Elektroden etwa 300 Volt. Bei der Entstehung der Wolken beginnen die Elektronenübergänge ( $\rightarrow$ ) in der Reihenfolge 1, 2, ... n.

absorbierten Lichtquanten? Welche Rolle spielt dabei eine schon ohne Belichtung vorhandene Leitfähigkeit? Wie verläuft die Stromspannungskurve? Welchen Einfluß hat die Temperatur auf den Mechanismus der Leitung? — Zur Beantwortung dieser Fragen mußte man den gesamten lichtelektrischen Strom in zwei Anteile verschiedenen Ursprungs zerlegen. Man mußte einen primären und einen sekundären Elektronenstrom unterscheiden.

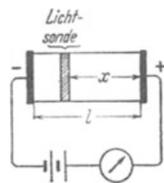


Abb. 380. Zur lichtelektrischen Leitung in einem Kristall mit elektrolytischem Dunkelstrom (Grenzfall Isolator).

nur das schmale schraffierte Stück. Der Abstand dieser „Lichtsonde“ von der Anode sei  $x$ . Die zur Beobachtung gelangenden Elektronen entstehen also durch die Wirkung des Lichtes im Innern des Kristalles. Der durch sie erzeugte Strom wird primärer Elektronenstrom  $I_p$  genannt. Man mißt ihn als Differenz des mit und ohne Licht gemessenen Stromes, also

$$I_p = I_{\text{hell}} - I_{\text{dunkel}} \quad (207)$$

§ 120. Unselbständige Elektrizitätsleitung in Mischleitern. Lichtelektrischer Primärstrom. Normalerweise vermag ein Mischkristall seinen Bestand an wanderfähigen Elektronen auf thermischem Wege aufrechtzuerhalten. In vielen Fällen wird, wie schon erwähnt, der Bestand ganz oder teilweise durch Absorption von Strahlungen geschaffen und aufrechterhalten. Am längsten bekannt und in großem Umfange technisch ausgenutzt ist die Erzeugung von Strömen in Mischleitern durch sichtbares oder ultraviolettes Licht, die sog. innere lichtelektrische Wirkung. Wir bringen im

Die innere lichtelektrische Wirkung umfaßt zwei durchaus verschiedenartige Gruppen von Fragen. In der ersten handelt es sich um optische: In welcher Weise erzeugt die Lichtabsorption im Kristall angeregte Zustände, die während einer begrenzten Lebensdauer  $\tau$  wanderfähige Elektronen liefern? Wann ist dabei die Wärmebewegung des Gitters wesentlich beteiligt? Wie ist die spektrale Verteilung der zur „Anregung“ führenden Absorption? Wo liegen die Absorptionsbanden des Kristalles im „angeregten“ Zustande? — Alle diese Fragen sind wenigstens in Einzelfällen geklärt. Man findet einiges in den §§ 153—154 und in § 158 des Optikbandes.

Im Rahmen dieses Bandes ist nur das zweite Problem zu behandeln: Welche Beziehung besteht zwischen der Stärke des lichtelektrischen Stromes und der Zahl der je Zeiteinheit

Die Abb. 380 zeigt einen lichtelektrisch leitenden Kristall zwischen zwei Elektroden in einem Stromkreis. Der Kristall kann im Dunkeln isolieren (z. B. Diamant oder Alkalihalogenidsalze mit Farbzentren bei tiefen Temperaturen) oder rein elektrolytisch leiten (z. B. ein KH—KBr-Mischkristall bei  $500^\circ \text{ C}$ , vgl. Optikband S. 274). Belichtet wird

Diese Gleichung ist an eine wesentliche Voraussetzung gebunden: Der Kristall muß im Dunkeln rein elektrolytisch leiten (im Grenzfall isolieren), und seine elektrolytische Leitfähigkeit  $\kappa^i$  darf durch die Anwesenheit der Elektronen nicht geändert werden.

Herleitung von (207): In Abb. 381 ist ein in seiner ganzen Länge belichteter Kristall gezeichnet. In jedem, um  $y$  von der Kathode entfernten Querschnitt  $F$  setzt sich der Strom aus einem Elektronenanteil  $I_y^e$  und einem Ionenanteil  $I_y^i$  zusammen. Der Gesamtstrom  $I_{\text{hell}} = I_y^e + I_y^i$  ist für jeden Querschnitt  $F$  gleich groß. Die gestrichelte Gerade ergibt die Mittelwerte der Teilströme. Für den Elektronenstrom nennen wir ihn  $I_p$ . Also

$$I_p = \bar{I}^e = \frac{1}{l} \int I_y^e \cdot dy \quad \text{und} \quad \bar{I}^i = \frac{1}{l} \int I_y^i \cdot dy.$$

Der Ionenstrom  $I_y^i$  in dem zu  $y$  gehörenden Querschnitt ergibt sich aus der dort herrschenden Ionenleitfähigkeit  $\kappa_y^i$  und der Feldstärke  $\mathcal{E}_y$  als

$$\bar{I}^i = \frac{1}{l} \int \kappa_y^i \cdot \mathcal{E}_y F dy. \quad \text{Aus (177b) v. S. 149}$$

Nun kommt die entscheidende Voraussetzung: Die Ionenleitfähigkeit  $\kappa_y^i$  soll von einer gleichzeitig vorhandenen Elektronenleitfähigkeit  $\kappa_y^e$  unabhängig sein und daher längs des ganzen Kristalles konstant den gleichen Wert  $\kappa^i$  wie im Dunkeln besitzen. Nur dadurch wird der Mittelwert des Ionenstromes

$$\bar{I}^i = \frac{\kappa^i F}{l} \int \mathcal{E}_y dy = \frac{\kappa^i F}{l} \cdot U = I_{\text{dunkel}}.$$

Dies Ergebnis ist oben rechts in Abb. 381 eingezeichnet; der Vergleich der linken und der rechten Ordinate liefert die Gl. (207).

In der Zeit  $t$  sollen  $N$  Lichtquanten  $h\nu$  absorbiert werden. Diese  $N$  Lichtquanten sollen  $\eta N$  wanderfähige Elektronen erzeugen ( $\eta =$  „Ausbeute“). Die „angeregten“ Zustände, die aktiv oder passiv wanderfähige Elektronen liefern, sollen die Lebensdauer  $\tau$  besitzen. Dann ist bei kleinen Spannungen die Zahl der wanderfähigen Elektronen praktisch noch eben so groß wie im feldfreien Kristall; also

$$n = \eta N \tau / t. \quad (181a) \text{ v. S. 153}$$

Die Gesamtladung dieser  $n$  Elektronen ist  $q = ne$ . Diese Werte von  $n$  und  $q$  setzen wir in die Grundgleichung des Leitungsvorganges

$$I = q \cdot u / l \quad (73) \text{ v. S. 146}$$

ein und erhalten

$$I_p = \frac{\eta N e}{t} \cdot \frac{u \tau}{l} = \frac{\eta N e}{t} \cdot \frac{w}{l}.$$

Darin ist  $w$  der Weg, den ein Elektron während der Lebensdauer  $\tau$  zurücklegen kann.

Die Geschwindigkeit  $u$  und der Weg  $w$  steigen proportional der Spannung  $U$ ; infolgedessen befolgt der Primärstrom  $I_p$  bei hinreichend kleinen Spannungen das Ohmsche Gesetz.

Anders bei sehr großen Spannungen: Dann können alle Elektronen bis zur Anode gelangen, der Primärstrom erreicht einen Sättigungswert  $I_p$ . In diesem Fall wird der Elektronenbestand  $n$  nicht mehr von der Lebensdauer  $\tau$  der

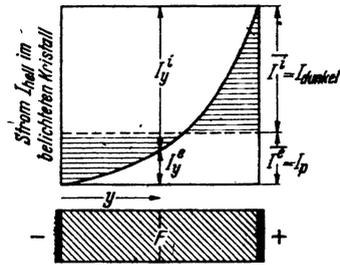


Abb. 381. Zur Mittelwertbildung von Ionen- und Elektronenstrom in einem beliebigen Kristall ohne Nachlieferung von Elektronen aus der Kathode, schematisch. Der Gesamtstrom  $I_{\text{hell}}$  ist in allen Querschnitten  $F$  gleich groß. Hingegen wächst der auf die Elektronen entfallende Anteil  $I_y^e$  in einem Querschnitt mit zunehmendem Abstand  $y$ , weil alle links von  $F$  beweglich gemachten Elektronen den Querschnitt  $F$  auf dem Wege zur Anode passieren.

Zustände, die die wanderfähigen Elektronen liefern, bestimmt, sondern nur von der Verweilzeit  $\tau'$  der Elektronen im elektrischen Felde. Diese ist gleich der Zeit, innerhalb derer die Elektronen die Anode erreichen, also  $\tau' = x/u$ . Mit diesem Wert liefern die Gl. (181a) und (73) als Sättigungswert des Primärstromes

$$I_P = \frac{\eta N e}{t} \cdot \frac{x}{l}. \quad (208)$$

Er wächst also proportional dem Abstände  $x$  zwischen Lichtsonde und Anode. Für einen in seiner ganzen Breite gleichförmig belichteten Kristall wird im Mittel  $\frac{x}{l} = \frac{1}{2}$ , also wird

$$I_P = \frac{1}{2} \eta \frac{N}{l} \cdot e. \quad (209)$$

Der Sättigungswert  $I_P$  des Primärstromes ermöglicht eine Messung des Produktes  $(\eta N/t)$ , d. h. der Zahl der je Zeiteinheit im Kristall wanderfähig gemachten Elektronen. Bei dieser Messung des primären Elektronenstromes kommt es nicht auf den Mechanismus der Elektronenwanderung an. Sie kann metallähnlich (aktiv) erfolgen (Beispiel: farbzentrenhaltige Alkalisalze bei tiefen Temperaturen) oder ionengebunden (passiv) (Beispiel KH—KBr-Mischkristall) (vgl. Optikband § 154).

In einem Kristall mit elektrolytischem Dunkelstrom übersieht man den Sinn der Gl. (208) in folgender Weise. Man denke sich in Abb. 380 einen KH-haltigen KBr-Kristall und das Licht intermittierend eingestrahlt. Dann entsteht jedesmal im Bereich der Lichtsonde eine blaue farbzentrenhaltige Schicht mit einer zusätzlichen Elektronenleitfähigkeit. Diese gut leitende Schicht ist zwischen zwei klare, schlecht leitende Schichten eingeschaltet. Sie wandert auf die Anode zu (vgl. Abb. 378a) und vergrößert den Strom, solange sie noch in den Kristall eingeschaltet ist, d. h. bis sie ganz in der Anode verschwunden ist. Die Wanderzeit  $t$  ist dem Wege  $x$ -proportional; folglich ist es auch die Elektrizitätsmenge  $It$ , die als Folge der Wanderung von  $\eta N$  Elektronen den Strommesser durchfließt.

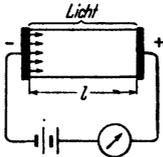


Abb. 381 a. Zur lichtelektrischen Leitung in einem Kristall mit gemischter, von Elektronen und von Ionen herrührender Dunkelleitfähigkeit (Grenzfall reiner Elektronenleiter).

**§ 121. Der lichtelektrische Sekundärstrom in Mischleitern.** Die Abb. 381 a zeigt die gleiche Anordnung wie Abb. 380, jedoch mit zwei Änderungen. Die eine ist äußerlich, der Kristall wird in seiner Breite gleichförmig vom Licht bestrahlt. Die andere hingegen ist wesentlich: An der Dunkelleitfähigkeit des Kristalles sind Elektronen beteiligt. Die Elektronen können aus der Kathode in den Kristall eintreten, das ist mit kleinen Pfeilen angedeutet. Dabei sei

$$\text{und} \quad \left. \begin{aligned} \frac{\text{Elektronenanteil des Dunkelstromes}}{\text{gesamter Dunkelstrom}} &= \gamma \\ \frac{\text{Ionenanteil des Dunkelstromes}}{\text{gesamter Dunkelstrom}} &= V \end{aligned} \right\} \frac{1}{1-\gamma} = V. \quad (209a)$$

Diesmal entstehen die im lichtelektrischen Strom beobachteten Elektronen nur zum Teil im Kristall. Zu den primären, vom Licht im Kristall wanderfähig gemachten Elektronen kommen sekundäre hinzu. Sie werden aus der Kathode herausgezogen, weil der Widerstand der belichteten Strombahn abnimmt und daher die Feldstärke vor der Kathode zunimmt. Auf diese Weise addiert sich dem lichtelektrischen Primärstrom  $I_p$  ein lichtelektrischer Sekundärstrom  $I_s$ . Die Summe dieser beiden vom Licht verursachten Ströme bildet den gesamten lichtelektrischen oder kürzer Meßstrom  $I_m$ , also  $I_{\text{hell}} - I_{\text{dunkel}} = I_m$

$= I_p + I_s$ . Auch für den Meßstrom lassen sich experimentell Sättigungswerte erreichen. Für diese gilt

$$I_M = I_p + I_s = V \cdot I_p. \quad (210)$$

Für die Sättigungswerte ist also die Summe von Primär- und Sekundärstrom gleich dem Vielfachen  $V$  des Primärstromes; das Verhältnis  $V$  spielt dabei die Rolle eines Verstärkungsfaktors.

Diese Verstärkung kommt folgendermaßen zustande: Der Meßstrom  $I_M$  und der Sekundärstrom  $I_s$  haben beide in jedem Querschnitt längs des ganzen Kristalles die gleiche Größe wie in der unmittelbar vor der Kathode befindlichen Grenzschicht. In dieser Grenzschicht aber können sich auch während der Belichtung keine vom Licht primär beweglich gemachten Elektronen halten, sie wandern ja sofort auf die Anode zu. Infolgedessen entstehen die beiden Stromanteile in der Grenzschicht auch während der Belichtung nur durch die schon im Dunkeln vorhandene Leitfähigkeit. Es entsteht also in der Grenzschicht der Sekundärstrom  $I_s$  durch die im Dunkeln vorhandene Elektronenleitfähigkeit  $\kappa_d^e$ , der Meßstrom  $I_M$  durch die gesamte Dunkel leitfähigkeit, also die Summe  $(\kappa_d^e + \kappa_d^i)$  von Elektronen- und Ionenleitfähigkeit. — Aus dieser einfachen Tatsache ergibt sich das Verhältnis

$$\frac{I_s}{I_M} = \frac{\kappa_d^e}{\kappa_d^e + \kappa_d^i} = \gamma \quad \text{und} \quad I_s = \gamma \cdot I_M.$$

Diesen Wert von  $I_s$  setzen wir in die Gleichung  $I_M = I_s + I_p$  ein und erhalten

$$I_M = \frac{I_p}{1 - \gamma} \quad \text{oder mit (209a)} \quad I_M = V \cdot I_p.$$

Je größer die Verstärkung durch den Sekundärstrom, desto schwieriger ist ein Sättigungsstrom zu erreichen. Im Grenzfall rein elektronischer Dunkel leitfähigkeit steigt der lichtelektrische Strom  $I_m$  dauernd mit der Feldstärke an. Das Licht schafft lediglich einen zusätzlichen Elektronenbestand

$$\Delta n = \eta \frac{N}{t} \cdot \tau \quad (181) \text{ v. S. 201}$$

( $N$  Lichtquanten werden in der Zeit  $t$  absorbiert und schaffen dabei Zustände der Lebensdauer  $\tau$ , die  $\eta N$  wanderfähige Elektronen liefern).

Einsetzen dieses Wertes in das „Ohmsche Gesetz“, d. h. Gl. (179) von S. 149, liefert für den gesamten lichtelektrischen Strom

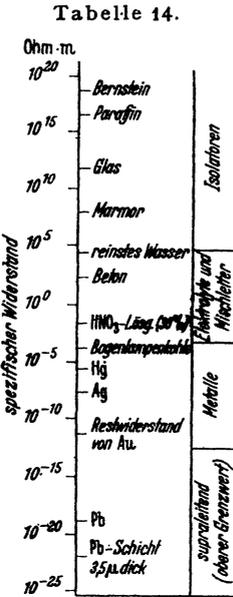
$$I_m = \frac{\eta N}{t} \cdot e v \tau \cdot \frac{U}{l^2}.$$

Also ist bei gegebener Spannung  $U$  und gegebenem Elektrodenabstand  $l$  die „Lichtempfindlichkeit“  $\frac{I_m}{N/t} = \text{const} \cdot \tau$ ; d. h. sie ist proportional der Lebensdauer  $\tau$  der vom Licht angeregten Zustände. Daher ist eine große Lichtempfindlichkeit grundsätzlich mit einer merklichen Trägheit verbunden.

Die weitere experimentelle Erforschung dieses Gebietes gilt vor allem der Frage: Auf welche Weise können Elektronen aus metallischen Elektroden in nichtmetallische Leiter eintreten? Die Antwort wird u. a. das Verständnis der technisch so bedeutsamen Trockengleichrichter vertiefen.

**§ 122. Die Supraleitung der Metalle und Mischleiter.** Wir greifen auf die Elektrizitätsleitung in Metallen zurück. Die Abb. 371 zeigte den spezifischen Widerstand einiger Metalle bei tiefen Temperaturen. Jedermann wird eine

stetige Fortsetzung der gemessenen Kurven bei noch tieferen Temperaturen erwarten. Beim Stilllegen der Wärmebewegung scheint sich der spezifische Widerstand asymptotisch einem Grenzwert, dem spezifischen Restwiderstand, zu nähern. Das Experiment aber, die stets letzte Instanz, hat anders entschieden. Bei tiefsten Temperaturen tritt etwas ganz Neues, Unerwartetes ein: die von KAMERLINGH-ONNES entdeckte „Supraleitung“ (1911).



Die Abb. 382a entspricht der Abb. 371, sie zeigt also den spezifischen Widerstand einiger Metalle bei sehr tiefen, mit flüssigem Helium erreichbaren Temperaturen<sup>1)</sup>.

Bis herab zu 7,3° abs. sinkt z. B. der spezifische Widerstand des Bleies stetig weiter. Dann aber springt der spezifische Widerstand plötzlich innerhalb eines hundertstel Grades auf unmeßbar kleine Werte herunter. Er beträgt nicht mehr den 10<sup>12</sup>. Teil seines Wertes bei Zimmertemperatur. Die Abb. 382a gibt als zweites Beispiel Messungen an Tl. Seine Sprungtemperatur liegt nur noch 2,3° oberhalb des absoluten Nullpunktes. Bei Cd liegt die Sprungtemperatur noch tiefer, nämlich bei 0,6°. Die Supraleitung ist bisher an 19 Metallen aufgefunden worden; es sind, geordnet nach Vertikalreihen des periodischen Systems: Zn, Cd, Hg — Al, La — Ga, In, Tl — Ti, Zr, Hf, Th — Sn, Pb — V, Nb, Ta — U — Re. Die Supraleitung ist zweifellos eine grundlegende Erscheinung, eine Entdeckung von größter Bedeutung. Durch sie hat die Skala der bekannten spezifischen Widerstände (Tabelle 14) eine außerordentliche Erweiterung erfahren.

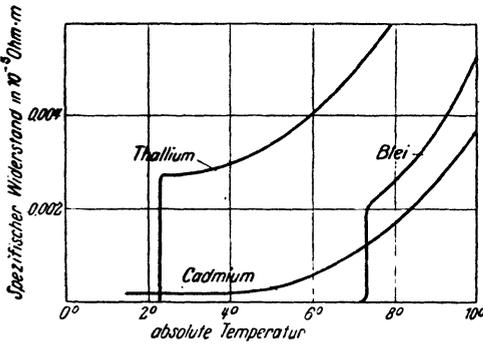


Abb. 382 a.

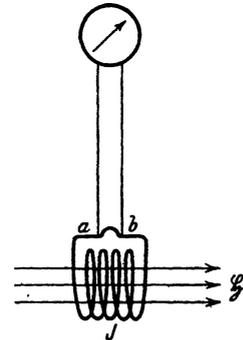


Abb. 382 b.

Abb. 382 a und b. Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes in der Nähe des absoluten Nullpunkts. Supraleitung von Blei und Thallium. Cd wird erst bei 0,6° supraleitend.

Die Supraleitung ist auch einwandfrei für Mischleiter nachgewiesen worden, zuerst für Metallsulfide (W. MEISSNER) und neuerdings auch für Niobnitrid. Die Sprungtemperatur des Niobnitrids liegt bei passender Beschaffenheit dieses Mischleiters schon bei 23 Grad abs., ist also schon mit flüssigem Wasserstoff zugänglich. E. JUSTI hat mit diesem Mischleiter eindrucksvolle Schauversuche entwickelt.

<sup>1)</sup> Zweckmäßigerweise sollte man tiefe Temperaturen auf der Abszisse in logarithmischem Maßstab auftragen. Bei dieser Darstellungsart entsteht weniger leicht die falsche Auffassung, daß man experimentell einen absoluten Nullpunkt erreichen kann.

Mit der Supraleitung hat man ein altes Gedankenexperiment verwirklichen können: Man kann einen einmal eingeleiteten Strom bei Ausschaltung aller „Reibungs“verluste auch ohne Stromquelle dauernd weiterfließen lassen (Abb. 382b).  $J$  sei eine Spule aus Bleidraht.  $\mathcal{H}$  ein Magnetfeld beliebiger Herkunft. Der Draht wird mit flüssigem He auf etwa  $-270^\circ$  abgekühlt. Dann läßt man das Magnetfeld verschwinden. Während des Verschwindens erzeugt es ein elektrisches Feld mit ringförmig geschlossenen Feldlinien. Dies Feld beschleunigt die Elektrizitätsatome im Bleidraht, in der Bleispule fließt ein Strom (Induktionsstrom). Nach Beseitigung des Magnetfeldes werden die Elektrizitätsatome nicht mehr beschleunigt, sie laufen mit konstanter Geschwindigkeit weiter. KAMERLINGH-ONNES hat diesen Strom auf zwei Weisen nachgewiesen. Erstens durch die Ablenkung einer genäherten Magnetnadel, zweitens mit der in Abb. 382b skizzierten Anordnung. Zwei benachbarte Punkte  $a$  und  $b$  der Bleispule werden mit einem Galvanometer verbunden. Nach einigen Sekunden wird der supraleitende Draht zwischen  $a$  und  $b$  durchgeschnitten. Der Strom läuft nunmehr durch das Galvanometer. Die Spule des Galvanometers ist nicht supraleitend. Die Elektrizitätsatome werden rasch gebremst, das Galvanometer macht nur einen Stoßauschlag. Die Ströme halten sich im supraleitenden Metall praktisch unbegrenzt. Pro Stunde beträgt der Abfall noch kein Prozent. Dabei handelt es sich keineswegs um kleine Stromstärken, man hat bei den Versuchen Ströme von über 100 Ampere beobachtet.

Bei der Deutung der Materialwerte para- und ferromagnetischer Stoffe hatten wir in § 53 die Existenz verlustlos kreisender Ströme angenommen. Man nannte sie in dem einfachsten Bilde „Molekularströme“. Die Entdeckung der Supraleitung hat dieser Annahme eine wichtige Stütze gegeben. Man kann die Bleispule in Abb. 382b mit einem verlustlosen Dauerstrom ruhig als einen permanenten Magneten aus Blei bezeichnen. Noch besser paßt allerdings dieser Name für einen supraleitenden Bleistab mit dauernd laufenden Wirbelströmen. Auf jeden Fall ist die Erscheinung der Supraleitung aufs engste mit magnetischen Erscheinungen verknüpft. Auch bei der Supraleitung handelt es sich nicht um Vorgänge in Molekülen, sondern in größeren Kristallbereichen. Die Verteilung des Magnetfeldes in Supraleitern zeigt sehr bemerkenswerte Besonderheiten (W. MEISSNER). Starke Magnetfelder zerstören die Supraleitung. Man kann daher die Supraleitung nicht bei ferromagnetischen Stoffen nachweisen. Bei der Ummagnetisierung eines als Dauermagneten wirkenden Supraleiters treten, ebenso wie in ferromagnetischen Kristallen, die Barkhausensprünge auf (S. 113, E. JUSTI) usw. Alle diese Dinge sind noch völlig im Fluß. Wahrscheinlich wird man in absehbarer Zeit die Supraleitung überhaupt im Zusammenhang mit dem Ferromagnetismus behandeln. Ihre heutige Angliederung an die Leitungsvorgänge ist wohl nur historisch bedingt.

### XIII. Elektrische Felder in der Grenzschicht zweier Substanzen.

§ 123. **Vorbemerkung.** Bei der Berührung zweier verschiedenartiger Substanzen entstehen zwischen den Berührungsflächen oder innerhalb der Grenzschicht stets elektrische Felder. Diese haben in der Entwicklung der Elektrizitätslehre zweimal eine große Rolle gespielt: Zunächst bei der ersten Auffindung elektrischer Erscheinungen, der „Reibungselektrizität“, und dann bei der Entdeckung der chemischen Stromquellen oder Elemente (vgl. dazu § 156). Die Vorgänge sind im einzelnen überaus mannigfach und verwickelt. Vieles ist ungeklärt und die Darstellung schwierig. Wir können im folgenden nur das Wichtigste bringen.

§ 124. Die „Reibungselektrizität“ zwischen festen Körpern, Doppelschicht, Berührungsspannung. Den Grundversuch haben wir bereits auf S. 13 mit der Abb. 41 vorgeführt. Er ist an Hand der Abb. 383 a und b folgendermaßen zu deuten. Zwei verschiedene Körper A (Hand) und B (Haare)

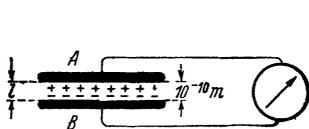


Abb. 383 a.

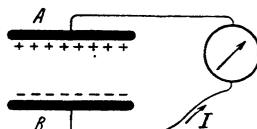


Abb. 383 b.

Abb. 383a und b. Zur Deutung der Reibungselektrizität.

stehen durch je einen Leitungsdraht mit einem Strommesser in Verbindung. In Abb. 383a sind beide Körper bis auf

molekularen Abstand  $l$ , d. h. Größenordnung  $10^{-10}$  m, genähert worden. Dabei hat der eine Körper, z. B. A, Elektronen an den anderen Körper B, abgegeben, und dieser hat sie irgendwie an seiner Oberfläche angelagert („adsorbiert“). So ist in der Grenzschicht ein elektrisches Feld mit ganz kurzen Feldlinien entstanden. Man nennt es „Doppelschicht“ und seine Spannung die „Berührungsspannung“. Ihre Größenordnung kann man zu etwa 1 Volt annehmen, einwandfreie Meßverfahren sind nicht bekannt. Beim Aufbau der Doppelschicht haben sich innerhalb des langen Leitungskreises die beiden elektrischen Ladungen  $+q$  und  $-q$  gegeneinander nur um den winzigen Weg  $l$  verschoben, und darauf hat der Strommesser nicht merklich reagiert. Anders in Abb. 383 b: Die Hand streicht über die Haare hinweg. Die Feldlinien werden ausgezogen, die Spannung zwischen A und B steigt auf hohe Werte, und der aus A und B bestehende Kondensator entlädt sich durch den Strommesser. Dieser zeigt mit einem Stoßauschlag einen Stromstoß an. Denn diesmal durchlaufen die beiden Ladungen  $+q$  und  $-q$  ja bis zu ihrer Vereinigung den ganzen Leitungskreis.

Dieser Versuch läßt sich mit beliebigen Körpern A und B ausführen. Beide können „Isolatoren“ sein (vgl. S. 20) oder auch einer von ihnen ein Metall. Nur dürfen nicht beide Körper Leiter sein. Der Grund ist leicht ersichtlich: Die Trennung zweier Körper erfolgt auch bei technisch noch so ebenen Oberflächen nie gleichzeitig an allen Punkten. Die unvermeidlichen winzigen Vor-

sprünge bilden erst spät abreißende Brücken. In Leitern sind die Elektrizitätsatome beweglich. Daher können sie bei der Trennung zweier Leiter diese Brücken benutzen, sie brauchen nicht durch den Strommesser zu laufen.

Für Schauversuche ersetzt man den Strommesser oft durch ein statisches Voltmeter, z. B. das Zweifadenvoltmeter (Abb. 384). Man findet dann nach dem Trennen der Körper oder dem Ausziehen der Feldlinien hohe Spannungen. Man „kratzt“ z. B. mit einem trockenen Fingernagel von einem Blech Elektrizitätsatome herunter oder „wischt“ mit dem Rockzipfel ein paar Elektronen von einem Stück Aluminium ab. Diese Versuche wirken durch ihre Einfachheit.

Bei all diesen Versuchen spielt die Reibung eine gänzlich untergeordnete Rolle: Mit ihrer Hilfe kann man nur größere Teile der Oberflächen trotz ihrer unvermeidlichen mechanischen Unebenheiten in enge Berührung bringen. Der Name „Reibungselektrizität“ ist nur historisch zu rechtfertigen.

§ 125. Berührungsspannungen zwischen einem festen Körper und einer Flüssigkeit lassen sich am einfachsten mit nicht benetzbaren Körpern vorführen, z. B. mit Paraffin in Wasser. Die Abb. 384 a zeigt eine geeignete Versuchsanordnung. Das Voltmeter ergibt beim Einbringen der Paraffinplatte in den Faradaykasten (Abb. 384 b) eine Spannung in der Größenordnung 100 Volt. Der Kasten und das Voltmeter haben zusammen als Kondensator eine Kapazität von etwa  $4 \cdot 10^{-11}$  Farad. Folglich trug die Paraffinplatte eine Ladung von etwa  $1,2 \cdot 10^{-6}$  Amperesekunden. — Die Substanz mit der höheren Dielektrizitätskonstante läßt sich positiv (COEHNSCHES Ladungsgesetz).

Im Falle der Benetzung kann man den Körper *A* und die Flüssigkeit *B* nicht einfach durch Herausziehen des Körpers trennen. Dann wählt man zum Nachweis der Doppelschicht zwischen Körper und Flüssigkeit ein anderes Beobachtungsverfahren.

Man benutzt Körper und Flüssigkeit als sichtbar wandernde Elektrizitätsträger bei einer unselbständigen Leitung. Die Abb. 385 gibt das Schema. Es zeigt den kugelförmig gezeichneten Körper negativ und einige Flüssigkeitsmoleküle positiv geladen. Beide wandern im Felde in entgegengesetzter Richtung. Wir bringen die verschiedenen Ausführungsformen des Versuches:

1. „Elektrophorese“: Der Körper ist fein zerteilt und in Form von „Schwebeteilchen“ in der Flüssigkeit suspendiert. Diese Schwebeteilchen wandern sichtbar im Felde. In Abb. 386 wird Bärlappsaamen in destilliertem Wasser benutzt. — Man verwendet die Elektrophorese viel zum Nachweis der Ladung „kolloidaler Teilchen“.

2. „Elektroosmose“: Man denke sich die Schwebekörper lose zu einem „porösen“ Körper zusammengesintert. Dieser poröse Körper soll irgendwo in der Strombahn den ganzen Querschnitt der Strombahn ausfüllen und dort festsitzen. In diesem Falle wird die Wanderung der

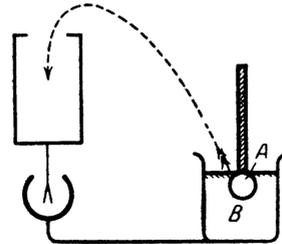


Abb. 384 a.

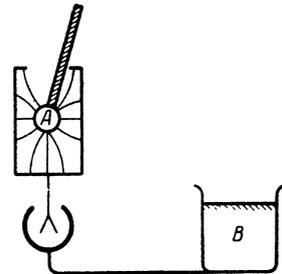


Abb. 384 b.

Abb. 384 a und 384 b. Nachweis des elektrischen Feldes in der Grenzschicht von Paraffin *A* und Wasser *B*. (Destilliertes Wasser mit staubfreier Oberflächen!) Plattenoberfläche *F* etwa  $2 \times 25 = 50$  cm<sup>2</sup>.  
Ladung  $\approx 10^{-8}$  Amperesek.

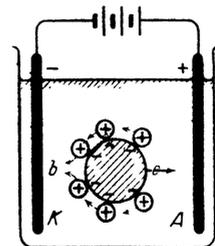


Abb. 385. Schema der Elektrophorese.

aufgeladenen Flüssigkeit sichtbar. So sieht man z. B. in Abb. 387 das Wasser (mit seiner positiven Ladung) zur Kathode wandern und dort hochsteigen.

Die Elektrosmose findet mancherlei praktische Anwendung, z. B. zum Trocknen poröser Substanzen.

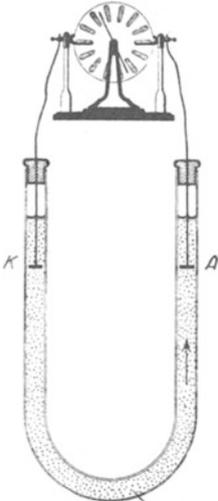


Abb. 386. Elektrophorese. Lichte  
Rohrweite etwa  $\frac{1}{2}$  mm

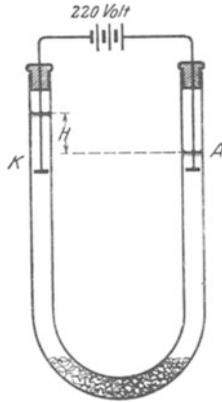


Abb. 387. Elektrosmose von Wasser durch einen porösen Stopfen.

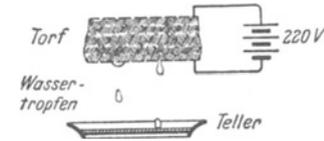


Abb. 388.  
Elektrosmoseverfahren.

Die Abb. 388 zeigt uns die Trocknung einer Torfsode durch ein elektrisches Feld. Leider ist das Verfahren im Falle des Torfes unwirtschaftlich: Das Wasser leitet infolge der gelösten Humussäuren zu gut. Man bekommt außer dem elektrischen Feld starke Leitungsströme und daher Verluste durch wertlose Erwärmung des Torfes. In der Medizin bringt man mit Hilfe der Elektrosmose flüssige Medikamente, z. B. Adrenalin, in die Haut hinein.

§ 126. Doppelschichten in der Grenze zwischen Gasen und Flüssigkeiten lassen sich ebenfalls mit Hilfe der Elektrophorese nachweisen (§ 125). Man beobachtet beispielsweise die Wanderung einer kleinen Luftblase  $B$  im elektrischen Felde eines mit Wasser gefüllten Kondensators  $AK$  (Abb. 389). Den Auftrieb der Gase in der Flüssigkeit macht man durch einen Kunstgriff unschädlich. Man läßt den Kondensator mit

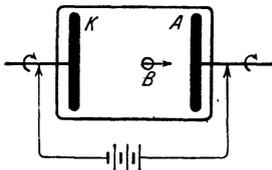


Abb. 389. Elektrisches Feld an der Grenze einer Gasblase und einer Flüssigkeit.

samt der Flüssigkeit gleichförmig um seine horizontale Längsachse rotieren. Dann hält sich die Blase dauernd in der Längsachse und wandert im elektrischen Felde auf die Anode zu. Die Gase erscheinen in reinen Flüssigkeiten stets negativ geladen. Diese Ladung wird aber nicht von Gasmolekülen innerhalb der Blase getragen, es sind nicht etwa einige Gasmoleküle in negative Ionen verwandelt worden. Nach zahlreichen Versuchen hat man nie in Gasen nach Berührung mit einer Flüssigkeit Gasionen nachweisen können. Es müssen sich daher bei den Blasen auch die negativen Elektrizitätsträger in der Flüssigkeit befinden, das ganze elektrische Feld der Grenzschicht muß in den obersten Moleküllagen der Flüssigkeit enthalten sein. In Wirklichkeit wandert eine dünnwandige, negativ geladene gasgefüllte Flüssigkeitsblase. Sie entspricht der Kugel in Abb. 385. Über sie gleiten unsichtbar positive Flüssigkeitsionen hinweg zur Kathode.

In entsprechender Weise erstreckt sich das elektrische Feld auch in der Grenzschicht zwischen festen Körpern und Flüssigkeiten bis zur Tiefe einiger Moleküldurchmesser in die Flüssigkeit hinein.

Zwar zeigt die grobschematische Abb. 385 das elektrische Feld lediglich zwischen dem festen Körper und der äußersten, an ihn angrenzenden Flüssigkeitsschicht. Aber das ist eine zu weit gehende zeichnerische Vereinfachung. Denn es gibt zwischen Flüssigkeit und festem Körper keine „äußere“ Reibung. D. h. die Flüssigkeitsmoleküle können nicht an der Ober-

fläche des Körpers entlang gleiten. Es gibt in diesem Falle nur eine „innere“ Reibung. Die den festen Körper berührenden Flüssigkeitsmoleküle haften an diesem. Die nächstfolgenden Molekülschichten können über sie hinweggleiten. Diese tiefer in der Flüssigkeit gelegenen Schichten müssen in Abb. 385 die positiven Ionen enthalten. Sonst könnte das elektrische Feld sie nicht in Bewegung setzen.

Bei der Berührung von Gasen und Flüssigkeiten läßt sich diese Anordnung der Ladungen durch mannigfache Versuche nachweisen.

Man kann durch plötzliches Zerfetzen von Flüssigkeitsoberflächen einen Teil der Ladungen voneinander trennen. Man läßt Gase lebhaft durch Flüssigkeiten hindurchsprudeln und die Blasen an der Flüssigkeitsoberfläche sprühend zerplatzen; oder man zerbläst eine Flüssigkeit mit einem der bekannten Zerstäuber; oder man läßt rasch fallende Tropfen an einem Hindernis zerspritzen (z. B. Wasserfälle). In allen Fällen ergibt sich der gleiche Befund: Die nach dem Zerfetzen aufgefangene Flüssigkeit erweist sich positiv geladen, in der Luft hingegen befinden sich zahlreiche submikroskopische negative Elektrizitätsträger. Ihre „Beweglichkeit“ ist außerordentlich gering. Es handelt sich ohne Zweifel um feinsten Flüssigkeitsstaub aus der obersten, negativ geladenen Molekülschicht der zerfetzten Oberfläche.

In der freien Atmosphäre können starke vertikale Luftströmungen große Regentropfen zerfetzen. Die größeren Bruchstücke vereinigen sich bald wieder zu großen Tropfen. So entstehen elektrische Felder zwischen positiv geladenen Tropfen und feinstem, negativ geladenem Wasserstaub. Die Tropfen fallen, der Staub bleibt schwebend in der Höhe. Die Feldlinien zwischen ihnen werden ausgezogen, die Spannung kann auf sehr hohe Werte steigen (§ 21). Dieser Vorgang ist bei der Entstehung der Blitze wesentlich beteiligt (vgl. § 139).

Wir haben die Darstellung auf den Fall reiner, d. h. chemisch einheitlicher Flüssigkeiten beschränkt. Bei ihnen ist stets die Oberfläche Sitz der negativen Ladung. Durch Zusatz anderer Substanzen, etwa von Salzen oder Säuren in Wasser oder von unedlen Metallen zu Quecksilber, treten Verwicklungen auf. Die Einzelheiten führen hier zu weit.

### § 127. Die Berührungsspannung oder Galvanispannung zwischen zwei Metallen.

Bei der Berührung zweier Isolatoren oder eines Metalles mit einem Isolator bleibt das elektrische Feld als „Doppelschicht“ auf den Bereich der molekularen Berührung und seiner unmittelbaren Nachbarschaft beschränkt (Abb. 390). Das im Berührungsbereich entstehende Feld kann sich nicht seitlich ausbreiten, die Elektrizitätsatome sind ja im Isolator nicht beweglich. Anders bei der Berührung zweier Metalle. Hier muß ein Elektronenübergang an einer einzigen Stelle ein Feld zwischen den ganzen Oberflächen dieser beiden Leiter (Abb. 391) erzeugen.

Die Spannung dieses Feldes, die Berührungs- oder Galvanispannung hat man bisher nicht experimentell ermitteln können<sup>1)</sup>. Wahrscheinlich ist sie sehr klein. In Unkenntnis ihres Wertes setzen wir sie zunächst gleich Null.

§ 128. Abtrennarbeit der Elektronen aus Metallen. Bei allen bisherigen Versuchen grenzten zwei Körper aneinander. In der Grenzschicht erfolgte eine Verlagerung der Elektrizitätsatome beider Vorzeichen gegeneinander, und durch

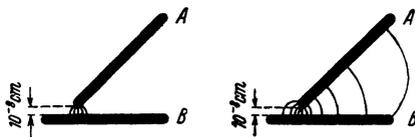


Abb. 390.

Abb. 391.

Abb. 390 und 391. Durch Berührung entstehende elektrische Felder, rechts zwischen zwei Leitern, links zwischen Leiter und Isolator oder zwischen zwei Isolatoren.

<sup>1)</sup> Sehr irreführend sind adsorbierte Oberflächenschichten aller Art. Fast immer sind Metalle mit einer adsorbierten Wasserhaut überzogen. Bei der Berührung zweier verschiedener Metalle stellt man also eine chemische Stromquelle her, ein Galvanisches Element: zwei verschiedene Metallplatten in einem Elektrolyten.

sie entstanden „Doppelschicht“ und „Berührungsspannung“. Was geschieht an der Grenze eines Körpers gegen den leeren Raum?

Ein im Vakuum sich selbst überlassener Körper bleibt erfahrungsgemäß elektrisch neutral. Er verliert spontan weder Elektronen noch negative oder

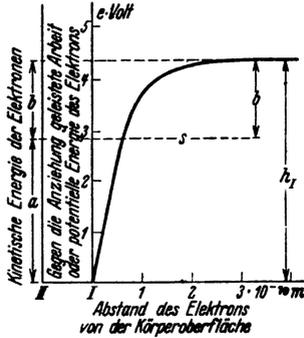


Abb. 392. Zur Definition der Abtrennarbeit.

positive Ionen. Wie ist das zu deuten? — Der Einfachheit halber sprechen wir fortan nur von Elektronen. Die Ausführungen werden sich jederzeit sinngemäß auf Ionen übertragen lassen.

Die Elektronen werden durch die Anziehung der positiven Ladungen am Entweichen verhindert. Das dabei wirksame Kraftgesetz ist uns unbekannt. Es wird von der chemischen Beschaffenheit des Körpers abhängen. Sicher werden die Kräfte in unmittelbarer Nähe der Oberfläche am größten sein und mit wachsendem Abstände abnehmen. In der Größenordnung einiger Moleküldurchmesser nehmen wir sie bereits als unmeßbar klein an. — Bei der Entfernung eines Elektrons muß gegen die rückziehende Kraft Arbeit geleistet werden. Der größte Teil dieser Arbeit entfällt auf den Anfang des Weges, der kleinere auf die folgenden Wegabschnitte. Das stellen wir uns schematisch mit der sehr nützlichen „Arbeitskurve“ in Abb. 392 dar<sup>1)</sup>. Die Abszisse gibt die Entfernung des Elektrons vom Körper, also den bereits zurückgelegten Weg, die Ordinate I die für diesen Weg benötigte Arbeit. Wir messen diese Arbeit im elektrischen Maße, und zwar nach allgemeinem Brauch in e-Volt, lies „Elektronenvolt“, also in Vielfachen der Arbeitseinheit  $1,60 \cdot 10^{-19}$  Wattsekunden.

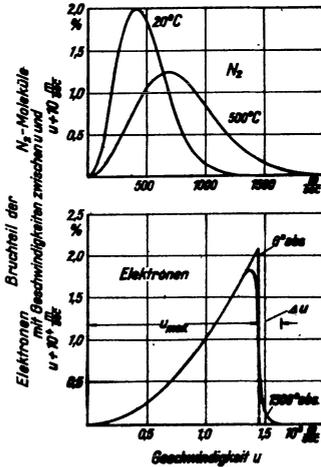


Abb. 393. MAXWELLSCHE Geschwindigkeitsverteilung von Gasmolekülen bei zwei Temperaturen.

Abb. 394. FERMI'SCHE Geschwindigkeitsverteilung von Elektronen bei zwei „tiefen“ Temperaturen. (Konzentration  $N_e = 6,5 \cdot 10^{20}/m^3$ ; als Höchstenergie  $a = 1/2 m u_{max}^2$  ist 6 eVolt angenommen.) Die punktierte Kurve entspricht der höheren Temperatur.

Man behandelt die Elektronen in einem Metall als Elektronengas (§ 116). Bei Gasmolekülen verteilen sich die Geschwindigkeiten statistisch um einen mittleren Wert, Abb. 393. Mit wachsender Temperatur wird diese „MAXWELLSCHE Verteilungskurve“ breiter, und ihr Maximum verschiebt sich nach größeren Werten (Mechanikband § 147). Nach neueren Untersuchungen gilt bei „tiefen“ Temperaturen eine andere, nach FERMI benannte Ver-

Die zum Verlassen des Körpers erforderliche Arbeit muß das Elektron seinem Vorrat an kinetischer Energie entnehmen. Die Größe dieser kinetischen Energie können wir nicht ohne Annahmen angeben. Sicher reicht sie aber bei tiefen Temperaturen nicht zum Entweichen der Elektronen aus. Daher vermerken wir ihren Höchstwert an der Ordinate II willkürlich durch den Abschnitt 'a': Dann fehlt dem Elektron zum Entweichen noch ein Energiebetrag der Größe b. Wir nannten ihn bei der thermischen Elektronenemission die „Abtrennarbeit“ des Elektrons (§ 99). Auch gaben wir dort Zahlenwerte für b in der Einheit e Volt (Tabelle 8).

Man behandelt die Elektronen in einem Metall als Elektronengas (§ 116). Bei Gasmolekülen verteilen sich die Geschwindigkeiten statistisch um einen mittleren Wert, Abb. 393. Mit wachsender Temperatur wird diese „MAXWELLSCHE Verteilungskurve“ breiter, und ihr Maximum verschiebt sich nach größeren Werten (Mechanikband § 147). Nach neueren Untersuchungen gilt bei „tiefen“ Temperaturen eine andere, nach FERMI benannte Ver-

<sup>1)</sup> Oft Potentialkurve genannt, obwohl in der Elektrizitätslehre Potential keine Arbeit, sondern eine Spannung bedeutet.

teilungskurve, nämlich das Rechteck in Abb. 394. Der Übergang von der FERMISCHEN zur MAXWELLSCHEN Verteilung beginnt in der durch Punktierung angedeuteten Weise.

Für die Elektronen hat man schon Zimmertemperatur als „tief“ zu betrachten und demgemäß die rechteckige Verteilung anzunehmen; die gehörige Energie wurde in Abb. 392 mit  $a$  bezeichnet. Bei Glühtemperaturen ist für die Elektronen die punktierte Verteilungskurve (Abb. 394) anzunehmen. Der mit  $\Delta u$  bezeichnete Geschwindigkeitszuwachs liefert den Elektronen die Möglichkeit, die Abtrennarbeit  $b$  zu leisten.

Arbeitskurve und Abtrennarbeit erläutert man anschaulich durch einen mechanischen Vergleich. Wir denken uns die Elektronen als Stahlkugeln mit kinetischer Energie und den Körper als Talmulde oder Suppenteller. Der Berghang (Teller- rand) hat das Profil der Arbeitskurve in Abb. 392. Die Kugeln fliegen die Randböschung nur ein Stück hinauf. Den letzten Anstieg der Höhe  $b$  können sie nicht überwinden, sie kehren um und fallen zurück. Zum Überfliegen des Berges (Tellerandes) müßte man die kinetische Energie der Stahlkugeln erhöhen, und zwar mindestens um den Betrag der Abtrennarbeit, hier also der Hubarbeit für die Höhe  $b$ . — Soweit das mechanische Bild.

**§ 129. Voltaspannung zwischen zwei Metallen.** Die Abtrennarbeit eines Elektrons beim Austritt aus einer Metalloberfläche entspricht der Ionisierungsarbeit bei der Abtrennung aus einem Atom. Die Ionisierungsarbeit stellt man mit Hilfe eines elektrischen Feldes dar. Es entsteht durch die positive Ladung des Ions, also ohne das Elektron. Seine Niveauflächen sind konzentrische Kugelschalen, im Schnitt also Kreise (BOHR'SCHES Atommodell, Optikband § 128): In diesem Feld wird das Elektron durch irgendeine Energiezufuhr an das Atom (z. B. Elektronenstoß) der Anziehung entgegen „angehoben“. Dadurch gelangt es auf eine weiter außen gelegene Niveaufläche. Auf der äußersten Niveaufläche ist die Anziehung des Elektrons durch das positive Ion praktisch verschwindend klein und das Elektron somit frei geworden.

In ganz entsprechender Weise kann man die Abtrennung eines Elektrons aus einem Metall mit Hilfe eines elektrischen Feldes und seiner Niveauflächen darstellen. Das geschieht in Abb. 395. Ein Metall  $A$  mit großer Austrittsarbeit  $b_A = 6 e$  Volt ist mit einem Metall  $B$  mit kleiner Austrittsarbeit  $b_B = 2 e$  Volt in Berührung gebracht. Die kleine Berührungsspannung wird gleich Null gesetzt (§ 127). Die Niveauflächen erscheinen in der Bildebene als Niveaulinien. Sie sind am unteren Ende der Metalle abgebrochen, in Wirklichkeit umhüllen sie selbstverständlich auch die Außenseite der beiden Metalle. Die beiden Grenzschichten vor den Metallen sind den anderen Bildteilen gegenüber in etwa  $10^8$ -facher Vergrößerung gezeichnet.

An den einzelnen Niveaulinien sind die elektrischen Potentiale angegeben, also nicht Arbeiten, sondern die Spannungen zwischen der Niveaufläche

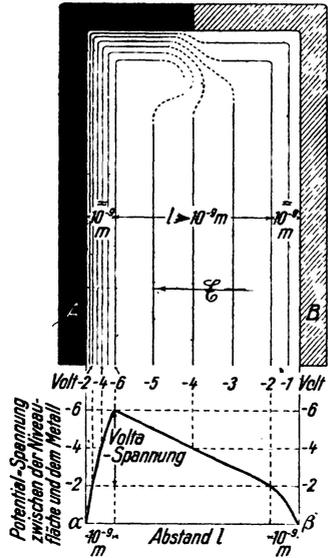


Abb. 395. Zur Entstehung der Voltaspannung zwischen zwei Metallen. Die Abbildung zeigt oben schematisch die Niveauflächen zwischen zwei einander berührenden Metallen  $A$  und  $B$  mit verschieden großen Elektronen-Austrittsarbeiten ( $6 e$  Volt für  $A$  und  $2 e$  Volt für  $B$ ). Unten ist das zugehörige Potentialgebirge dargestellt.

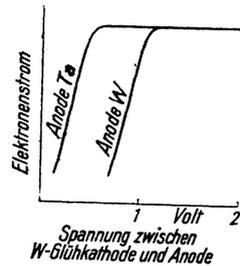


Abb. 396. Einfluß der Voltaspannung auf die Stromspannungskurve einer Glühkathode aus Wolfram. Schematisch.

und den vereinigten Metallen als Bezugskörper. Die Gesamtheit aller Niveaulinien gibt die Form eines Bergrückens. Die mit  $-6$  Volt bezeichnete Niveaulinie bildet den Kamm. Links vom Kamm ist der Abfall steil, rechts hingegen flach. Erst unmittelbar vor dem Metall  $B$  folgt wieder ein starker Abfall. Das untere Teilbild gibt einen Schnitt durch diesen Bergrücken. Das linke und das rechte Ende dieses Schnittes entsprechen der Kurve in Abb. 392. Die Ordinaten geben aber nicht, wie in Abb. 392, die Abtrennungsarbeit als Produkt  $eU$ , sondern nur das Verhältnis Abtrennungsarbeit/Ladung, also das Potential  $U$  der Niveaulinien. — Soweit die Bilder.

Die Spannung des elektrischen Feldes zwischen den beiden Grenzschichten, d. h. längs des Weges  $l$ , nennt man die Voltaspannung. Sie ergibt sich also aus den Abtrennsarbeiten beider Metalle durch die Definitionsgleichung

$$\text{Voltaspannung} = \frac{\text{Differenz der Abtrennsarbeiten}}{\text{Elementarladung}} = \frac{b_A - b_B}{e}.$$

Die Voltaspannung hat vor allem für Elektronen Bedeutung, die aus dem einen Metall austreten, durch den Zwischenraum hindurch zum anderen Metall herüber fliegen und in dieses eintreten. Solche Elektronen werden auf dem Wege von Metall größer, zum Metall kleiner Austrittsarbeit vom Felde der Voltaspannung beschleunigt, auf dem entgegengesetzten Wege verzögert.

Man muß daher die Voltaspannung bei allen Messungen der thermischen und der lichtelektrischen Elektronenemission berücksichtigen. Die Abb. 396 zeigt ein schematisches Beispiel für die thermische Elektronenemission des Wolframs. Dargestellt ist die Stromspannungskurve. Für die linke Kurve ist als Anode ebenfalls Wolfram gewählt worden, für die rechte aber Tantal. Die rechte Kurve ist gegen die linke um den Betrag der Voltaspannung  $b_W - b_{Ta} = 4,65 - 4,1 = 0,55$  Volt verschoben. Auf diese Weise also kann man Differenzen der Austrittsarbeiten messen. Die Absolutwerte bestimmt man besser auf anderem Wege (§ 99).

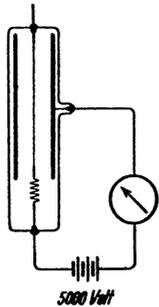


Abb. 397. Bei hohen Feldstärken können Elektronen schon bei Zimmertemperatur aus Metalldrähten austreten. Die mittlere Feldstärke an der Drahtoberfläche berechnet man nach der Gleichung

$$\mathcal{E} = \frac{U}{r \log \text{nat } R/r}$$

bei 2000 Volt Spannung einen Elektronenstrom der Größenordnung  $10^{-7}$  bis  $10^{-6}$  Ampere. Dabei beträgt die mittlere Feldstärke an der Drahtoberfläche nur rund  $5 \cdot 10^7$  Volt/m. Sie ist also etwa 100mal kleiner als die erwartete.

§ 130. Änderung der Abtrennarbeit durch ein äußeres elektrisches Feld. Nach den Experimenten können die Elektronen bei tiefen Temperaturen nicht aus einem Körper ins Vakuum austreten. Dazu fehlt ihnen nach unserer Deutung ein Betrag an kinetischer Energie. Diesen fehlenden Energiebetrag, die Abtrennarbeit  $b$  (Abb. 392), muß man dem Elektron auf mannigfache Weise zuführen können, am übersichtlichsten durch ein äußeres elektrisches Feld.

Wir lassen den Körper im Vakuum die negative Elektrode eines Kondensators bilden. Seine elektrische Feldstärke  $\mathcal{E}$  muß im Beispiel der Abb. 392 in nächster Nähe des Körpers eine Größe von rund  $5 \cdot 10^9$  Volt/m haben: Denn das Feld soll ja längs des Weges  $s$  von nur  $3 \cdot 10^{-10}$  m dem Elektron den Energiebetrag  $b = e\mathcal{E} \cdot s = 1,5 e \cdot \text{Volt}$  zuführen. Die Herstellung einer derart hohen Feldstärke gelingt schon mit kleinen Spannungen, z. B. einigen Tausend Volt: Man muß dem Körper nur die Gestalt einer Spitze oder eines feinen Drahtes geben (vgl. §. 33). Ein solcher Versuch ist in Abb. 397 skizziert. Er zeigt einen Wolframdraht von  $r = 5 \mu$  Radius und 5 cm Länge im Innern eines Hohlzylinders im Hochvakuum. Man beobachtet schon

Diese Tatsache findet erst durch die wellenmechanische Statistik (Optikband § 169) eine einwandfreie Deutung.

Die so experimentell gefundene Tatsache läßt sich noch auf eine zweite Weise beschreiben. Bisher hieß es: Das äußere Feld liefert dem Elektron den zum Entweichen fehlenden Energiebetrag in der Größe der Abtrennarbeit  $b$ . Mit gleichem Recht dürfen wir sagen: Durch Hinzufügen des äußeren Feldes wird das Kraftgesetz in der Nähe der Körperoberfläche geändert. Infolgedessen bekommt man statt der alten Arbeitskurve  $\alpha$  (Abb. 398) eine neue Arbeitskurve  $\beta$ . Diese letztere entsteht als Differenz zweier Arbeitskurven (Abb. 398):

1. der alten Arbeitskurve  $\alpha$ . Diese gibt den Verlust des Elektrons an kinetischer Energie während seiner Entfernung von der Körperoberfläche;

2. der Arbeitskurve  $\gamma$ . Diese gibt den Gewinn des Elektrons an kinetischer Energie infolge seiner Beschleunigung durch das äußere elektrische Feld.

Die Scheitelhöhe  $h_{II}$  der neuen Arbeitskurve liegt tiefer als der Scheitelwert  $h_I$  der alten Arbeitskurve  $\alpha$  (mechanisch: der Rand des Suppentellers ist heruntergedrückt). Die Abtrennarbeit  $b$  (siehe Abb. 392) wird kleiner und kann sogar verschwinden. — In den §§ 131 und 132 bringen wir zwei Anwendungsbeispiele für diese Beschreibungsart.

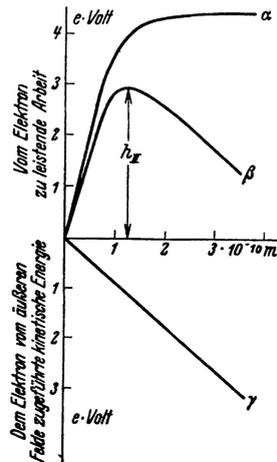


Abb. 398. Verzerrung der Arbeitskurve durch ein äußeres elektrisches Feld.

§ 131. Übergangswiderstand zwischen zwei gleichen Metallen. Das Kohle-Mikrophon. In der Abb. 398 hatten wir die ursprüngliche Arbeitskurve  $\alpha$  durch ein äußeres elektrisches Feld in die niedrigere Arbeitskurve  $\beta$  umgeformt. Dies elektrische Feld hatten wir (Abb. 397) mit einer Stromquelle von einigen 1000 Volt Spannung hergestellt. Doch kann man eine solche Erniedrigung der Arbeitskurve auch auf andere Weise erzielen,

z. B. durch die enge Annäherung eines zweiten Körpers aus gleichem Stoff. Das soll uns die Abb. 399 und 400 veranschaulichen. In ihr sind die gleichen Arbeitskurven der beiden Körper  $A$  und  $A'$  spiegelbildlich nebeneinander gezeichnet. In Abb. 399 ist der Abstand der beiden Körper noch groß gegen die Moleküldimensionen. Beide Arbeitskurven sind noch unverzerrt und verhindern den Elektronenübergang durch eine hohe breite Schwelle. In den Abb. 399 und 400 sind die Körper  $A$  und  $A'$  einander bis auf Molekülabstand genähert. Dabei haben sich die Arbeitskurven gegenseitig verzerrt und zu einer niedrigen Schwelle vereinigt. Diese kann von Elektronen mit kleiner kinetischer Energie überwunden werden.

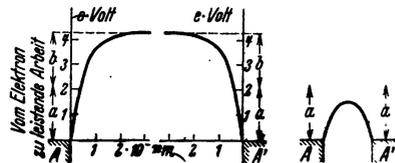


Abb. 399.

Abb. 400.

Abb. 399 und 400. Zum Elektronenübergang zwischen zwei gleichen Körpern  $A$  (z. B. Mikrophonkontakt).

Bei der unvermeidlichen Rauhhigkeit aller Körperoberflächen kann eine molekulare Berührung anfänglich nur an vorspringenden Stellen auftreten, dort bilden sich einzelne „Brücken“. Der Widerstand einer solchen Brücke hängt von deren Abmessungen und vom spezifischen Widerstande des Stoffes ab. Nehmen wir als Beispiel Kupfer und eine „Brücke“ in Gestalt eines winzigen Würfels von  $0,1 \mu = 10^{-7} \text{ m}$  Kantenlänge. Dann berechnen wir nach Gleichung (180) von S. 149 den Widerstand einer solchen Brücke zu  $\frac{U}{I} = \frac{10^{-7}}{10^{-14}} 1,8 \cdot 10^{-8} = \text{rund } 0,2 \text{ Ohm}$ .

Zehn Brücken haben also nur einen Gesamtwiderstand von 0,02 Ohm, hundert gar nur von 0,002 Ohm. Derart kleine Widerstände kann man im allgemeinen gegenüber dem übrigen Widerstand des Stromkreises vernachlässigen. Man braucht daher den Widerstand von Metallkontakten und seine Abhängigkeit von der Pressung nur in Ausnahmefällen zu berücksichtigen, nämlich in Stromkreisen von extrem kleinem Widerstand.

Ganz anders aber liegen die Dinge quantitativ bei der Berührung von zwei Stücken Kohle. Der spezifische Widerstand von Kohle ist rund 2000mal höher als der von Kupfer. Eine einzelne Brücke der oben angenommenen Größe hat also rund 400 Ohm, 10 Brücken zusammen haben 40 Ohm usw. Damit liegt

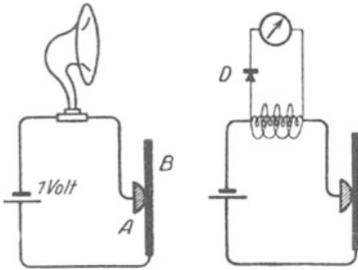


Abb. 401. Abb. 402. Nachweis der Mikrofonwirkung.

aber der Hauptwiderstand des ganzen Stromkreises in diesen Brücken. Eine Verdoppelung der Brückenzahl halbiert nahezu den Widerstand und verdoppelt nahezu den Strom usw. Durch diese Überlegungen erklärt sich die Verwendung von Kohlekontakten in „Mikrofonen“ zur Steuerung elektrischer Ströme im Rhythmus von Sprache und Musik. Ein Kohle-Mikrofon besteht im wesentlichen aus zwei einander berührenden Kohlestücken, etwa einer Kugel *A* und einer Membran *B* (Abb. 401). Sie bilden mit einem Element und einem Telephon einen Stromkreis. Die Schallwellen setzen die

Membran in Schwingungen. Dadurch ändert sich der Widerstand des Kohlekontaktes, und die Stromstärke schwankt im Rhythmus der Schallwellen. Das Mikrofon hat eine erstaunliche Empfindlichkeit. Eine über die Membran kriechende Fliege ist im Telephon laut zu hören.

Zur Vorführung der Empfindlichkeit in größerem Kreise ersetzt man das Telephon durch die Primärspule eines kleinen Transformators (Abb. 402). Die Stromschwankungen induzieren in einer Sekundärspule einen Wechselstrom im Rhythmus der Sprache. Diesen Wechselstrom beobachtet man mit einem Drehspulgalvanometer unter Zwischenschaltung eines kleinen Detektors *D* als Gleichrichter. Normales Sprechen ruft schon aus vielen Metern Abstand große Galvanometerausschläge hervor.

§ 132. Metalle als Leiter erster Klasse. Thermoelemente. Wir sehen in Abb. 403 und 404 zwei bzw. drei verschiedene Metalle zu einem geschlossenen Kreise vereinigt. Erfahrungsgemäß fließt in solchen Kreisen trotz der Berührungsspannungen zwischen den Grenzflächen kein Strom. Die Summe der Berührungsspannungen muß also Null sein. Für eine gerade Zahl verschiedener

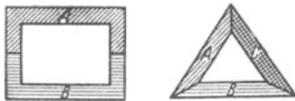


Abb. 403. Abb. 404. Zur Definition der Leiter 1. Klasse.

Metalle, z. B. in Abb. 403, ist das aus Symmetriegründen verständlich. Bei einer ungeraden Zahl (Abb. 404) ist auf das Energieprinzip zu verweisen. Ein dauernd fließender Strom müßte dauernd Wärme entwickeln und die dazu nötige Energie einer Energiequelle entnehmen. — Man nennt die Metalle wegen dieses Fehlens eines Stromes in geschlossenen

Kreisen „Leiter erster Klasse“. Nach dieser Überlegung muß eine dauernde Energiezufuhr an eine der Doppelschichten einen dauernd fließenden Strom erzeugen können. Erfahrungsgemäß kann man für diese Energiezufuhr die Erwärmung der einen Berührungsstelle benutzen. Sie vergrößert die Berührungsspannung in der erwähnten Doppelschicht gegenüber der kalten. Die Differenz beider Spannungen nennt man die thermoelektrische Spannung (Th. I. SEEBECK, 1822).

Eine voll befriedigende Deutung steht noch aus.

Zur Messung der thermoelektrischen Spannung hält man die Temperatur der einen Berührungsstelle (Schweiß- oder Lötstelle) konstant (Eis oder Wasserbad) (vgl. Abb. 405). So findet man für verschiedene Temperaturdifferenzen zwischen warmer und kalter Berührungsstelle die in der Tabelle 15 folgenden Werte.

Tabelle 15.

Metallpaar	Temperatur der kalten Lötstelle: 0 Grad C.			
	Temperatur der heißen Lötstelle			
	100°	500°	1000°	1500°
Thermoelektrische Spannung in Millivolt				
Kupfer-Konstantan . . . . .	4,1	26,3	—	—
Eisen-Konstantan . . . . .	4,2	25,9	59,2	—
Nickel-Nickelchrom . . . . .	3,3	19,7	40,0	—
Platin-Platinrhodium (5%) . . . . .	0,55	3,22	6,79	10,56

Die thermoelektrischen Spannungen sind klein, selbst Temperaturdifferenzen von 500° ergeben bei dem günstigen Paare Kupfer-Konstantan erst  $26 \cdot 10^{-3}$  Volt. Trotzdem kann man mit den thermoelektrischen Spannungen leicht Leitungsströme  $i$  von etwa 100 Ampere erzeugen. Man braucht nur dem Ohmschen Gesetz  $I = U/R$  Rechnung zu tragen und den Widerstand  $R$  des Stromkreises recht klein zu machen. Denn der Quotient zweier kleiner Größen kann sehr wohl große Werte haben.

Die Abb. 406 zeigt eine geeignete Anordnung in perspektivischer Zeichnung. Ein dicker, U-förmiger Kupferbügel ist durch einen kurzen, dicken, eingelöteten Konstantanklotz überbrückt. Die Lötstelle 1 wird von dem überstehenden Kupferende aus mit einer Bunsenflamme erwärmt. Das andere überstehende Ende ist nach unten gebogen und taucht in kaltes Wasser. Es soll die Erwärmung der Lötstelle 2 verhindern. Zum qualitativen Nachweis der großen Stromstärke dient das Magnetfeld des Stromes. Die Abb. 407 zeigt im Querschnitt ein profiliertes Eisenstück 1 als Eisenkern der bügelförmigen einzigen „Drahtwindung“. Ein gleiches Eisenstück 2 dient als Anker. Beide zusammen vermögen ein 50-kg-Gewichtstück zu tragen. Das ist für einen Elektromagneten mit nur einer Windung schon recht verblüffend.

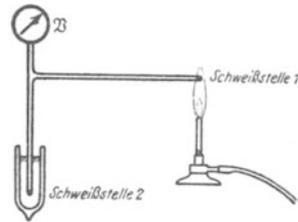


Abb. 405. Thermoelektrische Spannung. Die Schweißstelle 2 befindet sich in Eiswasser. Die Skizze soll Drahtdoppelleitungen, nicht Rohre darstellen.

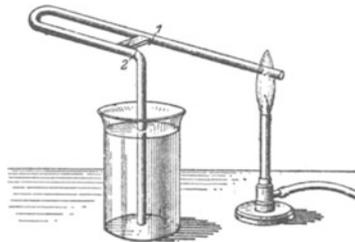


Abb. 406.

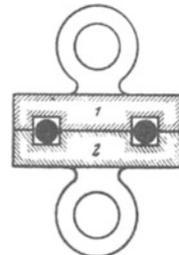


Abb. 407.

Abb. 406 und 407. Zum Nachweis großer Stromstärken als Folge thermoelektrischer Spannungen.

Die thermoelektrischen Spannungen spielen meßtechnisch eine bedeutsame Rolle. Lötstellen geeigneter Metalle werden als „Thermoelement“ oder „elektrisches Thermometer“ viel benutzt. Die Abb. 405 zeigt das Schema. Vor dem gewöhnlichen Quecksilber-Glas-Thermometer hat das elektrische Thermometer den Vorteil kleiner Masse und daher kleiner Wärmekapazität und großer

Die thermoelektrischen Spannungen spielen meßtechnisch eine bedeutsame Rolle. Lötstellen geeigneter Metalle werden als „Thermoelement“ oder „elektrisches Thermometer“ viel benutzt. Die Abb. 405 zeigt das Schema. Vor dem gewöhnlichen Quecksilber-Glas-Thermometer hat das elektrische Thermometer den Vorteil kleiner Masse und daher kleiner Wärmekapazität und großer

Einstellgeschwindigkeit. Man kann z. B. mühelos Temperaturänderungen winziger Insekten messend verfolgen. Das Anlegen der Kugel eines Quecksilberthermometers würde die Temperatur des kleinen Tierkörpers in störender Weise verändern.

Besondere Bedeutung besitzen sehr zierlich gebaute Thermoelemente für die Messung der Energie von Strahlungen aller Art, Licht, Röntgenlicht, Kathodenstrahlen usw.

Endlich benutzt man Thermoelemente zur Herstellung eines hochempfindlichen Wechselstrommessers, des „Thermokreuzes“. Man scheidert bei Wechselstromuntersuchungen nur allzu häufig an der mangelnden Empfindlichkeit der Hitzdrahtstrommesser. Einige

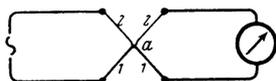


Abb. 408. Thermokreuz.

hundertstel Ampere sind praktisch schon ihre untere Grenze. Beim Hitzdrahtamperemeter erwärmt der Strom einen feinen Draht. Dieser Draht dehnt sich aus und dreht dadurch (vgl. Abb. 12) mechanisch einen Zeiger. Beim Thermokreuz heftet man an einen feinen Draht die eine Lötstelle eines Thermoelementes und beobachtet dessen Spannung mit einem empfindlichen Drehspul-Voltmeter. Zur praktischen Ausführung (Abb. 408) hängt man zwei feine Drähte aus verschiedenen Metallen 1 und 2 schleifenartig ineinander. Die Berührungsstelle wird verschweißt. Die links befindlichen Drahthälften 1 und 2 bilden zusammen den „Hitzdraht“, die rechts befindlichen das Thermoelement mit der Schweißstelle a.

§ 133. **Peltiereffekt. Lichtelemente.** Eine theoretisch bedeutsame Umkehr des thermoelektrischen Vorganges bildet der sog. Peltiereffekt. Man schiebt einen Strom durch eine Berührungsstelle zweier Metalle, und zwar in der Flußrichtung des Thermostromes. Dann bewirkt der Strom eine Abkühlung der (beim Thermostrom heißen) Lötstelle. Leider kann man den Peltiereffekt nicht zum Bau einer elektrischen Kühlmaschine benutzen. Die gleichzeitige Erwärmung der Leiter durch den Strom macht die Maschine ganz unrentabel.

Neuerdings hat man den Thermoelementen erfolgreich „Lichtelemente“ an die Seite stellen können. Man führt die Energie durch Absorption sichtbaren Lichtes zu. Bei diesen Lichtelementen muß das eine der beiden Metalle durch Selen, Kupferoxydul oder einen anderen Mischleiter mit geeigneten Elektroden ersetzt werden. Die Einzelheiten des Vorganges sind noch ebensowenig geklärt wie die Entstehung der thermoelektrischen Spannung.

§ 134. **Elektrolyte als Leiter zweiter Klasse. Chemische Stromquellen. Elemente.** Der Nutzeffekt der Thermoelemente und der Lichtelemente ist ein außerordentlich geringer. Er erreicht kaum Werte von  $10^{-6}$  bzw.  $10^{-5}$ . Anders bei den Elementen auf chemischer Grundlage, den Elementen im engeren Sinne. Die wichtigsten Ausführungsformen arbeiten mit einem Nutzeffekt von praktisch 100%.

Dem Bau der chemischen Stromquellen liegt folgende experimentelle Erfahrung zugrunde: Jede in ihren Grenzen Metall-Elektrolyt unsymmetrische Zusammenstellung metallischer und elektrolytischer Leiter liefert in einem geschlossenen Kreis einen lang anhaltenden Strom. Deswegen nennt man Elektrolyte „Leiter zweiter Klasse“. — Bei wohldefinierten Versuchsbedingungen kann man jederzeit bestimmte chemische Vorgänge als Energiequellen namhaft machen.

Der wohl einfachste chemische Umsatz ist der Konzentrationsausgleich zwischen zwei verschieden konzentrierten Lösungen des gleichen Salzes. Die Abb. 409 zeigt ein Beispiel eines solchen „Konzentrationselementes“. Hier bildet ein Drahtbügel mit zwei gleichen Elektrolyten verschiedener Konzentration einen aus drei Leitern gebildeten Kreis. In der Grenze beider Elektrolyte befindet sich eine poröse Trennwand aus gebranntem Ton od. dgl. Sie soll eine Vermengung der beiden Flüssigkeiten verhindern.

Bei allen praktisch wichtigen Elementen braucht man als Elektroden zwei verschiedene Metalle. Wir geben ein durch große Übersichtlichkeit ausgezeichnetes Beispiel, nämlich das Daniellelement, Abb. 410. Seine Spannung beträgt

1,09 Volt. — Zur Stromlieferung verbinden wir seine beiden Elektroden durch einen Metalldraht. Dann beobachtet man folgendes: Vom Zink fließt ein Strom durch den Strommesser zum Kupfer, die Zinkelektrode wird dünner, die Kupferelektrode dicker. Das deuten wir folgendermaßen: Durch den Metalldraht wandern dauernd Elektronen vom Zink zum Kupfer. Infolgedessen muß das sich auflösende Zink in Form positiver Ionen in Lösung gehen. Die positiven Zinkionen ziehen aus der linken Kammer negative  $\text{SO}_4$ -Ionen zu sich in die rechte Kammer herüber (Feldlinienbild Abb. 100). Dadurch werden den positiven Partner Kupferionen der linken Kammer ihre negativen Partner entzogen. Sie wandern zur Kupferplatte. Sie schlagen sich auf dieser nieder und vereinigen sich mit den durch den Metalldraht zugewanderten Elektronen. Auf diese Weise wird die Kupferplatte dicker. — Diese Deutung erklärt uns außerdem zwei weitere Beobachtungen: In der rechten Kammer wächst die Konzentration der Zink- und  $\text{SO}_4$ -Ionen. Bald ist die Lösung bis zur Sättigung konzentriert, es scheiden sich klare Zinksulfatkristalle aus. In der linken Kammer hingegen sinkt die Konzentration der Kupfer- und der  $\text{SO}_4$ -Ionen. Infolgedessen muß man für Dauerbetrieb der Stromquelle ein Vorratsgefäß zur Nachlieferung frischen Kupfersulfates anbringen. Die Abb. 411 zeigt beispielsweise ein konisches Vorratsgefäß mit Kupfersulfatkristallen. Es ist eine technische Variante des DANIELLSchen Elementes, das sog. Meidingereslement. Die beiden Elektroden sind nicht neben-, sondern übereinander angeordnet. So kann man die poröse Trennwand sparen. Eine Vermischung der beiden Sulfatlösungen wird durch die Verschiedenheit ihrer Dichte zur Genüge verhindert.

Im Enderfolg wird also beim Daniellelement Zink in Zinksulfat verwandelt und Kupfer aus Kupfersulfat abgeschieden. Die Bildung von Zinksulfat in wäßriger Säure erfolgt unter Energieabgabe. Sie liefert, im Kalorimeter ausgeführt, eine Wärmemenge von  $4,40 \cdot 10^8$  Wattsekunden pro Kilomol Zink. Die Abscheidung des Kupfers hingegen erfolgt unter Energieaufnahme. Sie erfordert pro Kilomol Kupfer eine Wärmezufuhr von  $2,34 \cdot 10^8$  Wattsekunden. Die Differenz  $(4,40 - 2,34) \cdot 10^8 = 2,06 \cdot 10^8$  Wattsekunden ist also die beim Umsatz von einem Mol Metall verfügbar werdende Energie. Sie erhält den Strom aufrecht.

Man kann auf Grund dieser Überlegung die Spannung des Daniellelementes aus chemischen Daten berechnen. Die Kupfer- und Zinkionen sind im Daniellelement zweiwertig, jedes Ion trägt zwei elektrische Elementarquanten (§ 105). Ein Kilomol in die wäßrige Lösung eintretenden Zinks oder 1 Kilomol aus der Lösung ausgeschiedenen Kupfers schleppt also insgesamt  $2 \cdot 9,65 \cdot 10^7$  Amperesekunden. Dabei leistet das elektrische Feld mit der Spannung  $U$  die Arbeit  $2 \cdot 9,65 \cdot 10^7 \cdot U = 2,06 \cdot 10^8$  Wattsekunden. Das ergibt für  $U$  den Wert 1,07 Volt statt 1,09 Volt der Beobachtung. — Diese einfache Berechnungsart gilt jedoch nur für Elemente mit einer von der Temperatur unabhängigen Spannung (vgl. Mechanikband § 176).

In ähnlicher, wenngleich oft weniger einfacher Weise, läßt sich der energieliefernde Vorgang bei allen Elementen oder „chemischen Stromquellen“ klarstellen. Oft wird die Behandlung durch sekundäre Reaktionsprodukte an den Elektroden erschwert. Die Ausscheidung der Metallionen ruft an der Anode des Elementes eine Wasserstoffentwicklung hervor od. dgl. Die Einzelheiten gehören in das Arbeitsgebiet der physikalischen Chemie.

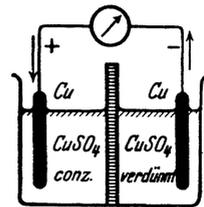


Abb. 409. Konzentrations-element. Spannung einige Zehntelvolt. Pfeile = Laufrichtung der Elektronen.

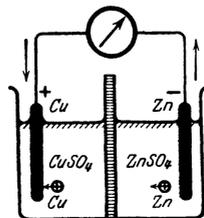


Abb. 410. Element von J. F. DANIELL (1836). Als Trennwand wurde zuerst die Speiseröhre eines Ochsens benutzt. Pfeile = Laufrichtung der Elektronen.

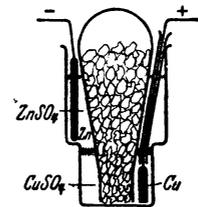


Abb. 411. Technische Variante des Daniellelementes.

§ 135. Polarisation bei der elektrolytischen Leitung. (J. W. RITTER, 1803.) Nach den Ausführungen des vorigen Paragraphen bilden zwei gleiche

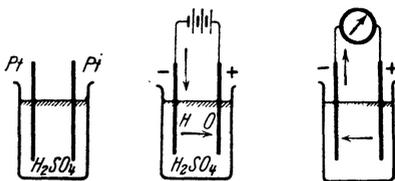


Abb. 412. Abb. 413. Abb. 414.  
Abb. 412—414. Zum Nachweis der Polarisations-  
spannung. Pfeile = Laufrichtung der Elektronen.

metallische Leiter in einem Elektrolyten kein Element. Es herrscht zwischen den beiden Metallen oder Elektroden keine Spannung. Denn die Anordnung ist in den Grenzen Metall—Elektrolyt völlig symmetrisch. Infolgedessen können sich keine Diffusionsvorgänge oder chemische Reaktionen abspielen und die Elektrizitätsatome beider Vorzeichen gegeneinander in Bewegung setzen. Wir wählen als Beispiel zwei Platindrähte als Elektroden in verdünnter Schwefelsäure (Abb. 412). Das Voltmeter zeigt keinen Ausschlag. Die Symmetrie läßt sich auf mannigfache Weise stören. Es genügt schon ein Kratzen auf der einen Elektrodenoberfläche. — Besonders wirkungsvoll ist aber das Hindurchschicken eines Leitungsstromes durch den Elektrolyten. Ein Beispiel findet sich in Abb. 413 und 414. Am linken Platindraht, der Kathode, wird Wasserstoff abgeschieden, am rechten, der Anode, Sauerstoff. Der größte Teil des Gases entweicht in bekannter Weise in Bläschenform. Die anfänglich abgeschiedenen Gase hingegen bilden auf den Elektrodenoberflächen einen unsichtbaren Überzug. Er besteht unter Umständen nur aus einer Atomlage.

Durch diese unsichtbaren Gasschichten ist die Symmetrie weitgehend gestört. Die Elektroden bilden zusammen mit dem Elektrolyten nunmehr ein Element. Die Spannung dieses Elementes heißt die Polarisationsspannung. Sie hat die Größenordnung weniger Volt. Sie ist also etwa so groß wie bei zwei verschiedenen Metallen im gleichen Elektrolyten.

Die Polarisationsspannung wird mit einem Voltmeter nachgewiesen (vgl. Abb. 414). Die in den Abb. 413 und 414 eingezeichneten Pfeile bezeichnen die Stromrichtung, also die Richtung der Elektronen bzw. negativen Ionen. Die Stromrichtung unter der Wirkung der Polarisationsspannung ist der ursprünglichen Stromrichtung entgegengesetzt. Also ist auch das durch Polarisation geschaffene elektrische Feld dem ursprünglichen, von der Stromquelle erzeugten Felde entgegengerichtet. Sonst müßte der ursprüngliche Strom stets anwachsen.

Bei der Messung der Stromspannungskurve für elektrolytische Leiter fanden wir in § 106 nicht das Verhältnis  $U/I$ , sondern  $(U - U_p)/I$  konstant. Der Strom  $I$  steigt zwar in Abb. 354 linear mit der Spannung  $U$  an. Doch zeigte die Gerade nicht auf den Nullpunkt. Ihre Verlängerung schnitt die Abszisse bei der kleinen Spannung  $U_p$ . Wir schlossen damals: Das Voltmeter zeigt eine um  $U_p$  Volt zu hohe Spannung (Abb. 354). Die wirkliche Spannung zwischen den Enden der leitenden Flüssigkeitssäule beträgt nur  $(U - U_p)$  Volt. Jetzt sehen wir nachträglich die Berechtigung unserer damaligen Deutung. Wir erkennen in  $U_p$  die Polarisationsspannung.

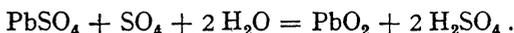
Bisher ist nur von einer Polarisation durch Gasbeladung der Elektroden die Rede gewesen. Das ist aber nur ein spezielles Beispiel. Der Stromdurchgang durch einen Elektrolyten kann auf mancherlei Weise Unsymmetrien hervorrufen, und jede einzelne erzeugt eine Polarisationsspannung. Die nächsten Paragraphen werden einige Beispiele bringen.

§ 136. Akkumulatoren. Polarisationsspannungen durch Gasbeladung der Elektroden sind im allgemeinen wenig haltbar. Das läßt sich leicht mit der Anordnung der Abb. 413 zeigen. Man hat nur die Pausen zwischen den Versuchen 413 und 414 verschieden lang zu machen.

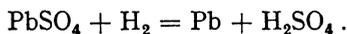
Es gibt aber auch Fälle großer Haltbarkeit der Polarisation. Es handelt sich dann um tiefgreifende Änderungen der Elektroden durch den Stromdurchgang. Typische Beispiele bieten die Akkumulatoren.

Wir beschreiben den bekannten Bleiakкумуляtor im Vorführungsversuch. Zwei Bleidrähte tauchen in verdünnte Schwefelsäure. Dadurch überziehen sie sich oberflächlich mit einer Schicht von Bleisulfat ( $\text{PbSO}_4$ ).

Eine Batterie (etwa 6 Volt) schicke einen Strom durch die „Akkumulatorenzelle“. Dabei wandern die negativen  $\text{SO}_4$ -Ionen zur Anode und verwandeln diese in Bleisuperoxyd nach der Gleichung



Die positiven Wasserstoffionen wandern zur Kathode und reduzieren diese zu metallischem Blei nach der Gleichung



Dieser Prozeß erzeugt also eine starke Unsymmetrie. Es entsteht ein Element mit einer Blei- und einer Bleisuperoxydelektrode, „der Akkumulator wird geladen“. Nach einigen Minuten wird dieser „Ladungsvorgang“ unterbrochen und die Elektroden mit einer kleinen Glühlampe als Stromindikator verbunden. Die Lampe leuchtet auf, der Akkumulator „entlädt“ sich: in seinem Innern finden jetzt die umgekehrten Reaktionen statt, beide Elektroden werden in Bleisulfat zurückverwandelt. Man hat nur die obigen Gleichungen von rechts nach links zu lesen. Man kann daher den Akkumulator als ein umkehrbares Element bezeichnen.

Umkehrbare Elemente lassen sich in großer Zahl ersinnen. Besonders bekannt ist das Daniellelement (Abb. 410). Man kann daher ein Daniellelement im Prinzip als Akkumulator benutzen. Die Zinkverluste bei der Stromlieferung oder Entladung des Elementes lassen sich durch eine nachträgliche Ladung wieder rückgängig machen. Praktisch hat ein solcher Akkumulator keine Bedeutung. Seine Lebensdauer ist zu klein. Seine beiden Elektrolyte, die Zink- und die Kupfersulfatlösung, vermengen sich trotz der trennenden Tonwand durch Diffusion. Es gelangen schließlich Kupferionen bis zum Zink und überziehen dies mit einem Kupferschlamm. — Technisch spielt noch immer der Bleiakкумуляtor die größte Rolle. Man gibt den Bleiplatten durch verschiedene Kunstgriffe recht große Oberflächen. Die Anode oder positive Elektrode wird meist von vornherein mit einem Überzug von Bleisuperoxyd versehen. Dann kann man mit 30 kg Blei etwa 1 Kilowattstunde aufspeichern. Im Betrieb hat der Akkumulator eine recht konstante Spannung von 2,02 Volt. Zur Aufladung braucht man eine etwas höhere Spannung, nämlich 2,6 Volt.  $2,02/2,6$  gibt den Nutzeffekt des Akkumulators zu etwa 78%.

**§ 137. Unpolarisierbare Elektroden und Elemente. Normalelemente.** Die Entstehung der Polarisationsspannung  $U_p$  ist bei vielen Messungen an elektrolytischen Leitern sehr störend. Oft darf die für die Messungen benutzte Stromquelle nur kleine Spannungen  $U$  haben. Dann kann  $U_p$  keineswegs mehr als klein gegen  $U$  vernachlässigt werden. Ein Beispiel dieser Art ist uns beim Nachweis des Ohmschen Gesetzes für elektrolytische Leiter begegnet (vgl. S. 178 und 208). Ähnliche Fälle sind vor allem bei physiologischen Versuchen, wie elektrischer Nervenreizung usw., häufig.

Doch hat man diese Schwierigkeit weitgehend zu vermeiden gelernt. Man hat „unpolarisierbare Elektroden“ hergestellt. Gewöhnliche polarisierbare

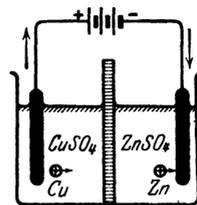


Abb. 415. Daniellelement während der „Aufladung“ als Akkumulator. Pfeile = Laufrichtung der Elektronen.

Elektroden bestehen aus metallischen Leitern, eigentlichen Metallen, Kohle usw. Unpolarisierbare Elektroden bestehen aus Metallen mit geeigneten Überzügen. Sehr bequem ist z. B. als Überzug eine wässrige Salzlösung mit den Ionen des Elektrodenmetalles. Als Beispiel ist in Abb. 416 eine unpolarisierbare Zinkelektrode skizziert. Ein Zinkstab taucht in ein Glasrohr mit wäßriger Zinksulfatlösung. Das Glasrohr ist unten mit einem porösen, von verdünnter NaCl-Lösung durchfeuchteten Stopfen *St* verschlossen. Dieser feuchte Stopfen stellt die Verbindung mit dem elektrolytischen Leiter her, etwa dem mit *N* angedeuteten Nervenende. Der Zinkstab wird zweckmäßig noch oberflächlich amalgamiert und dadurch seine Oberfläche blankflüssig gehalten. Als Anode benutzt, löst sich der

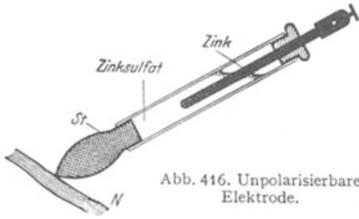


Abb. 416. Unpolarisierbare Elektrode.

Zinkstab dieser unpolarisierbaren Elektrode auf, als Kathode benutzt, verdickt er sich durch Abscheidung von Zink. Es bleiben nur Konzentrationsänderungen der Lösungen. Diese Unsymmetrie ruft nur noch eine verschwindend kleine Polarisationsspannung hervor. Dies eine Beispiel für unpolarisierbare Elektroden mag genügen.

Weiterhin spielt die elektrolytische Polarisation bei der Konstruktion der chemischen Stromquellen oder Elemente eine große, ja entscheidende Rolle. Elemente lassen sich in beliebiger Anzahl ersinnen. Bilden doch je zwei metallische Leiter in unsymmetrischer Verbindung mit elektrolytischen Leitern ein Element. Aber in der überwiegenden Mehrzahl sind alle derartigen Elemente als praktische Stromquellen unbrauchbar. Die Ausbildung der Polarisation bei der Stromentnahme läßt ihre Spannung rasch heruntersinken. Man verbinde etwa zwei aus Zink, Bogenlampenkohle und Ammoniumchloridlösung gebildete Elemente mit einem Glühlämpchen. Das anfänglich strahlend leuchtende Lämpchen verlischt in kurzer Zeit.

Eine Umkleidung der Kohlenanode mit Mangansuperoxyd (Braunstein,  $MnO_2$ ) vermindert die Polarisation beträchtlich. Es oxydiert einen großen Teil des an der Anode abgeschiedenen Wasserstoffes. Das geschieht in den Trockenelementen unserer Taschenlampenbatterien. Diese Elemente sind übrigens keineswegs trocken. Ihr Elektrolyt wird nur durch Stärkekleister oder Sägespäne eingedickt.

Elemente konstanter Spannung müssen mit „unpolarisierbaren Elektroden“ gebaut werden. Die „umkehrbaren“ Elemente ertüllen diese Bedingung. Das kann man sich leicht am Beispiel des Daniellelementes klarmachen (Abb. 410). Sind doch seine beiden Elektroden „unpolarisierbar“ im Sinne der Abb. 416.

Die höchsten Anforderungen an Unpolarisierbarkeit und zeitliche Konstanz der Spannung werden naturgemäß an die „Normalelemente“ gestellt (S. 9). Dienen diese doch im Laboratorium zur Reproduzierung der internationalen Spannungseinheit, des Volt.

Das Daniellelement genügt den Ansprüchen noch keineswegs. Es ist nicht haltbar genug. Die Kupferionen der konzentrierten Kupfersulfatlösung diffundieren trotz der Trennwand zur Zinkkathode hinüber und überziehen diese mit einem Kupferschlamm.

Die heute eingebürgerten Kadmiumnormalelemente vermeiden diese Schwierigkeit. Sie benutzen als Anode statt des Kupfers ein Metall mit einem sehr schwer löslichen Sulfat. Sie enthalten (Abb. 417) als Anode Quecksilber, und der angrenzende Elektrolyt besteht aus  $CdSO_4$ -Kristallen und einer dichten Paste von Merkursulfat ( $Hg_2SO_4$ ) mit Hg. Die Kathode besteht aus Kadmiumamalgam in Kadmiumsulfatlösung, meist gesättigt und mit überschüssigen Kri-

stallen. Infolge der winzigen Konzentration der Quecksilberionen in der Paste besteht keine Gefahr ihrer Diffusion zur Kathode. Der Fehler des Daniellelementes ist somit vermieden. Allerdings muß man dafür beim Kadmiumnormalelement einen anderen Nachteil mit in Kauf nehmen. Man darf dem Element nur Ströme von einigen hunderttausendstel Ampere entnehmen. Sonst erschöpft man an der Anode die Konzentration der Quecksilberionen, weil sein Salz sich zu langsam auflöst. Man bekommt eine Polarisation durch Konzentrationsänderung des Elektrolyten vor der Anode. Für die moderne Meßtechnik bedeutet die geringe Belastbarkeit der Normalelemente keine nennenswerte Schwierigkeit. Man benutzt sog. Kompensationsmethoden und vermeidet durch sie eine unzulässige Stromentnahme aus den Normalelementen. Diese Dinge werden in jedem meßtechnischen Anfängerpraktikum behandelt.

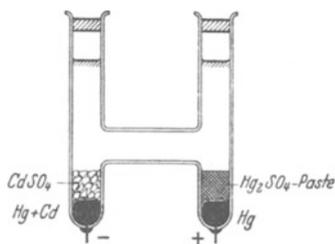


Abb. 417. Kadmiumnormalelement. Klemmenspannung bei 18° = 1,0187 Volt.

§ 138. Doppelschicht und Oberflächenspannung. Bei der Berührung zweier verschiedener Flüssigkeiten entsteht, wie zwischen allen Körpern, ein elektrisches Feld von molekularer Dicke, eine Doppelschicht. Jedes elektrische Feld vermindert die Oberflächenspannung (§ 30). Infolgedessen ist z. B. ein Hg-Tropfen in jeder Flüssigkeit flacher als in Luft oder im Vakuum (Abb. 418).

Beim Durchleiten eines elektrischen Stromes durch eine Grenzschicht wird das elektrische Feld geändert, d. h. es tritt eine elektrolytische Polarisierung ein. Diese Polarisierung kann die Berührungsspannung verkleinern oder vergrößern. Demgemäß steigt oder sinkt die Oberflächenspannung.

— Ein Beispiel für eine Vergrößerung der Oberflächenspannung durch Polarisierung zeigt uns die Abb. 418. Ein Quecksilbertropfen Hg und ein Eisennagel liegen in verdünnter Schwefelsäure mit etwas Kaliumbichromatzusatz. Sie bilden mit diesem Elektrolyten ein polarisierbares Element. Der Tropfen ist viel flacher als in Luft, die Oberflächenspannung des Quecksilbers ist also durch die Berührung mit dem Elektrolyten vermindert.



Abb. 418. Änderung der Oberflächenspannung von Hg durch Polarisierung.

Jetzt verbinden wir die beiden Elektroden des Elementes, d. h. wir lassen die Nagelspitze den Tropfen berühren. Sofort fließt ein Strom und erzeugt eine Polarisierung. Das elektrische Feld in der Grenzschicht wird vermindert. Die Oberflächenspannung des Quecksilbers steigt. Der Tropfen zieht sich zusammen und unterbricht den Stromkreis. Die Polarisierung hält sich nicht lange (insbesondere wegen des Zusatzes der den Wasserstoff oxydierenden Chromsäure!). Nach kurzer Zeit breitet sich der Tropfen wieder aus, das Spiel beginnt von neuem. Der Tropfen pulsiert wie ein Herz.

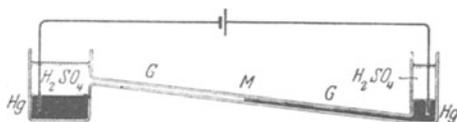


Abb. 419. Kapillarm Voltmeter. Die Kuppe M eines Hg-Fadens bildet eine sehr kleine Elektrode. In der Ruhelage halten sich die vom Gewicht und von der Oberflächenspannung herrührenden Kräfte das Gleichgewicht. Man ermittelt die Ruhelage bei kurzgeschlossenen Elektroden. Während der Spannungsmessung (z. B. für ein Element) fließt durch das Instrument ein Strom. Die Stromdichte ist an der kleinen Kuppe einige tausendmal größer als an der großen Quecksilberoberfläche. An der kleinen Kuppe entsteht sehr rasch eine starke Polarisierung, und diese ändert Doppelschicht und Oberflächenspannung. Dadurch verschiebt sich der Hg-Faden in der Kapillare. Der Ausschlag ist zwar der Spannung nicht proportional, läßt sich aber bequem eichen.

Diese hier im Prinzip gezeigte Erscheinung wird häufig zum Bau eines einfachen Voltmeters, des Kapillarm Voltmeters (Abb. 419), benutzt. Es läßt sich behelfsmäßig herstellen, ist aber nur für Spannungen unter 1 Volt anwendbar.

§ 139. Noch einmal die Wirkungsweise der Stromquellen, das Gewicht als ladungstrennende Kraft, Lösungsdruck. In Abb. 420 bringen wir zum drittenmal das Schema einer Stromquelle, doch ist die Verbindungslinie der

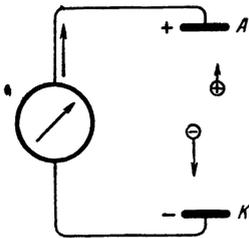


Abb. 420. Schema einer Stromquelle mit dem Gewicht als ladungstrennende Kraft. Pfeil = Laufrichtung der Elektronen.

beiden Elektroden diesmal vertikal gestellt, die Trennbewegung der Ladungen beider Vorzeichen ist durch Pfeile angedeutet. Bei dieser vertikalen Anordnung kann man als ladungstrennende Kraft das Gewicht benutzen. Wir geben eine Reihe von Beispielen solcher „Schwere-Elemente“.

1. In Abb. 421 bestehen die beiden Elektroden aus Platin, als Elektrizitätsträger dienen Glaskugeln und Wassermoleküle. Durch ihre Berührung werden die Kugeln negativ, das Wasser positiv aufgeladen. Die Abwärtsbewegung der Kugeln ist für das Auge sichtbar. Während ihres Sinkens zeigt der Strommesser einen Strom der angegebenen Richtung (vgl. § 36 und § 92).

2. In Abb. 422 werden die Rollen beider Träger vertauscht. Die Glaskugeln sind zu einem porösen Glasstopfen zusammengesintert. Das Wasser strömt, vom Gewicht gezogen, abwärts.

(Auch die obere Pt-Elektrode braucht den Glasstopfen nicht zu berühren. Der Zwischenraum zwischen beiden kann durch die Wanderung zufällig anwesender Ionen überbrückt werden.)

3. Man kann auf sichtbare Elektrizitätsträger verzichten und Ionen verschiedener Masse und Größe benutzen. Man füllt beispielsweise ein Glasrohr von mindestens 1 m Länge mit einer wäßrigen Lösung von Silbernitrat und setzt an beiden Rohrenden eine Silberelektrode ein.

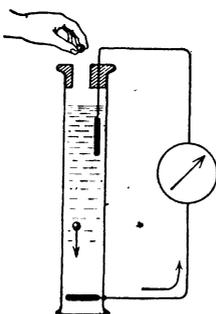


Abb. 421. Schwereelement mit sichtbaren Elektrizitätsträgern. Krummer Pfeil = Laufrichtung der Elektronen.

Bei horizontaler Lage der Elektroden zeigt das Galvanometer keinen Strom, bei vertikaler Stellung fließt ein dauernder Strom. Die Spannung dieses „Schwereelementes“ (Gravitationselementes) ist der Rohrlänge proportional.

Erklärung: Die Fallbewegung der kleinen schweren Ag-Ionen wird weniger durch die innere Reibung der Flüssigkeit gebremst als die der großen leichten  $\text{NO}_3$ -Ionen [vgl. Mechanikband § 88, Gl. (175)]. Infolgedessen gibt es unmittelbar vor der oberen Elektrode einen Überschuss von  $\text{NO}_3$ -Ionen und unmittelbar vor der unteren einen solchen von Ag-Ionen. Beide Träger entladen sich an den Elektroden, die Elektronen fließen außen im Galvanometerkreis von oben nach unten. Im Enderfolg

wird die obere Elektrode unter Bildung neuen Salzes aufgelöst, die untere Elektrode wird durch Silberabscheidung dicker. Es „fällt“ Silber von oben nach unten, und dieser Vorgang liefert die Energie für den elektrischen Strom.

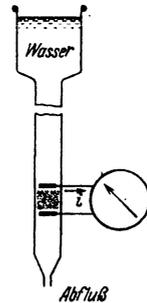


Abb. 422. Erzeugung von Stromsströmen. Zwischen den beiden Elektroden ein poröser Glasstopfen.

4. Eine Trennung der Elektrizitätsträger beider Vorzeichen läßt sich auch durch verschiedene Fallgeschwindigkeit in Luft erzielen. In Abb. 423 fällt ein Gemisch von feinstem Bleischrot und leichtem Schwefelpulver aus einem Metallgefäß zu Boden. Das Blei wird durch die Berührung negativ und das Schwefelpulver positiv aufgeladen. Am Boden steht eine Blechschale in Verbindung mit einem Zeigervoltmeter. In diese fallen die schweren Bleiträger hinein und oben schwebt eine Wolke von geladenem Schwefelstaub. Man erhält schon bei kleinen Fallstrecken leicht Spannungen von Tausenden von Volt.

5. Vorgänge dieser Art spielen bei der Aufrechterhaltung des elektrischen Feldes der Erde eine wesentliche Rolle. Die schneller fallenden Elektrizitätsträger sind in diesem Fall negativ geladene Wassertropfen. Sie erhalten ihre Ladung durch Einfangen kleiner, in der Luft schwebender negativer Ionen.

Diese negativen Träger brauchen keineswegs bis zum Erdboden herunter zu gelangen. Sie können schon aus beträchtlicher Höhe die negative Aufladung der Erde vergrößern (vgl. Abb. 86). Sie influenzieren entweder auf der Erde in lokalen Gebieten positive Ladungen, und diese entweichen dann aus Spitzen aller Art (vgl. S. 173); vor allem von Bäumen, gelegentlich in der sichtbaren Form des Elmsfeuers. Oder es schlagen aus den negativ geladenen Wolken Blitze zur Erde. (Die meisten Blitze gehen übrigens von einer Wolke zu einer anderen.)

Die Leistung dieser atmosphärischen Stromquelle liegt erheblich über 2 Milliarden Kilowatt. Im zeitlichen Mittel fahren in jeder Sekunde etwa 100 Blitze auf die Erde herunter. Jeder einzelne überträgt bei einer Spannung von rund  $10^8$  Volt eine Elektrizitätsmenge von etwa 20 Amperesekunden mit einer mittleren Stromstärke von rund  $2 \cdot 10^4$  Ampere. Jedem einzelnen Blitzschlag entspricht also eine Energie von rund 5000 Kilowattstunden.

Gelegentlich bringen Blitze auch positive Ladungen zur Erde und verkleinern so deren negative Ladung. In diesem Fall sind die schneller fallenden Wassertropfen positiv geladen. Ihre Aufladung erfolgt dann wahrscheinlich durch den auf S. 200 skizzierten Vorgang: Die wirbelnd aufsteigenden Luftströmungen zerfetzen die Wassertropfen in feinen negativ geladenen Wasserstaub und positiv geladene Regentropfen.

Nach dieser Darstellung verschiedener Stromquellen kommen wir zur letzten Frage dieses Kapitels: Welche ladungstrennenden Kräfte sind in den chemischen Stromquellen am Werke? Die Antwort lautet: Der entscheidende Vorgang hat seinen Sitz in der Grenze von Metall und Lösungsmittel. Jedes Metall geht spontan in Form positiver Ionen in Lösung. Die Ionen werden aus der Metalloberfläche durch einen „Lösungsdruck“ (NERNST) in die Flüssigkeit hineingetrieben. Dieser ist in Wasser für Zink größer als für Kupfer. Infolgedessen verdrängen die Zn-Ionen die Cu-Ionen. Im Daniell-element (Abb. 410) löst sich die Zinkelektrode und wächst die Kupferelektrode. Die Lösungsdrucke haben die Größenordnung  $10^5$  Atmosphären.

Das entnimmt man folgender Überschlagsrechnung. Wir denken uns zwischen Metall und Wasser eine Berührungsspannung  $U$ . Ferner denken wir uns eine Metallmenge mit der Masse  $M$  und der Dichte  $\rho$  in Form positiver Ionen in Lösung gehend. Die spezifische Ionenladung sei  $q/m$ . Dann fordert der Eintritt der Ionen in die Lösung im elektrischen Maße die Arbeit

$$A = M \frac{q}{m} U.$$

Im mechanischen Maße wird diese Arbeit vom Lösungsdruck  $p$  geleistet. Es gilt

$$A = pV = pM/\rho.$$

Somit erhalten wir

$$p = \rho \frac{q}{m} U.$$

Zahlenbeispiel für Cu:  $U \approx 2$  Volt;  $\rho \approx 9 \text{ gr/cm}^3 = 140 \text{ Kilomol/m}^3$ ;

$$p \approx 1,4 \cdot 10^3 \frac{\text{Kilomol}}{\text{m}^3} \cdot 9,65 \cdot 10^7 \frac{\text{Amperesek.}}{\text{Kilomol}} \cdot 2 \text{ Volt}$$

$$p = 2,7 \cdot 10^{10} \text{ Wattsek./m}^3 = 2,7 \cdot 10^{10} \text{ Gro\ddot{b}dyn/m}^2 = 2,7 \cdot 10^5 \text{ Atm.}$$

Also hat der Lösungsdruck  $p$  die Größenordnung  $10^5$  Atmosphären.



Abb. 423. Trennung von Elektrizitätsträgern durch verschiedene Fallgeschwindigkeit (feines Bleischrot und Schwefelstaub). Ein seitlicher oder aufwärts gerichteter Luftstrom verbessert die Trennung erheblich.

## XIV. Die Radioaktivität.

§ 140. Die radioaktiven Strahlen. Die Darstellung des ganzen Buches stützt sich ständig auf atomistische Vorstellungen. Diese sind bei der Deutung der Leitungsvorgänge besonders in den Vordergrund getreten. Die atomistische Unterteilung der greifbaren Körper und der elektrischen Substanzen wird als gesicherte Erfahrung behandelt. Die Entwicklung dieses modernen Atomismus ist durch die Erscheinungen der Radioaktivität in entscheidender Weise gefördert worden. Ein Zweifel an den Grundvorstellungen des Atomismus muß heute als ausgeschlossen gelten. Das soll in diesem Kapitel durch schlagende Experimente belegt werden. Es wird keinesfalls eine erschöpfende Darstellung der Radioaktivität beabsichtigt. Wir wollen nur unsere Kenntnis der Elektrizitätsatome ergänzen.

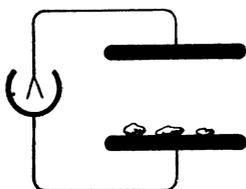


Abb. 424. Nachweis der radioaktiven Strahlung von Pechblendestücken.

1895 gab W. C. RÖNTGEN seine große Entdeckung bekannt. Einige Monate später fand H. BECQUEREL, an RÖNTGEN anknüpfend, die ersten Erscheinungen der Radioaktivität. Von Uranpecherz gingen spontan rätselvolle, stark durchdringende Strahlen aus. Sie

ließen sich mit den für Röntgenlicht erprobten Verfahren nachweisen: mit der photographischen Platte, durch Fluoreszenzerregung und durch Ionisation der Luft.

Zum Nachweis der Ionisation dient die bekannte Methode des Feldzerfalles. Ein Plattenkondensator mit einem Zweifadenvoltmeter ist auf 220 Volt aufgeladen. Auf der unteren Platte befinden sich einige Stücke Uranpecherz (Abb. 424). Der Ausschlag des Elektrometers sinkt mit leicht meßbarer Geschwindigkeit (Stoppuhr).

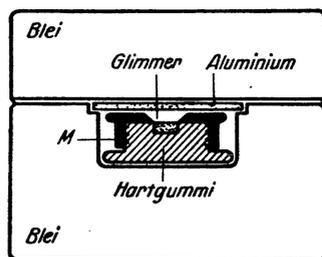


Abb. 425. Radiumbromidpräparat in Hartgummikapsel und dickwandigem Bleikasten. M = Messingdeckel.

Die Ionisation als Indikator benutzend, hat man im Laufe der Jahre einige Dutzend chemisch wohldefinierter radioaktiver Elemente aufgefunden. Ferner hat man zunächst drei physikalisch ganz verschiedenartige Strahlen unterscheiden gelernt. Sie werden mit den griechischen Buchstaben  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  benannt.

Rein äußerlich unterscheiden sich diese Strahlensorten durch ihr Durchdringungsvermögen. Das soll kurz gezeigt werden: In Abb. 425 sehen wir eines der handelsüblichen Radiumpräparate. Eine Hartgummikapsel mit dünnem Glimmerdeckel enthält etliche Milligramm  $\text{RaBr}_2$  als körniges Pulver.

Für die Versuche werden Seiten- und Bodenfläche von einem 2 cm dicken Bleimantel umgeben. Oben auf das Glimmerfenster wird erst ein 2 mm dicker Aluminiumdeckel gesetzt und dann noch ein 2 cm dicker Bleideckel.

Zunächst sollen nun die durchdringendsten der Strahlen, die  $\gamma$ -Strahlen, gezeigt werden. Die Ionisation der Luft werde wieder nach der Methode des Feldzerfalles beobachtet. Diesem Zwecke dient eine große, etwa 30 l fassende Ionisationskammer (Abb. 426). Es ist ein Zylinderkondensator mit einem

etwa 0,1 mm dicken großen Fenster  $F$ . In kleinen Ionisationskammern wird zu wenig von der durchdringenden Strahlung absorbiert. Die ionisierende Wirkung der  $\gamma$ -Strahlen ist schon aus etlichen Metern Abstand nachweisbar. Man hat nur den dicken Bleideckel vom Radiumpräparat abzuheben. Die Strahlen durch-

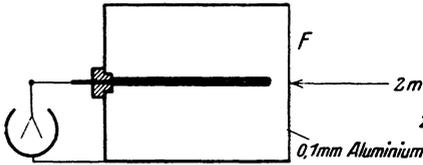


Abb. 426. Nachweis von  $\gamma$ -Strahlen.

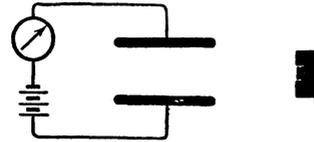


Abb. 427. Nachweis von  $\beta$ -Strahlen. Galvanometer wie in Abb. 83<sup>1)</sup>.

dringen also außer 2,1 mm Aluminium noch etliche Meter Luft. Erst 13 mm Blei oder etwa 50 mm Aluminium schwächen sie auf die Hälfte. Sie übertreffen mit ihrer Durchdringungsfähigkeit das Röntgenlicht. So weit die  $\gamma$ -Strahlen.

Zum Nachweis der  $\beta$ -Strahlen wird auch der Aluminiumdeckel entfernt und das Präparat einer Ionisationskammer auf etwa 20 cm genähert. Diesmal wird die Ionisation bei Einschaltung von etwa 0,5 mm Aluminium auf die Hälfte geschwächt. Das Durchdringungsvermögen der  $\beta$ -Strahlen ist also erheblich geringer als das der  $\gamma$ -Strahlen. Die stärkere Absorption erhöht die Zahl der pro Wegeinheit gebildeten Ionen. Man kann daher die Zahl der Ionen mit dem Galvanometer messen und die zeitraubende Beobachtung mit der Stoppuhr umgehen. Man vgl. Abb. 427.

Quantitative Bestimmungen, z. B. des Absorptionskoeffizienten, erfordern größeren experimentellen Aufwand. Es gilt u. a. die störende Fehlerquelle der „Sekundärstrahlen“ zu vermeiden. Alle von  $\gamma$ - und  $\beta$ -Strahlen getroffenen Körper werden ihrerseits zum Ausgangspunkt weiterer  $\beta$ -Strahlen. Ihr Nachweis kann mit der in Abb. 428 skizzierten Anordnung erfolgen. Direkte Strahlen (ausgezogene Pfeile) können nicht in den Meßkondensator (Ionisationskammer) gelangen. Sie werden vom Bleimantel seitlich abgeblendet. Trotzdem zeigt das Galvanometer noch einen meßbaren Strom. Er rührt von den in der Luft gebildeten „Sekundärstrahlen“ her. Ein Bleiblech im Bereich der Strahlen erhöht die Sekundärstrahlung erheblich. In Abb. 428 sind einige Sekundärstrahlen durch punktierte Pfeile angedeutet.

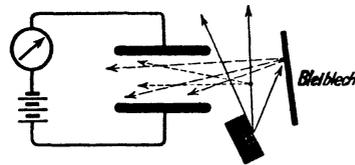


Abb. 428. Sekundärstrahlen.

Endlich die  $\alpha$ -Strahlen. Ihr Nachweis erfordert die Entfernung des Glimmerfensters. Sie bleiben schon in weniger als 10 cm Luft stecken. Sie haben für jedes radioaktive Element eine ganz charakteristische Reichweite. Das wird später gezeigt werden. Die  $\alpha$ -Strahlen ionisieren die Luft sehr stark. Einschaltung von nur 41  $\mu$  Aluminium hält sie vollständig zurück.

<sup>1)</sup> Zur Erzeugung von Sättigungsströmen (S. 153) benutzt man zweckmäßig eine Stromquelle bis zu 3000 Volt Spannung. Das bequemste ist ein guter technischer Glasplattenkondensator von einigen  $10^{-8}$  Farad Kapazität in Verbindung mit einer kleinen Influenzmaschine (vgl. Abb. 103 links). Einmal zur gewünschten Spannung aufgeladen, wirkt der Kondensator nahezu als „Hochspannungsakkumulator“, d. h. seine Spannung bleibt praktisch konstant. Denn die kleinen durch das benutzte Galvanometer fließenden Elektrizitätsmengen dürfen neben der Ladung des Kondensators vernachlässigt werden. Gegen die Folgen eines Kurzschlusses sichert man sich durch Einschaltung eines Silitwiderstandes von etwa  $10^7$  Ohm. Diese ebenso billige wie handliche Stromquelle benutzen wir z. B. bei den in Abb. 427, 428, 435, 436, 437 und 439 dargestellten Versuchen. Sie erspart den ständigen Verdruß mit den sonst üblichen Hochspannungsbatterien.

Die ungeheueren Unterschiede der Absorbierbarkeit der drei Strahlenarten sind durch ihre physikalische Beschaffenheit bedingt.

$\gamma$ -Strahlen hat man mit Röntgenlicht sehr kleiner Wellenlänge identifizieren können. Für die Wellenlänge ist nach den für Röntgenlicht entwickelten Methoden die Größenordnung  $10^{-10}$  cm (und kleiner) ermittelt worden. Die Einzelheiten gehören in die Elektrooptik und die Lehre vom Atombau.

$\beta$ -Strahlen sind Elektronen sehr hoher Geschwindigkeit oder sehr schnelle Kathodenstrahlen. Ihre Geschwindigkeit wird durch Ablenkung in magnetischen und in elektrischen Feldern gemessen. Die Methode gleicht der S. 164 beschriebenen. Man hat Geschwindigkeiten bis zu 99,6% der Lichtgeschwindigkeit beobachtet.

Ein qualitativer Nachweis der magnetischen Ablenkbarkeit ist in Abb. 429 skizziert. Der Abwechselung halber ist der Indikator für die  $\beta$ -Strahlen etwas anders gestaltet. Man läßt die  $\beta$ -Strahlen eine Funkenstrecke beeinflussen. Die

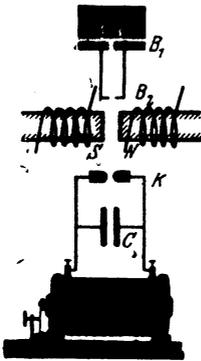


Abb. 429. Magnetische Ablenkung von  $\beta$ -Strahlen.  $B_1$  und  $B_2$  sind Blenden.

Sekundärspule eines kleinen Induktors ist mit einem kleinen Kondensator  $C$  (Leidener Flasche) und zwei Metallkuppen  $K$  verbunden. Die Spannung soll gerade nicht mehr zur Funkenbildung ausreichen. Dann läßt man  $\beta$ -Strahlen auf die Funkenstrecke fallen. Die Ionisation der Luft löst ein weithin sichtbares Funkenspiel aus. Die  $\beta$ -Strahlen können nur zwischen den Polen des Elektromagneten  $NS$  hindurch zur Funkenstrecke gelangen. Beim Einschalten des Magnetstromes werden die  $\beta$ -Strahlen zur Seite abgelenkt, und zwar nach oben aus der Papierebene heraus. Das Spiel der Funkenstrecke hört auf. Und so fort in beliebiger Wiederholung.

$\alpha$ -Strahlen werden ebenfalls durch magnetische und elektrische Felder abgelenkt, aber im Sinne von Kanalstrahlen. Messungen nach dem für Kanalstrahlen erläuterten Verfahren (S. 165) haben ihr Atomgewicht zu 4 ergeben, also übereinstimmend mit dem des Edelgases Helium. Ihre Ladung beträgt 2 Elementarladungen, also  $2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 3,2 \cdot 10^{-19}$  Amperesekunden.  $\alpha$ -Strahlen sind demnach zweiwertige, positive Heliumionen. Ihre Geschwindigkeiten gehen bis zu  $2 \cdot 10^7$  m/sek. Mit den Kanalstrahlen des Glimmstromes lassen sich derartige Geschwindigkeiten nicht angenähert erreichen. Die Messungen eignen sich, ebenso wie die an Kanalstrahlen, nicht gut für Vorlesungsversuche.

Nach diesem recht summarischen Überblick liefern uns also die radioaktiven Elemente

$$\begin{aligned} \alpha\text{-Strahlen} &= \text{Kanalstrahlen}, & \beta\text{-Strahlen} &= \text{Kathodenstrahlen}, \\ \gamma\text{-Strahlen} &= \text{Röntgenlicht}. \end{aligned}$$

Die bei ihrer Entdeckung so rätselvollen Strahlen haben sich also in den Rahmen des zuvor Bekannten einordnen lassen. Trotzdem haben die Strahlen radioaktiven Ursprungs für das elektrische Weltbild eine besondere Bedeutung gewonnen. Das wird aus den folgenden Paragraphen ersichtlich werden.

**§ 141. Beobachtung einzelner Elektronen und Ionen.** Kathoden- und Kanalstrahlen wurden früher nur als Massenerscheinungen untersucht. Man beobachtete stets dichte Schwärme der schnell dahinfliegenden Elektronen und Ionen. Die Erforschung der  $\alpha$ -Strahlen hat hier einen großen Fortschritt angebahnt. Heute lassen sich Kathoden- und Kanalstrahlen als einzelne Individuen nachweisen. Elektronen und Ionen sind der unmittelbaren Einzelbeobachtung zugänglich geworden. Es sind drei verschiedene Verfahren zu nennen.

1. Das Szintillationsverfahren. (E. REGENER, 1909.) Zahlreiche Kristalle geben bei mechanischer Verletzung eine eigentümliche Lichterscheinung. Man nennt sie Tribolumineszenz. Ein bekanntes Beispiel bietet gewöhnlicher Würfelzucker. Beim Zerschneiden im Dunkeln sieht man schwach bläuliche Lichtblitze. Kupfer- und manganhaltige Zinksulfidkristalle zeigen die Erscheinung in sehr gesteigertem Maße. Beim Kratzen mit einer Nadel oder beim Zerreiben sieht man an den Bruchstellen helle Lichtpunkte. In gleicher Weise wie mechanische Verletzungen wirkt der Aufprall eines einzelnen  $\alpha$ -Strahles. Die Aufschlagstelle jedes einzelnen Geschosses markiert sich als heller Lichtblitz.

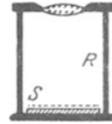


Abb. 430. Leuchtschirm S mit Lupe zur Beobachtung der Szintillation.

Man beobachtet zweckmäßig durch eine sechsfach vergrößernde Lupe. Die Abb. 430 zeigt einen kleinen Vorführungsapparat. Unten sitzt der Leuchtschirm S, d. h. das auf Pappe geklebte Kristallpulver, oben die Lupe und seitlich bei R eine Spur radioaktiver Substanz (etwa  $10^{-6}$  mg Radiumbromid). Die Erscheinung ist selbst für den naiven Beobachter ungemein reizvoll, leider jedoch nur subjektiv zu sehen. Der Vergleich der Erscheinung mit dem Anblick flimmernder oder szintillierender Sterne hat der Methode den Namen gegeben.

$\beta$ -Strahlen, also sehr schnelle Elektronen radioaktiven Ursprungs, lassen sich in gleicher Weise beobachten. Doch ist die Erscheinung erheblich lichtschwächer und sicher nur für geübte Beobachter erkennbar.

2. Die Nebelstrahlen. (C. T. R. WILSON, 1911) Das Szintillations- oder Tribolumineszenzverfahren ließ nur die Auftreffstellen der einzelnen Korpuskularstrahlen erkennen. Das Verfahren der Nebelstrahlen gibt ein Bild ihrer ganzen Flugbahn. Die Grundlage ist einfach. Abkühlung feuchter Luft läßt Wasserdampf kondensieren. Es bilden sich Nebeltröpfchen (nicht Bläschen!). Die Bildung dieser Tropfen wird durch sog. „Kondensationskerne“ begünstigt. Als solche wirken allerlei Fremd Beimengungen der Luft, Staub, Verbrennungsprodukte (Londoner Nebel!), vor allem aber Ionen. An Ionen tritt Nebelbildung schon bei geringfügiger Abkühlung auf.

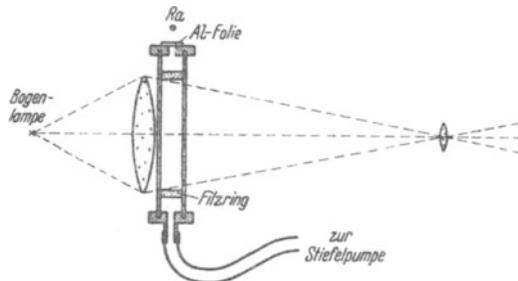


Abb. 431. Kammer zur Herstellung von Nebelstrahlen vor der Projektionslampe.

Die Abb. 431 zeigt eine Glaskammer vor der Beleuchtungslinse einer Projektionslampe. Mit Hilfe einer Stiefelpumpe kann man die Luft plötzlich entspannen und dadurch abkühlen. Das Absaugen der Luft erfolgt radialsymmetrisch und wirbelfrei. Das wird durch einen Filzring erreicht. Durch das Fenster Al werden einige  $\alpha$ -Strahlen in die Kammer hineingeschossen. Auf dem Projektionsschirm erscheint das Bild der Abb. 432. Eine lückenlose Kette von Nebeltröpfchen markiert die schnurgerade Flugbahn. Die längs der Flugbahn getroffenen und dabei ionisierten Luftmoleküle haben als Kondensationskerne gedient. Das Bild hält sich einige zehntel Sekunden, dann wird es durch Luftströmungen verweht. Man zieht die geladenen Wassertropfen mit einem (nicht gezeichneten) elektrischen Felde heraus, und das Spiel kann von neuem beginnen.

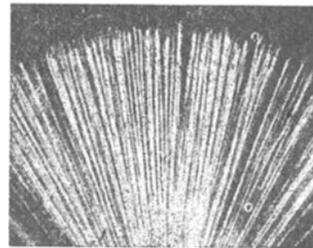
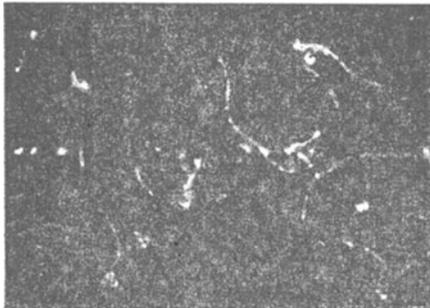


Abb. 432.  $\alpha$ -Strahlen von Thorium C und Thorium C' in Luft. Aufnahme von L. MEITNER.

Die Flugbahn schneller Elektronen, also  $\beta$ -Strahlen, wird genau so erhalten. Sie bieten ein wesentlich anderes Bild. Statt der schnurgeraden  $\alpha$ -Strahlbahnen bekommt man gekrümmte, oft verschnörkelte Wege. Die Masse eines  $\beta$ -Strahles ist  $4 \cdot 1800 = 7200$ mal geringer als die eines  $\alpha$ -Strahles. Daher können die  $\beta$ -Strahlen nicht so geradlinig durch die Luftmoleküle hindurchfahren wie die  $\alpha$ -Strahlen.

Das Nebelstrahlverfahren ist keineswegs auf die Korpuskularstrahlen radioaktiven Ursprungs beschränkt. Man kann mit ihm ebenso Kathodenstrahlen kleiner Geschwindigkeit untersuchen, wie sie z. B. aus dem Aluminiumfenster eines Entladungsrohres (Abb. 340) austreten.

Weiter sind die Nebelstrahlen mit größtem Erfolge bei der Erforschung der Ionenbildung durch Röntgenlicht benutzt worden. Man denke sich in der



Röntgen-  
Lichtbündel  
von  
→  
0,7 mm  
Durch-  
messer

Abb. 433. Bahn durch Röntgenlicht abgespaltener Elektronen. Aufnahme von C. T. R. WILSON.

Abb. 431 das radioaktive Präparat durch ein Röntgenrohr ersetzt. Geeignet durchlochelte Schirme sollen ein schmales Strahlenbündel ausblenden. Die Nebelstrahlen geben das Bild der Abb. 433. Man sieht die typisch verkrümmten Bahnen der Elektronen. Das Röntgenlicht spaltet längs seiner Flugbahn aus einzelnen, räumlich weit getrennten Molekülen Elektronen ab. Diese fahren als Kathodenstrahlen seitlich weit über die Grenze des Röntgenlichtbündels heraus. Erst diese Kathodenstrahlen liefern die starke Ionisation des Gases. Man nennt die auf diese Weise durch Röntgenlicht ( $\gamma$ -Strahlen) abgespaltenen Elektronen „lichtelektrisch abgespalten“. Die Einzelheiten gehören in die Elektrooptik.

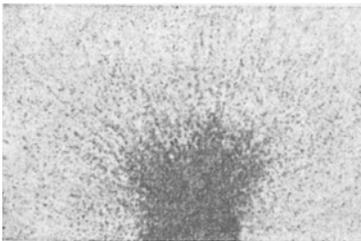


Abb. 434. Schußbahnen von  $\alpha$ -Strahlen in einer photographischen Platte. Vergrößerung etwa 500fach. Aufnahme von B. GUDDEN.

Zum Schluß ist noch eine Variante dieses Verfahrens zu nennen. Man bringt ein Körnchen eines  $\alpha$ -Strahlen aussendenden Präparates auf eine photographische Platte. Die  $\alpha$ -Strahlen scheiden längs ihrer Flugbahn durch die Gelatineschicht aus den getroffenen Bromsilbermolekülen einzelne neutrale Silberatome aus. Diese vereinigen sich zu „Silberkeimen“, und diese wirken bei der nachfolgenden photographischen Entwicklung als „Kondensationskerne“: Es werden während

des Reaktionsprozesses im Entwickler an ihnen zahlreiche Silberatome angelagert und dadurch sichtbare Silberkörner gebildet. Das fertige Bild ist in Abb. 434 wiedergegeben. Es läßt die gerade Flugbahn der  $\alpha$ -Strahlen recht gut verfolgen.

3. Elektrische Zählverfahren. (H. GEIGER, E. RUTHERFORD, 1908.) Aus einer Reihe technischer Varianten beschreiben wir die bequemste Anordnung, den Spitzenzähler. Seine Grundlage ist einfach. Ein einzelner Korpuskularstrahl erzeugt auf seiner Flugbahn Ionen, und diese lösen eine kurzdauernde Funkenentladung aus. Die Einzelheiten zeigt Abb. 435. *A* ist eine Metallspitze, z. B. eine Grammophonnadel. Sie ist isoliert in den Metallzylinder *K* eingesetzt. Der Boden des Zylinders hat der Spitze gegenüber ein Loch (etwa 2 mm Durchmesser) zum Eintritt der Strahlen. Spitze und Zylinder sind mit einer Strom-

quelle von etwa 2000 Volt Spannung verbunden. Es tritt noch keine selbständige Leitung der Luft ein. Der Stromkreis enthält weiter einen Strommesser von hohem inneren Widerstand. Am bequemsten ist ein Streichholz mit parallelgeschaltetem Zweifadenvoltmeter (Abb. 26).

Beim Eintritt eines Korpuskularstrahles in den Zylinder leuchtet an der Spitze ein schwach sichtbares Fünkchen auf. Das Meßinstrument macht einen kurzdauernden Ausschlag.

$\alpha$ -Strahlen machen pro Zentimeter Flugbahn nach anderweitigen Messungen etwa 20000 Ionenpaare,  $\beta$ -Strahlen etwa 200 mal weniger. Daher geben  $\alpha$ -Strahlen große,  $\beta$ -Strahlen nur kleine Ausschläge. Beide Strahlen lassen sich gut unterscheiden.

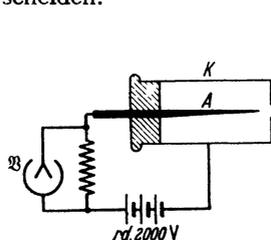


Abb. 435. GEIGERSCHER Spitzenzähler für  $\alpha$ - und  $\beta$ -Strahlen (1913).

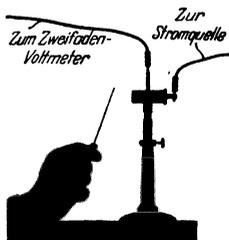


Abb. 436. Einem Spitzenzähler wird ein mit Radium  $A$  überzogener Draht genähert.

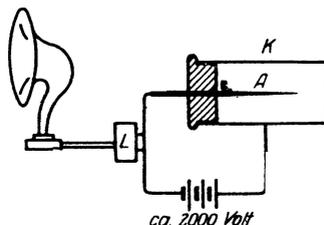


Abb. 437. Spitzenzähler mit Verstärker  $L$  und Lautsprecher (auch Relais mit Glocke oder mechanischem Zählwerk anwendbar).

Eine dem Spitzenzähler noch überlegene Variante bildet das GEIGER-MÜLLERSCHE Zählrohr. In ihm tritt an die Stelle der Nadel  $A$  (Abb. 437) ein feiner Draht in der Achse eines zylindrischen Rohres  $K$ . Der Zylinder enthält Gas von vermindertem Druck. An die Stelle der Fünkchenbildung tritt eine kurzdauernde Glimmentladung.

Zum Nachweis der kurzdauernden, durch die Fünkchenbildung erzeugten Stromstöße kann auch ein Lautsprecher dienen (Schaltschema der Abb. 437) oder ein mechanisches Zählwerk. In beiden Fällen nimmt man die aus dem Rundfunkwesen bekannten Verstärker zu Hilfe. Das Verfahren ist nicht auf die schnellen Korpuskularstrahlen radioaktiven Ursprungs beschränkt. Der Nachweis einzelner Elektronen und Ionen ist ein/experimentell vollständig gelöstes Problem. Dem Eindruck dieser Versuche wird sich kein Beobachter entziehen können.

§ 142. Bestimmung der spezifischen Molekülzahl  $N$  durch Zählen von Molekülen. Ein  $\alpha$ -Strahl besteht aus einem zweifach positiv geladenen Heliumatom ( $\text{He}^{++}$ ). Diese Behauptung stützt sich auf die elektrische Atomgewichtsbestimmung, also in letzter Linie auf die Ablenkung der  $\alpha$ -Strahlen im elektrischen und magnetischen Felde. Die Identität der  $\alpha$ -Strahlen mit Heliumatomen läßt sich jedoch noch in viel unmittelbarer Weise nachweisen. Das geschieht durch das in Abb. 438 dargestellte Verfahren. Es ist in quantitativer Hinsicht stark schematisiert, nicht aber qualitativ.

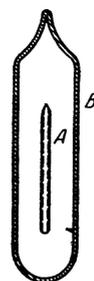


Abb. 438. Zur Identität von  $\alpha$ -Strahlen und Heliumionen.

$A$  ist ein sehr dünnwandiges, aber völlig gasdicht verschmolzenes Glasrohr. Die Innenwand des Glasrohres ist mit einer dünnen Schicht Radiumbromid überzogen. Sie enthält 1 kg des Metalles Radium. Außen ist das Glasrohr von einem zweiten, dickwandigen Rohre  $B$  umgeben, der verbleibende Zwischenraum ist auf Hochvakuum ausgepumpt. Nach einem Jahre findet sich im Zwischenraum  $156 \text{ cm}^3$  Helium (gemessen bei Atmosphärendruck und  $0^\circ$ ) oder  $2,76 \cdot 10^{-6} \text{ kg}$

Helium. Das Gelingen dieses Versuches ist nur an eine einzige Bedingung geknüpft: die Wandstärke des inneren Glasrohres muß geringer sein als die Reichweite der  $\alpha$ -Strahlen im Glas. Die  $\alpha$ -Strahlen des Radiums müssen sie noch durchdringen können. Dieser Versuch schließt jeden Zweifel an der chemischen Natur der  $\alpha$ -Strahlen aus.

Ein zweiter Versuch hat dann die Zahl  $n_a$  der  $\alpha$ -Strahlen zu ermitteln, die 1 kg Radium im Jahr aussendet. Das geschieht mit einem der in § 141 beschriebenen Zählverfahren. Am bequemsten ist die Benutzung des Spitzenzählers mit einer photographischen Registrierung.

In praxi wird man natürlich statt 1 kg Radium einen winzigen, aber bekannten Bruchteil benutzen. Auch wird man nicht 1 Jahr lang zählen, sondern höchstens einige Stunden.

Man findet  $n_a = 4,29 \cdot 10^{21}$  pro kg Radium und Jahr. Die  $2,76 \cdot 10^{-5}$  kg Helium setzen sich also aus  $4,29 \cdot 10^{21}$  Atomen zusammen.  $4,29 \cdot 10^{21}$  ist gleichzeitig die Zahl der Moleküle. Denn Helium ist (nach  $c_p/c_v$ , dem Verhältnis der spezifischen Wärmen) ein einatomiges Gas. Ein Heliummolekül besteht nur aus einem einzigen Heliumatom. Das einzelne Heliummolekül hat also die Masse  $6,65 \cdot 10^{-27}$  kg. 4 kg Helium bilden das Kilomol des Heliums (vgl. § 105).

Ein Kilomol Helium enthält also  $\frac{4 \text{ kg}}{6,65 \cdot 10^{-27} \text{ kg}} = 6,03 \cdot 10^{26}$  Moleküle.  $N$ , die spezifische Molekülzahl, wird hier für ein wohlbekanntes Gas durch direkte Auszählung zu  $6,03 \cdot 10^{26}$  Kilomol $^{-1}$  gefunden. (E. RUTHERFORD.) Wie stimmt dieser Wert mit anderen Beobachtungen?

Nach S. 177 ist  $N$ , die spezifische Molekülzahl, mit  $e$ , der elektrischen Elementarladung durch die Gleichung

$$Ne = 9,65 \cdot 10^7 \frac{\text{Amperesekunden}}{\text{Kilomol}}$$

verbunden. Setzen wir  $N = 6,03 \cdot 10^{26}$  Kilomol $^{-1}$  ein, so folgt  $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$  Amperesekunden. Das Elementarquantum  $e$  ist durch direkte Ausmessung im „Schwebekondensator“ zu  $1,60 \cdot 10^{-19}$  bestimmt worden (§ 31). Die Übereinstimmung übertrifft jede Erwartung.

**§ 143. Der Zerfall der radioaktiven Atome. Elektrizitätsatome als wesentliche Bausteine der Elemente.** Alle chemischen Erfahrungen ließen die Atome eines Elementes als ein letztes erscheinen, als ein unwandelbares und unteilbares Ganzes.

Die elektrischen Tatsachen führten weiter. Man mußte im Innern der chemischen Atome Elektrizitätsatome annehmen. Wir erinnern nur an die Verkürzung elektrischer Feldlinien durch die Atome eines Dielektrikums, an die mannigfachen Fälle der Ionenbildung, an die Molekularströme in paramagnetischen und diamagnetischen Substanzen.

Die radioaktiven Erscheinungen erweisen die Elektrizitätsatome jetzt als absolut wesentliche Bestandteile des Atoms. Atome eines radioaktiven Elementes verlieren im Strahlungsvorgang Elektronen als  $\beta$ -Strahlen oder positive Elektrizitätsatome mit den  $\alpha$ -Strahlen. Damit scheiden sie als Atome des betreffenden Elementes aus. Sie bilden das Atom eines anderen, neuen Elementes mit kleinerem Atomgewicht. Die fundamentale Tatsache dieses „radioaktiven Zerfalles“ oder dieser „radioaktiven Umwandlung der Elemente“ (E. RUTHERFORD und F. SODDY, 1902) soll in zwei Beispielen vorgeführt werden.

1. Zerfall des Gases Thoriumemanation. Thoriumemanation ist ein Edelgas vom Atomgewicht 220. Es gehört in das Fach Nr. 86 des periodischen Systems. Es findet sich als ständiger Begleiter thoriumhaltiger Präparate.

Thorium selbst ist ein Metall vom Atomgewicht 232, Fach Nr. 90. Man findet Thoriumemanation in der Luft über thoriumhaltigen Stoffen. Wir sehen in Abb. 439 auf dem Boden eines Glasrohres etwa 100 g Thoriumoxyd (ein weißes Pulver) ausgebreitet. Von links wird langsam Luft eingeleitet. Die rechts abströmende Luft enthält kleine Mengen Thoriumemanation. Allerdings sind diese Mengen im üblichen Sinne winzig. Keine Mikroanalyse würde sie nachweisen lassen. Auch dann nicht, wenn es sich um ein sehr reaktionsfähiges Element und nicht um ein praktisch reaktionsloses Edelgas handelte. Selbst die so hochempfindliche spektralanalytische Methode versagt. Zum Nachweis der winzigen Gasmengen kann nur ihre radioaktive Strahlung dienen. Thoriumemanation sendet  $\alpha$ -Strahlen aus. Die Zahl der  $\alpha$ -Strahlen pro

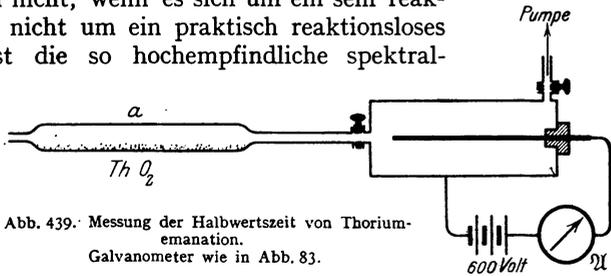


Abb. 439. Messung der Halbwertszeit von Thoriumemanation. Galvanometer wie in Abb. 83.

Sekunde ist ein relatives Maß für den jeweiligen Bestand von Thoriumemanationsatomen, genau wie die Zahl der täglichen Sterbefälle ein relatives Maß für die Einwohnerzahl einer Stadt bildet. Die Zahl der  $\alpha$ -Strahlen mißt man am einfachsten in einem relativen Maße. Man benutzt ihre ionisierende Wirkung. Der rechte Teil der Abb. 439 zeigt eine geeignete Anordnung. Die Luft mit der Thoriumemanation wird in einen Zylinderkondensator eingefüllt und der Sättigungsstrom (Abb. 317) mit einem Drehspulgalvanometer  $\mathcal{G}$  abgelesen (vgl. S. 153). Die beobachtete Stromstärke zeigt einen sehr charakteristischen Verlauf. Sie fällt nach der in Abb. 440 dargestellten Exponentialkurve ab: Sie sinkt innerhalb von je 53 Sekunden auf die Hälfte. Der Bestand der  $\alpha$ -Strahlen aussendenden Atome vermindert sich also in je 53 Sekunden um die Hälfte. Man nennt diese 53 Sekunden die Halbwertszeit der Thoriumemanation. Sie ist eine dieses Element eindeutig charakterisierende Konstante. Mit ihr kann man dies Element jederzeit identifizieren.

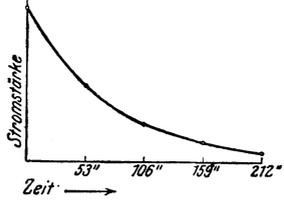


Abb. 440. Zeitlicher Zerfall der Thoriumemanation.

Über die Lebensdauer des einzelnen Thoriumemanation-Atomindividuums sagt die Halbwertszeit nicht das geringste aus. Sie kann für das Individuum beliebig größer oder kleiner sein. Nur „zerfallen“ im statistischen Mittelwert von einer hinreichend großen Anzahl  $n$  der Atome in je 53 Sekunden  $n/2$  Individuen und scheiden für die weitere elektrische Beobachtung aus. Der Zerfall des einzelnen Atoms erfolgt unter Ausschleuderung eines  $\alpha$ -Strahles, eines zweifach positiv geladenen Heliumatoms ( $\text{He}^{++}$ -Ions) vom Atomgewicht 4. Der Rest des Atoms hat nur noch das Atomgewicht  $220 - 4 = 216$ . Es ist ein neues chemisches Individuum, es gehört dem Element Thorium A an, und dieses macht sich unter unseren Versuchsbedingungen nicht bemerkbar.

Strenggenommen verläuft der Vorgang ein wenig verwickelter. Thorium A ist ein radioaktives Element mit der sehr kleinen Halbwertszeit 0,14 Sekunden. Es zerfällt unter Aussendung eines weiteren  $\alpha$ -Strahles in das Element Thorium B. Es wirkt also ohne verfeinerte Beobachtungsverfahren so, als ob ein zerfallendes Thoriumemanationsatom zwei  $\alpha$ -Strahlen liefert. Das nach dem Zerfall von Thorium A verbleibende Element Thorium B gibt nur  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlen, es zerfällt langsam mit der Halbwertszeit 10,6 Stunden. Der Nachweis seiner Strahlung liegt unter der Empfindlichkeitsgrenze unserer Meßanordnung, es macht sich daher elektrisch nicht mehr bemerkbar.

2. Einiges aus der Zerfallsreihe des Radiums. Radiumemanation ist ein Edelgas vom Atomgewicht 222 (Fachnummer 86 des periodischen Systems, also ein Isotop der Thorium-Emanation). Es findet sich als ständiger Begleiter aller radiumhaltigen Präparate, am bequemsten gewinnt man es über wäßrigen Lösungen von Radiumsalzen.

Radiumemanation zerfällt unter  $\alpha$ -Strahlung mit einer Halbwertszeit von 3,85 Tagen. Dabei entsteht ein neues Element vom Atomgewicht 218, Radium A benannt. Radium A ist bei Zimmertemperatur ein fester Körper. Man gewinnt ihn als äußerst feinen Überzug auf einem elektrisch geladenen Draht *K* in Ra-Emanationhaltiger Luft (Abb. 441).

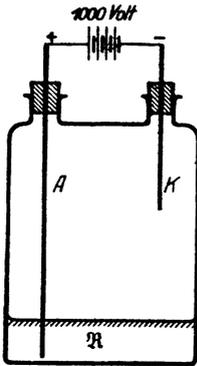


Abb. 441. Gewinnung eines Niederschlages von Radium A auf dem Drahte *K*. *R* wäßrige Lösung eines Radiumsalzes. Als Stromquelle Influenzmaschine.

Überraschenderweise muß der Draht negativ geladen sein. Radium A entsteht aus der Emanation durch Aussendung eines zweifach positiv geladenen He-Ions. Man sollte also die Radium-A-Atome negativ geladen erwarten. Tatsächlich entweichen aber zugleich mit den  $\alpha$ -Strahlen eine ganze Reihe sehr langsamer  $\beta$ -Strahlen, oft  $\delta$ -Strahlen genannt. Daher die positive Ladung des Radium-A-Atomes.

Die Bildung des Radium-A-Überzuges auf einem Draht werde nach etwa  $\frac{1}{4}$  Minute unterbrochen. Wir nähern den Draht vorsichtig einem Spitzenzähler (Abb. 436) und finden  $\alpha$ -Strahlen von 4,8 cm Reichweite.

Nach etlichen Minuten treten auch  $\beta$ -Strahlen in nennenswerter Zahl auf. Denn Radium A hat eine Halbwertszeit von 3 Minuten. Es hat sich schon nach etlichen Minuten ein neues Element Radium B gebildet. Es ist ein Isotop des Bleis vom Atomgewicht  $218 - 4 = 214$ . Es ist aber radioaktiv und zerfällt unter  $\beta$ -Strahlemission mit einer

Halbwertszeit von 27 Minuten.

Wir warten länger, etwa  $\frac{3}{4}$  Stunden. Es finden sich  $\alpha$ -Strahlen von 6,9 cm Reichweite. Diese gehören dem Element Radium C an. Das ist ein chemisch praktisch mit Wismut identisches Metall (Fachnummer 83). Es zerfällt seinerseits mit einer Halbwertszeit von 19,6 Minuten.

Weiter können wir die Reihe im Vorführungsversuch nicht verfolgen. Sie endet bei Blei mit dem Atomgewicht 206. Dieses findet sich als wesentlicher Bestandteil in gewöhnlichem, handelsüblichem Blei, einem Mischelement vom Atomgewicht 207,2 (vgl. S. 165).

Die Beobachtung des radioaktiven Zerfalles mit dem Spitzenzähler ist in einer Hinsicht noch lehrreicher als die in Abb. 439 dargestellte Messung des gesamten Ionisationsstromes. Die Strommessung gibt uns die Halbwertszeit als einen für große Individuenzahlen gültigen statistischen Mittelwert. Der Spitzenzähler hingegen läßt den Zerfall eines einzelnen Atomindividuums wahrnehmen. Wir sehen die einzelnen Elementarprozesse in oft verblüffender Regelmäßigkeit aufeinanderfolgen. Die Abb. 442 gibt ein willkürlich herausgegriffenes Beispiel.

Die Häufungen wechseln mit langen Pausen, der Begriff der Halbwertszeit bekommt erst für sehr große Zahlen von Individuen einen Sinn. Die Halbwertszeit sagt eben über die Lebensdauer des einzelnen Individuums gar nichts aus. Darin gleicht sie den statistischen Angaben über die Dauer des Menschenlebens. — Soweit die beiden Beispiele für den radioaktiven Atomzerfall.

Strahlungsart und Halbwertszeit als Indikatoren benutzend, hat man die heute bekannten radioaktiven Elemente gefunden. Man hat sie in drei große Stammbäume einordnen und den einzelnen Gliedern ihre Fächer im periodischen System der Elemente anweisen können.

Infolge des Atomzerfalles kann man grundsätzlich nie ein radioaktives Element für sich allein beobachten. Zwar lassen sich seine Zerfallsprodukte abtrennen, aber es hilft nur vorübergehend. Der Zerfall schreitet unaufhaltsam weiter, die Zerfallsprodukte reichern sich wieder an, je nach ihrer Halbwertszeit in verschiedenem Betrage.

Eine gute Erläuterung für das eben Gesagte liefern Einschlüsse kleiner Uran-Mineralienkörner in natürlichen Kristallen, z. B. in Flußspat. Uran ist radioaktiv, es bildet mit einem Atomgewicht von 238,2 (Fachnummer 92) den Ausgangspunkt der Radiumreihe. Die  $\alpha$ -Strahlen färben Flußspat im Augenblick des Steckenbleibens, also am Ende ihrer Reichweite. Jedem der  $\alpha$ -strahlenden Zerfallsprodukte ist eine charakteristische Reichweite zu eigen. Infolgedessen hat sich das uranhaltige Korn im Laufe der Jahrmillionen mit einem System konzentrischer, violett gefärbter Hohlkugeln umgeben. Im Dünnschliff erscheinen sie uns als Kreise. Die Abb. 443 gibt eine 500fach vergrößerte Mikrophotographie mit

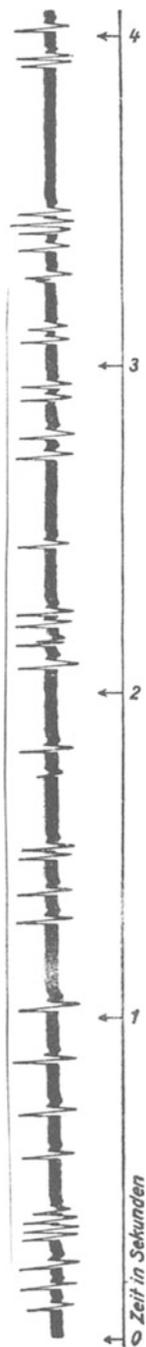


Abb. 442. Zeitliche Schwankung der  $\alpha$ -Strahlemission. Photographische Registrierung der Ausschläge des Einfadenvoltmeters  $\text{E}$  in Abb. 435.

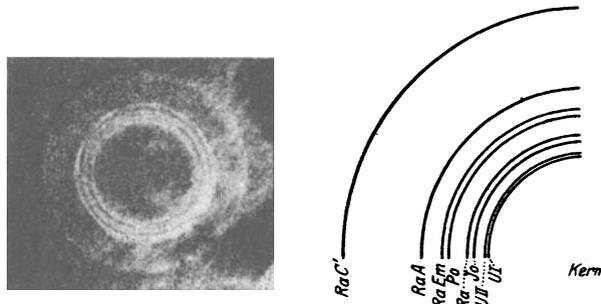


Abb. 443. Verfärbung von Flußspat durch die  $\alpha$ -Strahlen der Radiumfamilie. Aufnahme von B. GUDDEN.

erläuternder Zeichnung. Jeder einzelnen Reichweite ist der Name des zugehörigen Elementes zugeordnet. Es sind sämtliche  $\alpha$ -Strahler aus der Ra-Familie oder -Reihe vertreten.

§ 144. Die Umwandlung von Atomen und die Entdeckung der Positronen und Neutronen. Der radioaktive Atomzerfall hat das chemische Dogma von der Unwandelbarkeit der chemischen Elemente zerstört. Verlust wesentlicher Bausteine verwandelt das Atom eines Elementes in das eines anderen. Das hat man zunächst für die spontan zerfallenden „radioaktiven Elemente“ gefunden. Diese Entdeckung ist dann, abermals unter der Führung von E. RUTHERFORD, in großzügiger Weise erweitert worden. Man kann mit Hilfe von  $\alpha$ -Strahlen und neuerdings auch mit erheblich langsameren Kanalstrahlen und endlich auch mit der „kosmischen Höhenstrahlung“ die Atome vieler Elemente verwandeln und zertrümmern. Dabei sind zwei bisher unbekannte elementare Teilchen entdeckt worden, nämlich das Neutron und das Positron. Außerdem hat man gelernt, eine große Anzahl „künstlich radioaktiver“ Elemente herzustellen. Nach dem Einschlag der Geschosse zerfallen die getroffenen Atome häufig wie die Atome natürlich radioaktiver Elemente. Diese

Versuche über Atomzertrümmerung und künstliche Radioaktivität haben der Atomforschung ein ganz neues Feld erschlossen. Es gibt heute bereits eine „Kernchemie“, die Lehre vom Aufbau und vom Abbau der Atome und der Zusammensetzung ihrer Kerne aus elementaren Bausteinen.

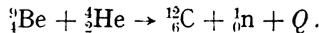
Für alle 4 Entdeckungen geben wir je ein experimentelles Beispiel.

1. Umwandlung von Stickstoff in Sauerstoff. Man füllt die Nebelkammer (Abb. 431) mit  $N_2$  und schießt  $\alpha$ -Strahlen hinein. Etwa bei jeder 20. Expansion sieht man am Ende einer  $\alpha$ -Strahlbahn eine neue lange Strahlenbahn beginnen. Sie entsteht durch ein Proton, einen aus dem Stickstoff-Kern abgespaltenen H-Kern, also ein einfach positiv geladenes Wasserstoff-Atomion. Die Reaktionsgleichung lautet:



Das  $\alpha$ -Teilchen wird also vom Kern des Stickstoffatoms eingefangen, es entsteht ein Sauerstoff-Isotop und ein Proton.

2. Neutronen. Ein Glasrohr wird mit einem Gemisch von etwa 10 Gramm pulverförmigen Beryllium und einigen Zehntel Milligramm  $RaBr_2$  gefüllt. Die  $\alpha$ -Strahlen des Ra lösen im Be neben einer  $\gamma$ -Strahlung Neutronen aus, d. h. ladungslose Wasserstoffkerne. Die Reaktionsgleichung lautet



${}^1_0\text{n}$  ist das Symbol für das Neutron mit der Kernladung 0 und dem Atomgewicht 1.  $Q$  bedeutet wieder die Wärmetönung. — Die Neutronen vermögen Gase nicht zu ionisieren, hinterlassen also auch in der Nebelkammer keine Spur. Ihr Nachweis gelingt nur auf mittelbarem Wege: Beim Durchlaufen wasserstoffhaltiger Stoffe, z. B. Paraffin, trifft gelegentlich ein Neutron auf den positiv geladenen Kern eines H-Atoms. Dieser H-Kern übernimmt dann (genau wie beim Aufprall einer Stahlkugel auf eine gleichgroße ruhende) die ganze kinetische Energie des Neutrons und fliegt als Proton davon. Dies Proton kann dank seiner Ladung Gase ionisieren und hinterläßt in der Nebelkammer eine ebenso deutliche Spur wie ein  $\alpha$ -Strahl.

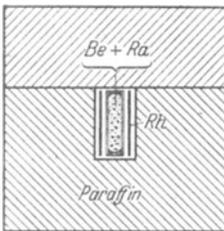
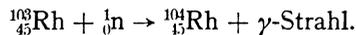
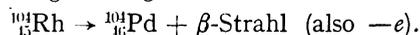


Abb. 443 a.  
Neutronenquelle.

3. Künstliche Radioaktivität. In Abb. 443 a wird die eben genannte Neutronenquelle mit einem Blech aus Rhodium umgeben. Das Ganze wird in eine dicke Kapsel aus Paraffin (10 cm Wandstärke) gestellt. — Die Neutronen durchdringen, weil ungeladen, das dünne Metallblech, werden aber im Paraffin durch Zusammenstöße mit H-Kernen abgebremst. Ein Teil dieser verlangsamten Neutronen diffundiert thermisch zur Mitte zurück, trifft auf das Blech und wird nun in ihm absorbiert. Dabei gilt die Reaktionsgleichung



Das auf diese Weise entstehende Rhodium-Isotop  ${}^{104}_{45}\text{Rh}$  ist instabil, es zerfällt mit einer Halbwertszeit von 3,9 Minuten unter Aussendung von  $\beta$ -Strahlen, und zwar nach der Reaktionsgleichung



Diese künstliche Radioaktivität des Rh ist leicht nachzuweisen: Man braucht das Rh-Blech nur von der Neutronenquelle zu entfernen und einem Spitzenzähler oder besser Zählrohr (Abb. 437) zu nähern.

Statt des Rh-Blechtes kann man für Schauversuche auch ein Silberblech benutzen, nur ist die Halbwertszeit dann kleiner. Künstlich radioaktiv gemachte Stoffe werden in der Medizin in Zukunft eine wichtige Rolle spielen.

4. Positronen. Positronen sind positive Elementarladungen, also  $+1,6 \cdot 10^{-19}$  Amp.-Sek., mit der winzigen Masse eines Elektrons. Sie entstehen beim Zerfall einiger künstlich radioaktiv gemachter Stoffe, z. B. des Vanadium-Isotops  $^{51}_{23}\text{V}$ , und werden mit einer Nebelkammer im Magnetfeld nachgewiesen. Einfacher erzeugt man jedoch Positronen durch die Absorption der rätselhaften Geschosse der kosmischen Höhenstrahlung (Abb. 445) oder durch die Absorption von  $\gamma$ -Strahlen. Dieser zweite Fall ist besonders bedeutsam. Er läßt Elektronen und Positronen stets paarweise gemeinsam entstehen: Ein  $\gamma$ -Photon (Optikband, § 132) wird „materialisiert“, d. h. in ein Paar elektrischer Elementarladungen  $e$  von entgegengesetztem Vorzeichen umgewandelt (Abb. 444).



Abb. 444.



Abb. 445.

Abb. 444 und 445. Nebelstrahlaufnahme von Elektronen und Positronen im Magnetfeld (photographische Negative). Das Paar in Abb. 444 ist durch einen  $\gamma$ -Strahl ausgelöst worden, der Schwarm in Abb. 445 durch die kosmische Höhenstrahlung in Blei. (Aufnahmen von P. M. S. BLACKETT und C. D. ANDERSON.)

Die Positronen haben gleiche Durchdringungsfähigkeit wie die Elektronen, und beide bilden pro Wegeinheit gleich viel Ionen. Dadurch unterscheidet man sie mit Sicherheit von den Protonen, also der positiven Elementarladung mit der Masse eines Wasserstoffkernes.

Vor der Entdeckung der Positronen gab es zwischen den negativen und den positiven Elementarladungen die seltsame Unsymmetrie der Größe ihrer Massen: Das Elektron hatte das Atomgewicht  $1/1838$ , das Proton das Atomgewicht 1. Nach der Entdeckung der Positronen stehen wir vor einer nicht minder rätselhaften Unsymmetrie: nämlich der Häufigkeit der freien Elektronen, der Seltenheit der freien Positronen.

Die freien Positronen vereinigen sich in sehr kurzer Zeit paarweise mit einem Elektron. Dabei entstehen zwei Lichtquanten oder  $\gamma$ -Photonen. Jedes dieser beiden Photonen enthält eine  $h\nu$ -Energie von  $5 \cdot 10^5$  e. Volt („Zerstrahlung“ vgl. Optikband, § 117).

Soweit die Beispiele. — Sie geben nur eine dürftige Vorstellung von dem Umfang der neu erschlossenen Erscheinungsgebiete. Im Mittelpunkt der Forschung steht heute der Aufbau der Atomkerne aus Neutronen und Protonen und die Zerspaltung der massenreichsten Atome, z. B. von Uran, in zwei Bruchstücken von angenähert gleicher Größe, z. B. in Barium und Krypton. — Voller Rätsel sind noch die verwickelten Vorgänge der kosmischen Höhenstrahlung. Als einen ihrer Bestandteile hat man eine neue Strahlensorte entdeckt, die Mesotronen. Sie bestehen aus elektrischen Elementarladungen mit einer Masse, die die der Elektronen und Positronen um etwa das Hundertfache übertrifft.

§ 145. Rückblick. Die Abhängigkeit der Elektronenmasse von der Geschwindigkeit. Masse und Energie. Wir haben die Erscheinungen der Radioaktivität nach ihrer Bedeutung für die Elektrizitätslehre dargestellt. Mit den

Strahlen der radioaktiven Substanzen ist man zur Einzelbeobachtung und Abzählung elektrischer Korpuskularstrahlen gelangt. Die Heliumproduktion des zerfallenden Radiums führte zu einer neuen Bestimmung der spezifischen Molekülzahl  $N = 6 \cdot 10^{26}$  Kilomol $^{-1}$  und bestätigte mit ihr die atomistische Deutung des FARADAYSchen Äquivalentgesetzes (S. 174). Der radioaktive Atomzerfall, die Atomumwandlung und die künstliche Radioaktivität zeigen uns die Elektrizitätsatome als die wesentlichen Bausteine der chemischen Atome. Sie führten zur Entdeckung des Positrons und des Neutrons und mit diesen zu Fragestellungen von noch unübersehbarer Weite. — An letzter Stelle bleibt noch eine äußerst wichtige Tatsache zu beschreiben: Man kann, wie aus § 97 bekannt, durch gleichzeitige Einwirkung elektrischer und magnetischer Felder auf Kathodenstrahlen außer der Geschwindigkeit  $u$  der Elektronen auch das Verhältnis von Elektronenladung zur Elektronenmasse, kurz  $e/m$  bestimmen. Durch Einsetzen der elektrischen Elementarladung  $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$  Amperesekunden bekommt man dann die Masse der Elektronen in der Größenordnung  $10^{-30}$  kg. Derartige Messungen finden sich in Tabelle 7 von S. 157. Sie sind für Elektronengeschwindigkeiten bis zu 40% der Lichtgeschwindigkeit ausgeführt worden. Diese Messungen ergaben die Elektronenmasse nicht als ganz konstant, die Masse stieg außerhalb der Fehlergrenze mit wachsender Geschwindigkeit der Elektronen.

Tabelle 16.

Geschwindigkeit des Elektrons in Bruchteilen der Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^{10}$ m/sek	Masse des Elektrons in Vielfachen von $9 \cdot 10^{-31}$ kg
0,1	1,001
0,2	1,02
0,3	1,05
0,4	1,09
0,5	1,16
0,6	1,25
0,7	1,40
0,8	1,67
0,9	2,29
0,95	3,20
0,990 <sup>*</sup>	7,09
0,998	15,82

} Extrapoliert nach Gl. (206)

Die hohen Geschwindigkeiten der radioaktiven  $\beta$ -Strahlen haben die früheren Messungen ergänzen lassen. (W. KAUFMANN, 1901.) Sie führen zu den in der Tabelle 16 wiedergegebenen Zahlen. Die Masse  $m$  steigt bei Annäherung an die Lichtgeschwindigkeit rapide. In Gleichungsform läßt sich der experimentell beobachtete Zusammenhang folgendermaßen darstellen:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}} \quad (226)$$

$m_0$  ist der Grenzwert der Masse eines ruhenden Elektrons.

Eine Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit scheint in krassem Widerspruch zu allen Erfahrungen der Mechanik zu stehen, sowohl zu den Beobachtungen im Laboratorium wie in der Himmelsmechanik. Aber auf der Erde haben wir es nur selten mit Geschwindigkeiten von mehr als 1 km/sec zu tun, im Planetensystem höchstens mit einigen 100 km/sec. Wir dürfen unsere bei diesen kleinen Geschwindigkeiten gewonnenen Erfahrungen keineswegs leichtfertig verallgemeinern. — Im Bereiche sehr großer Geschwindigkeiten führt uns die experimentelle Erfahrung auf eine neue Tatsache.

Die Gleichung (226) führt auf eine hochbedeutsame Folgerung. Man kann Gleichung (226) in eine Reihe entwickeln und erhält

$$m = m_0 \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{u^2}{c^2} + \dots \right)$$

oder

$$m c^2 = m_0 c^2 + \frac{1}{2} m_0 u^2 + \dots$$

$\frac{1}{2} m_0 u^2$  ist die kinetische Energie. Man kann nur gleichartige Größen zueinander addieren. Folglich müssen auch die Größen  $m c^2$  und  $m_0 c^2$  Energien darstellen.

Ihre Bedeutung erkennt man im Grenzfall  $u = 0$ : Eine ruhende Masse enthält noch eine große Energie

$$W = m_0 c^2 \quad \text{oder} \quad \frac{W}{c^2} = m_0. \quad (227)$$

Diese Gleichung behauptet einen engen Zusammenhang von Energie und Masse. Jede Energie hat eine Masse, man findet sie durch Division der Energie mit  $c^2$ . Diese Folgerung hat sich bei den neuzeitlichen Untersuchungen über die Umwandlung von Materie in Strahlung und umgekehrt glänzend bewährt.

Zahlenbeispiel: Die Elektronenmasse  $m_0$  beträgt rund  $9 \cdot 10^{-31}$  kg. Ferner ist  $c^2 = 9 \cdot 10^{16} \text{ m}^2/\text{sek}^2$ . Somit erhalten wir als Energieinhalt der Elektronenmasse  $W = 9 \cdot 10^{-31} \text{ kg} \cdot 9 \cdot 10^{16} \text{ m}^2/\text{sek}^2 = 8,1 \cdot 10^{-14} \text{ Wattsekunden} = 8,1 \cdot 10^{-14} \text{ Wattsek} \cdot e/1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Ampersek} = 5 \cdot 10^5 \text{ e.Volt}$ . Vgl. den vorletzten Absatz von § 144.

Die Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit gilt nicht nur für Elektronen, sondern auch für die übrigen Korpuskularstrahlteilchen. Die Tabelle 17 gibt einige Zahlenwerte. Man braucht sie u. a. zur quantitativen Auswertung der Bahnsuren in Nebelkammern. Bemerkenswert sind die Zahlenwerte der Massen für sehr große Geschwindigkeiten. Bei ihnen werden die Massen der Elektronen von gleicher Größenordnung wie die der Protonen und der Alpha-teilchen.

Tabelle 17. Quantitative Angaben über Korpuskularstrahlen nach Beschleunigung durch hohe Spannungen.

Beschleunigende Spannung in Volt		$10^6$	$5 \cdot 10^6$	$10^7$	$5 \cdot 10^7$	$10^8$	$5 \cdot 10^8$	$10^9$	$5 \cdot 10^9$	$10^{10}$
Geschwindigkeit $u$ Lichtgeschwindigkeit $c$	Elektronen	0,55	0,86	0,925	0,999	$\approx 1$				
	Protonen	0,014	0,032	0,045	0,100	0,141	0,32	0,42	0,75	0,88
	$\alpha$ -Teilchen	0,010	0,023	0,032	0,072	0,100	0,22	0,32	0,61	0,75
Masse in $10^{-27}$ kg	Elektronen	0,001	0,002	0,003	0,01	0,02	0,09	0,18	0,89	1,79
	Protonen	1,67	1,67	1,67	1,68	1,69	1,76	1,85	2,56	3,44
	$\alpha$ -Teilchen	6,65	6,65	6,65	6,67	6,70	6,83	7,02	8,38	10,2
Produkt aus Kraftfluß- dichte $\mathfrak{B}$ und Krüm- mungsradius $r$ der Bahn in $\frac{\text{Voltsek}}{\text{m}^2} \cdot \text{Meter}$	Elektronen	0,001	0,003	0,065	0,018	0,035	0,17	0,34	1,69	3,34
	Protonen	0,044	0,100	0,188	0,314	0,45	1,04	1,47	3,58	5,65
	$\alpha$ -Teilchen	0,063	0,145	0,20	0,450	0,63	1,41	2,09	4,81	7,15
Praktische Reichweite von Elektronen	in Luft	0,1	1,3	3	20	40	170	280	630	800 m
	in Wasser	0,01	0,16	0,5	2,5	5	19	32	78	100 cm
	in Blei	—	—	0,06	0,3	0,5	1,2	1,6	2,5	2,9 cm
Reichweite von Protonen in Luft		0,14	0,86	2,30	28,3	115 cm				
Reichweite von $\alpha$ -Teilchen in Luft		0,17	0,56	1,05	10,6	27,4 cm				

## XV. Elektrische Wellen.

§ 146. **Vorbemerkungen.** Die Gliederung unserer Darstellung des elektrischen Feldes ist in großen Zügen die folgende:

1. Das ruhende elektrische Feld. Die Enden der Feldlinien als Elektrizitätsatome (Schema der Abb. 446a).

2. Das sich langsam ändernde elektrische Feld. Die beiden Platten des Kondensators werden durch einen Leiter verbunden. Es ist in Abb. 446b ein längerer, aufgespulter Draht. Das elektrische Feld zerfällt. Aber die Selbstinduktion des Leiters läßt den Vorgang noch „langsam“ verlaufen. Der Feldzerfall tritt noch bei  $\beta$  und  $\alpha$  praktisch gleichzeitig ein. Das wird in Abb. 446b durch gleiche Abstände der Feldlinien bei  $\alpha$  und  $\beta$  zum Ausdruck gebracht.

Jetzt kommt in diesem Kapitel als letzter Fall

3. Das sich rasch ändernde elektrische Feld. In Abb. 446c ist der Leiter kurz, seine Selbstinduktion klein. Das Feld zerfällt „rasch“: d. h. die Laufzeit

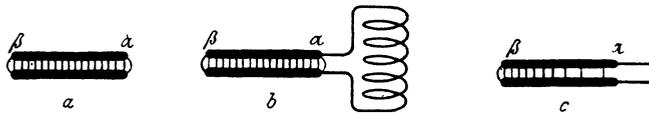


Abb. 446. a ruhendes, b und c zerfallendes elektrisches Feld eines Kondensators.

der Feldänderung für den Weg  $\beta\alpha$  darf nicht mehr vernachlässigt werden. Der durch den Leiter bewirkte Feldzerfall ist bei  $\alpha$  bereits viel weiter fortgeschritten als bei  $\beta$ . Das ist durch verschiedene Abstände der Feldlinien veranschaulicht. Es wird sich also für das elektrische Feld eine zwar sehr hohe, aber doch endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit ergeben. Diese endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit ermöglicht die Entstehung elektrischer Wellen. — Das Wort „elektrische Wellen“ ist heute in der Zeit des Rundfunks in aller Munde. Das Verständnis dieser grundlegenden Erscheinung ist weniger verbreitet.

Zur Vereinfachung der Darstellung bringen wir zunächst zwei experimentelle Hilfsmittel, nämlich eine bequeme Herstellung von Wechselströmen sehr hoher Frequenz und die Herstellung erzwungener elektrischer Schwingungen. Im Besitz dieser Hilfsmittel gelangen wir dann in § 149 zu etwas Neuem, den Schwingungen eines elektrischen Dipoles. Dann kommt endlich in den §§ 150—155 das eigentliche Thema: Die elektrischen Drahtwellen und die freie Strahlung.

§ 147. **Herstellung hochfrequenter Wechselströme durch ungedämpfte Schwingungen.** Zur Erzeugung von Wechselströmen haben wir früher zwei Verfahren kennengelernt: 1. die Anwendung eines Generators, d. h. einer in einem Magnetfeld mechanisch gedrehten Spule (Abb. 232), 2. die Schwingungen eines aus Kondensator und Spule bestehenden Kreises (Abb. 287).

Die üblichen technischen Wechselstromgeneratoren haben meist Frequenzen von  $50 \text{ sek}^{-1}$ . Die Frequenz  $500 \text{ sek}^{-1}$  ist schon seltener.  $10^4$  oder  $10^5$  Perioden pro Sekunde erfordern technisch schwierigere Sonderbauarten. Die Wechsel-

ströme der Generatormaschinen sind zeitlich ganz konstant und völlig ungedämpft. Alle aufeinanderfolgenden Stromamplituden sind von gleicher Größe (Abb. 233).

Die Herstellung von Wechselströmen durch Schwingungen hat den Vorzug großer Bequemlichkeit. Man braucht nur einen ganz bescheidenen technischen Aufwand. Außerdem kann man durch Verwendung von Kondensatoren kleiner Kapazität und von Spulen kleiner Selbstinduktion außerordentlich hohe Frequenzen erreichen. Eine Frequenz von  $10^8 \text{ sek}^{-1}$  bietet keinerlei Schwierigkeit. Aber die Schwingungen solcher aus Kondensator und Spule gebildeten Kreise haben auch einen großen Nachteil: sie sind stets gedämpft, die Amplituden des Stromes nehmen mehr oder minder rasch ab (Abb. 288). Diesen Nachteil kann man jedoch verhältnismäßig einfach beheben. Die Technik hat dafür etliche gute Verfahren erdnen. Sie beruhen genau wie in der Mechanik auf dem Prinzip der Selbststeuerung.

Wir bringen zunächst ein mechanisches Beispiel. Die Abb. 447a zeigt ein einfaches Pendel, eine Kugel als träge Masse an einer Feder aufgehängt.

Einmal angestoßen, vollführt es in der Senkrechten Schwingungen. Diese klingen, durch Luftreibung gedämpft, langsam ab. Die Spannung der Feder in den Umkehrpunkten wird von Mal zu Mal kleiner. Zur Aufrechterhaltung ungedämpfter Schwingungen muß man die Spannung der Feder in regelmäßigem Rhythmus wieder auf ihren Anfangswert erhöhen. Das kann man mit der Hand und einem Schnurzug machen (Abb. 447b). Man spannt die Feder jedesmal bei der tiefsten Stellung der Kugel.

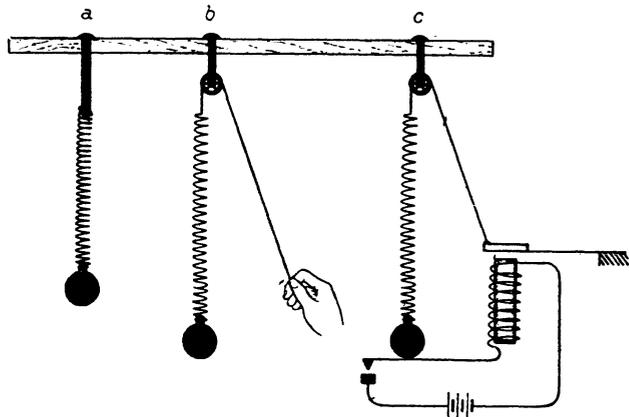


Abb. 447 a—c. Zur Selbststeuerung eines mechanischen Pendels.

Die Einschaltung der menschlichen Aufmerksamkeit läßt sich leicht umgehen. Das Pendel kann selbst in der richtigen Stellung die Kraft auslösen und durch sie die Feder spannen lassen. Die Abb. 447c zeigt die übersichtliche Ausführung einer solchen „Selbststeuerung“. Die Hand ist durch den Anker eines Elektromagneten ersetzt. Der Stromkreis wird vom Pendel jedesmal beim Erreichen seiner tiefsten Stellung geschlossen.

In ganz entsprechender Weise kann nun ein elektrischer Schwingungskreis durch Selbststeuerung ungedämpft schwingen. Das erläutern wir zunächst an ganz langsamen Schwingungen. Sie lassen sich bequem mit einem Drehspulampèremeter verfolgen. Wir nehmen den in Abb. 289 benutzten Kreis. Seine Frequenz betrug  $0,5 \text{ sek}^{-1}$ , d. h. der Ampèremeterzeiger vollführt erst in 2 Sekunden eine volle Schwingung.

Diesen langsam schwingenden Zeiger benutzen wir zur Ausführung einer übersichtlichen Selbststeuerung. Der Zeiger betätigt einen Schalter. Dieser verbindet regelmäßig im rechten Augenblick den Kondensator wieder mit der städtischen Zentrale. Dadurch wird die durch Dämpfung verkleinerte Spannung wieder auf den Anfangswert von 220 Volt erhöht.

Die Abb. 448 zeigt eine Ausführung dieses einfachen Gedankens. Der Zeiger des Drehspulamperemeters dient selbst als die eine Hälfte des Schalters. Die andere besteht aus einem federnden Metalldraht  $a$ . Der Zeiger ist gegen die Drehspule des Amperemeters isoliert, jedoch durch ein bewegliches Metallband mit der Leitung  $2$  verbunden. Auf dem Wege von links nach rechts stellt der Zeiger eine Verbindung mit dem negativen Pol der städtischen Zentrale her, die Spannung wird wieder auf 220 Volt erhöht. Auf dem Wege von rechts nach links geschieht das nicht. Denn die linke Seite des Zeigers ist mit einem aufgeklebten Papierstück  $P$  isoliert.

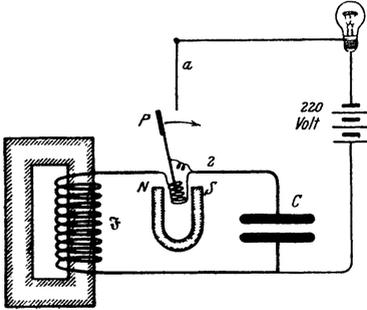


Abb. 448. Selbststeuerung eines elektrischen Schwingungskreises sehr kleiner Frequenz mit einem mechanischen Schaltwerk.

jedesmal die Ergänzung der Kondensatorladung. Die Schwingungsdauer des Kreises läßt sich in üblicher Weise durch eine Verminderung der Kondensatorkapazität verkleinern.

Soweit das Prinzip der Selbststeuerung eines elektrischen Schwingungskreises. — Die Anwendung eines Schaltwerkes mit mechanischer Trägheit ist naturgemäß auf kleine Frequenzen beschränkt. Bei höheren Frequenzen kann der träge Schalthebel nicht mehr den raschen Wechseln des Stromes folgen. Über Frequenzen von etwa 1000 pro Sekunde kann man auch mit gut durchkonstruierten mechanischen Schaltwerken nicht herauskommen.

Doch ist die Ausgestaltung des Schaltwerkes ja nur eine technische Frage. Die moderne Elektrotechnik verfügt über Schalter ohne jede mechanische Trägheit, sie hat das bekannte Dreielektrodenrohr geschaffen (Abb. 322). Das Schema eines solchen findet man links in der Abb. 449. Der Leitungsstrom läuft als Elektronenschwarm von der glühenden Kathode zur Anode.

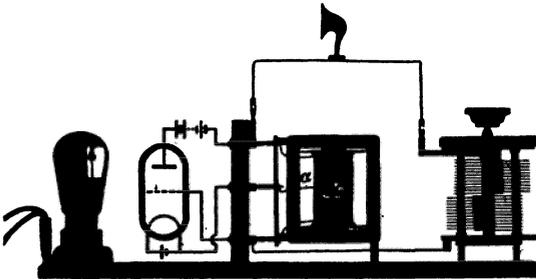


Abb. 449. Selbststeuerung eines elektrischen Schwingungskreises hörbarer Frequenz mit einem trägheitslosen Elektronenschalter. Dieses Bild und die folgenden Schattenrisse geben betriebsfertige Anordnungen. Die Dreielektrodenröhre (Radiolampe) steht ganz links. Ihre Schaltung ist auf eine Glasscheibe gezeichnet. Die technisch bedenkliche Anordnung der Stromquelle ist der Übersichtlichkeit halber gewählt.

Unterwegs passiert er die netzartig durchbrochene dritte Elektrode. Negative Aufladung des Netzes „öffnet den Schalter“. Entladung des Netzes oder gar positive Aufladung „schließt den Schalter“.

Wir zeigen die Anwendung dieses trägheitslosen Elektronenschalters zunächst für einen elektrischen Schwingungskreis einer Frequenz von etwa  $1000 \text{ sek}^{-1}$ . Die Spule  $S\phi$  besitzt einen beiderseits geschlossenen Eisenkern (Selbstinduktionskoeffizient  $L$  etwa  $= 4 \text{ Henry}$ ). Rechts steht ein Drehkondensator (Kapazität  $C$  bis  $2 \cdot 10^{-9}$  Farad). Die Spule ist durch eine Anzapfung  $\alpha$  in zwei Spulen unterteilt. Die untere Spule dient als Steuerorgan. Ihre Enden sind mit der Kathode und dem Netz des Elektronenschalters leitend verbunden.

Die untere Spule entspricht der Drehspule in Abb. 448. Doch betätigt sie den Schaltvorgang nicht mechanisch durch eine Bewegung. Sie öffnet und schließt den Elektronenschalter auf rein elektrischem Wege; sie lädt das Gitter des Elektronenschalters im Rhythmus der Schwingungen abwechselnd positiv und negativ.

Zum Nachweis der elektrischen Schwingungen dient ein eingeschaltetes Lautsprechertelephon. Zunächst sei die Selbststeuerschaltung noch nicht angebracht. Man lädt den Kondensator mit der städtischen Zentrale und läßt ihn sich dann durch die Feldspule  $S_p$  entladen. Man hört einen ganz rasch verklingenden, etwa schnalzenden Ton. Mit der Selbststeuerung hingegen dauert der Ton unbegrenzt an. Die Schwingungen sind ungedämpft, durch den Lautsprecher fließt ein konstanter Wechselstrom. Eine Verstellung des Drehkondensators läßt seine Frequenz verändern. Man kann mit einer Kondensatordrehung einen weiten Bereich des akustischen Spektrums durchlaufen. Ein solcher „elektrischer Tonfrequenzkreis“ ist ein für viele akustische Untersuchungen bequemes Hilfsmittel.

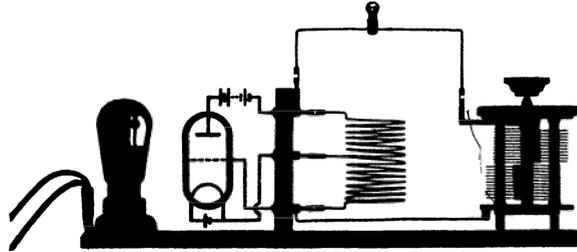


Abb. 450. Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen einer Frequenz von  $10^5 \text{ sek}^{-1}$ .

In einem zweiten Beispiel soll die Frequenz des Schwingungskreises über den menschlichen Hörbereich hinausgehen. Dieser Kreis ist in Abb. 450 dargestellt. Seine Feldspule hat keinen Eisenkern und einen Selbstinduktionskoeffizienten  $L$  von etwa  $7 \cdot 10^{-6}$  Henry. Die Frequenz berechnet sich nach Gleichung (173) von S. 138 zu etwa  $1,4 \cdot 10^6 \text{ sek}^{-1}$ . Als Indikator des Wechselstromes dient eine dickdrähtige Glühlampe oder ein Hitzdrahtamperemeter. Man sieht in dem aus Spule und Drehkondensator gebildeten Kreise einige Ampere Wechselstrom fließen. Dieser Strom muß also den etliche Millimeter betragenden Luftzwischenraum zwischen den Platten des Drehkondensators als Verschiebungsstrom überbrücken. Die Anordnung arbeitet völlig lautlos. Es fehlt das Surren eines Maschinengenerators oder das störende Funkengeräusch in den Schaltorganen gedämpfter schwingender Kreise. Man verdankt diese experimentell glänzende Anordnung dem deutschen Ingenieur ALEXANDER MEISSNER.

Durch weitere Verkleinerung von Spule und Kondensator läßt sich die Frequenz noch erheblich erhöhen. Dabei kann man den Kondensator äußerlich ganz verschwinden lassen. Dann bilden Anode und Kathode des Dreielektrodenrohres zusammen noch einen Kondensator von ausreichender Kapazität. Einen solchen Schwingungskreis findet man in der linken Hälfte der Abb. 455. Für Frequenzen über  $10^7 \text{ sek}^{-1}$  benutzt man meistens andere Schaltungen. Bequem ist die in Abb. 451 gezeigte „Gegentaktschaltung“. In der Schaltskizze ist der eigentliche Schwingungskreis dick gezeichnet worden. Man denke sich ihn aus zwei gegensinnig schwingenden Kreisen  $I$  und  $II$  in Abb. 452 zusammengesetzt. Abwechselnd ist die untere Kondensatorplatte, also das Steuernetz, im Kreise  $I$  oder im Kreise  $II$  negativ geladen. Außerdem fließen die Ströme in der Mitte (siehe Pfeile)

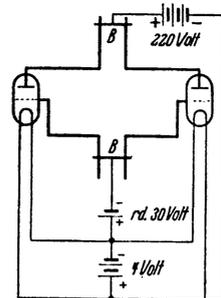


Abb. 451. Gegentaktschaltung zur Erzeugung hoher Frequenzen.

in jedem Augenblick einander entgegengesetzt. Sie heben sich also ständig auf. Man kann die beiden Mittelleitungen weglassen und die Kreise *I* und *II* gemäß Abb. 453 vereinigen.

Mit der Gegentaktschaltung lassen sich sehr bequem Frequenzen von einigen  $10^8 \text{ sek}^{-1}$  erzielen. Sie hat aber, ebenso wie andere Selbststeuerschaltungen für diese hohen Frequenzen, für Schauversuche einen erheblichen Mangel: Die wesentlichen Teile des Schwingungskreises, Kondensator und Spule, sind weitgehend verkümmert, und sie verschwinden äußerlich neben den ganz un-

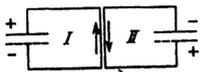


Abb. 452.

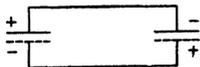


Abb. 453.

Abb. 452 und 453. Zur Wirkungsweise der Gegentaktschaltung. Pfeile = Laufrichtung der Elektronen.

wesentlichen Hilfsorganen der Selbststeuerung. Doch kann man erfreulicherweise diese ganzen Nebensächlichkeiten radikal beseitigen und einfache Anordnungen von eindringlicher Klarheit schaffen. Die Lösung dieser Aufgabe bringt uns der nächste Paragraph.

Zum Schluß noch ein Wort zur Vermeidung von Mißverständnissen: Unsere Darstellung will der technischen Bedeutung des Elektrenschalters und der Mannigfaltigkeit seiner Anwendung zur Schwingungserzeugung in keiner Weise gerecht werden. Es sollte nur ein später gebrauchtes Hilfsmittel in zwei bewährten Ausführungsformen in großen Zügen erklärt werden.

**§ 148. Erzwungene elektrische Schwingungen.** In der Mechanik schwingt ein beliebiges Pendel nach einer „Stoßerregung“ oder mit einer „Selbststeuerung“ in seiner Eigenfrequenz. Doch kann man jedem Pendel durch einen geeigneten „Erreger“ jede beliebige andere Frequenz „aufzwingen“ und das Pendel als „Resonator“ schwingen lassen. Man läßt zu diesem Zweck periodische Kräfte der gewünschten Frequenz auf das Pendel einwirken. Dieser Vorgang der „erzwungenen Schwingungen“ ist seiner Wichtigkeit entsprechend im Mecha-

nikband § 107 ausgiebig behandelt worden.

Zur kurzen Wiederholung mag der in Abb. 454 skizzierte Versuch dienen. Er zeigt rechts ein Federpendel *f* mit elektromagnetischer Selbststeuerung. Dies Federpendel hängt als „Erreger“ oben an einem horizontal gelagerten Stab. Am andern Ende des Stabes hängt eine Reihe ähnlicher Pendel an Halterstäben verschieden-

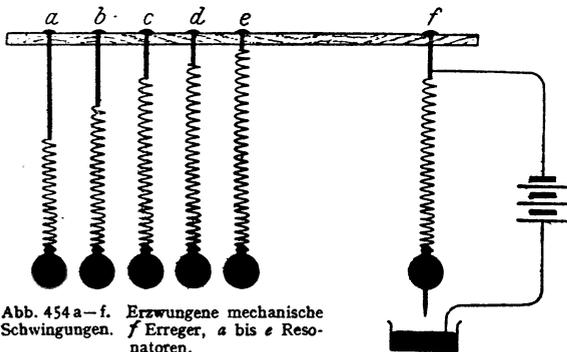


Abb. 454 a–f. Erzwungene mechanische Schwingungen. *f* Erreger, *a* bis *e* Resonatoren.

verschiedener Länge. Infolge verschiedener Pendellängen haben die Pendel teils größere, teils kleinere Eigenfrequenz als der „Erreger“.

Die Schwingungen des Erregers erteilen dem horizontalen Stabträger kleine Bewegungen in der Vertikal- (hier Papier-) Ebene. Durch diese Bewegungen werden die Federn der links hängenden Pendel periodisch gespannt und ihre Kugeln beginnen auf und nieder zu schwingen. Sie vollführen „erzwungene Schwingungen“ in der Frequenz des Erregers. Die Eigenfrequenz des Pendels *c* stimmt mit der des Erregers *f* überein. Daher ist das Pendel *c* vor seinen Nachbarn durch besonders große Amplituden ausgezeichnet. — Soweit das mechanische Beispiel.

Genau das Entsprechende gilt für erzwungene elektrische Schwingungen. An die Stelle des Pendels mit Masse und Feder tritt der elektrische Schwingungskreis mit Spule und Kondensator. Links in der Abb. 455 sehen wir einen un-

gedämpft schwingenden Erregerkreis mit seinen Organen der Selbststeuerung. Rechts von ihm befindet sich der Resonatorkreis. Bei einem mechanischen Pendel erfolgt die Energieübertragung von seiten des Erregers durch irgendeine mechanische Einrichtung, z. B. den Stabträger in Abb. 454. Bei der Erregung eines elektrischen Schwingungskreises benutzt man statt dessen das Magnetfeld des Erregerkreises und läßt es mit seinen Feldlinien in der Spule des Resonatorkreises Spannungen und Ströme induzieren.

Als Resonator nehmen wir rechts einen aus zwei Drahtwindungen und einem kleinen Drehkondensator gebildeten Schwingungskreis (Abb. 455).

Als Indikator für die erzwungenen Schwingungen, d. h., als billiges Wechselstromamperemeter dient uns ein kleines Glühlämpchen. Wir nähern die beiden Kreise einander und lassen etliche der magnetischen Feldlinien des Erregers die Spule des Resonators durchsetzen. Dann verändern wir die Frequenz des Resonatorkreises langsam mit Hilfe des Drehkondensators. Wir finden bald eine „Abstimmung“. Das Lämpchen leuchtet in heller Weißglut.

Spule und Drehkondensator bilden nun schon einen ungedämpft schwingenden Kreis von erfreulicher Einfachheit. Aber wir wollen den Übergang zum reinen Schema noch weitertreiben. Wir wollen die Spule und den Kondensator auf ihre einfachste Form bringen. Das geschieht in der Anordnung, die wir in Abb. 456 abbilden. Wir sehen nur noch einen einzigen kreisrunden kupfernen Drahtbügel von rund 30 cm Durchmesser. In der Mitte, vor dem hölzernen Handgriff, enthält er ein Glühlämpchen als Stromanzeiger. An jedem Ende befindet sich eine Kondensatorplatte von der Größe einer Visitenkarte. Die beiden Platten schweben einander frei in etwa 5 cm Abstand gegenüber. Diesen Kreis nähern wir als Resonator dem in Abb. 454 dargestellten als Erreger. Durch Biegen des Kupferbügels haben wir die Resonatorfrequenz rasch der Erregerfrequenz genügend gleichgemacht. Die Lampe strahlt weißglühend. In unserem Kreise fließt ein Wechselstrom von rund  $\frac{1}{2}$  Ampere und einer Frequenz von rund 100 Millionen pro Sekunde.

Maß vgl. die in Abb. 75 und 456 dargestellten Versuche. In Abb. 75 erfolgte der Feldzerfall einmal und gab der Größenordnung nach  $10^{-8}$  Amperesekunden. In Abb. 456 erfolgt der Feldzerfall in jeder Sekunde rund  $10^8$  mal, und demgemäß beobachten wir Ströme der Größenordnung 1 Ampere.

Damit ist die am Schluß des vorigen Paragraphen gestellte Aufgabe gelöst. Wir haben einen ungedämpft schwingenden Kreis von geradezu idealer Einfachheit. Alles störende Beiwerk ist beseitigt.

**§ 149. Der elektrische Dipol.** Die uns nunmehr zur Verfügung stehenden technischen Hilfsmittel führen uns zu etwas Neuem und Wichtigem, dem elektrischen Dipol.

In der Mechanik besteht das einfache Pendel aus einem trägen Körper und einer Spiralfeder. In der Elektrizitätslehre entspricht ihr der elektrische Schwin-

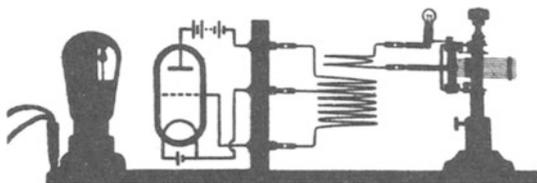


Abb. 455. Erzwungene elektrische Schwingungen, rechts Resonator, links Erreger. Frequenz etwa  $3 \cdot 10^7$  sek $^{-1}$  ( $\lambda \sim 10$  m).

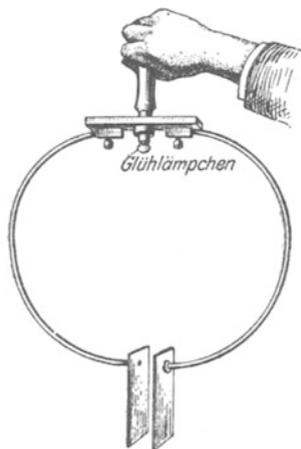


Abb. 456. Sehr einfacher geschlossener elektrischer Schwingungskreis zur Vorführung erzwungener elektrischer Schwingungen. Die Glühlampe dient als Indikator für den Wechselstrom im Drahtbügel.

gungskreis aus Spule und Kondensator. Wir haben die Analogie beider in § 89 genau durchgeführt und verweisen auf die Abb. 457.

Das einfache Pendel in der Mechanik läßt den trägen Körper und Federkraft sauber getrennt unterscheiden. Bei hinreichend großer Kugelmass dürfen wir die kleine Masse der Federn als unerheblich vernachlässigen.



Abb. 457. Mechanisches Pendel und elektrischer Schwingungskreis.

Weiterhin kennt aber die Mechanik zahllose schwingungsfähige Gebilde ohne getrennte Lokalisierung des trägen Körpers und der Federkraft. Das typische Beispiel ist die gespannte Saite. Jedes Längenelement der Saite stellt sowohl einen trägen Körper wie ein Stück gespannter Feder dar.

Genau Entsprechendes gilt von den elektrischen Schwingungen. Im gewöhnlichen Schwingungskreis, etwa in Abb. 457, können wir die Spule als Sitz des trägen magnetischen Feldes und den Kondensator als Sitz der Spannung klar unterscheiden. Doch ist bei anderen elektrischen schwingungsfähigen Gebilden die getrennte Lokalisierung ebenso unmöglich wie bei der mechanisch schwingenden Saite. Den

extremen Fall dieser Art stellt ein elektrischer Dipol dar. Ihm wenden wir uns jetzt zu.

Wir greifen wieder zu dem einfachsten unserer Schwingungskreise, zu dem in der Abb. 456 dargestellten. Der Strom durchfließt den Kupferbügel und die Lampe als Leitungsstrom, den Kondensator jedoch als Verschiebungsstrom. Wir wollen den Bereich dieses Verschiebungsstromes systematisch vergrößern und dabei die Kondensatorplatten dauernd verkleinern. Wir wollen den in Abb. 458 skizzierten Übergang machen. Dabei

können wir die allmähliche Verkümmernung des Kondensators durch eine Verlängerung der beiden Drahtbügelhälften kompensieren. Die Lampe leuchtet weiter, es fließt nach wie vor ein Wechselstrom.

Im Grenzübergang gelangen wir zu der Abb. 458e, einem geraden Draht mit einem hell leuchtenden

Lämpchen in der Mitte. Die Abb. 459 zeigt die Ausführung des Versuches. Die Hand mag als Maßstab dienen. Den Erreger (Abb. 451) denke man sich in etwa 0,5 m Abstand.

Das Lämpchen läßt sich ohne weiteres durch ein technisches Hitzdrahtamperemeter ersetzen, das zeigt einen Strom von etwa 0,5 Ampere. Auf die Länge des Drahtes kommt es nicht genau an. 10 cm mehr oder weniger an jedem Ende spielen gar keine Rolle. Der Draht ist also ein Resonator großer Dämpfung (Mechanikband § 107). Während der Schwingungen sind die beiden Drahthälften abwechselnd positiv und negativ geladen. Man kann sich diese Ladungen beiderseits in je einem „Schwerpunkt“ lokalisiert denken. Dann hat man zwei durch einen

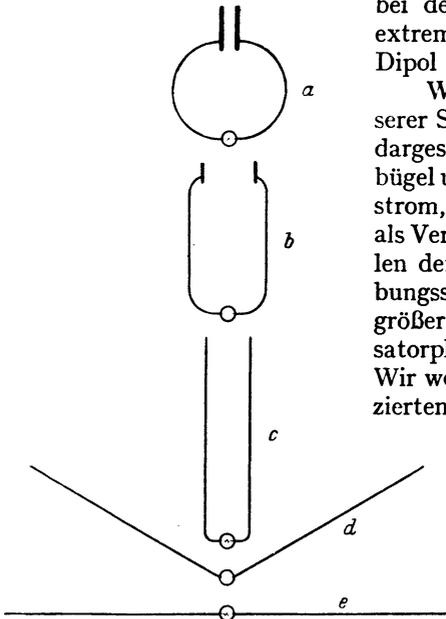


Abb. 458. Übergang vom geschlossenen Schwingungskreis zum elektrischen Dipol.



Abb. 459. Elektrischer Dipol von etwa 1,5 m Länge.

Abstand  $l$  getrennte elektrische Ladungen von verschiedenem Vorzeichen. Ein solches Gebilde haben wir früher einen elektrischen Dipol genannt, und diesen Namen übertragen wir jetzt auf jeden elektrisch schwingenden geraden Draht.

Dieser elektrische Dipol ist das Analogon zur mechanischen Saite. Die schwingende Saite zeigt unserem Auge das in Abb. 460 gezeichnete Bild. Es stellt die beiden Grenzlagen dar. Die Ordinate der Abbildung bedeutet an jeder Stelle direkt die Amplitude des auf und ab schwingenden Teilchens der Saite an dieser Stelle. Die Amplituden der mechanischen Schwingungen werden in Zentimetern gemessen, positiv nach oben, negativ nach unten gezählt. Sie sind am größten in der Mitte der Saite, bei Annäherung an die Enden werden sie beiderseits Null.

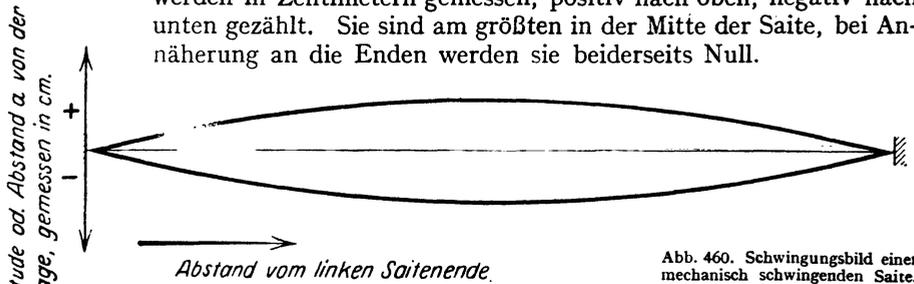


Abb. 460. Schwingungsbild einer mechanisch schwingenden Saite.

Analog ist es mit dem elektrischen Dipol. Nur bedeutet die Ordinate in Abb. 461 jetzt die Stärke eines Leitungsstromes, gemessen in Ampere. Ordinate nach oben bedeutet Elektronenbewegung im Drahte nach rechts, nach unten entsprechend nach links. Dabei handelt es sich wie bei jedem Leitungsstrom

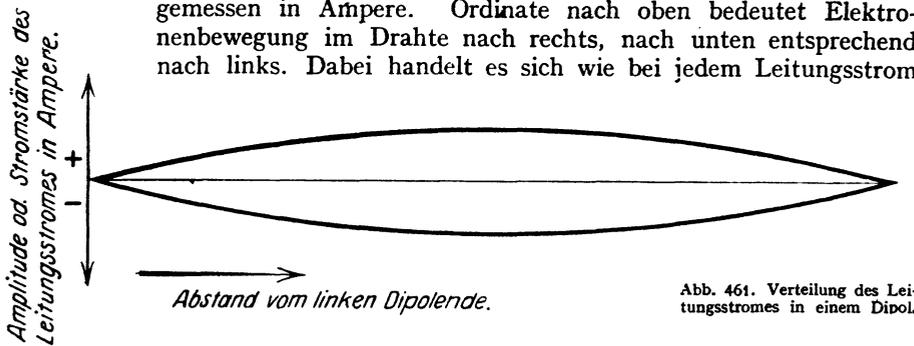


Abb. 461. Verteilung des Leitungsstromes in einem Dipol.

nur um ganz geringfügige Verschiebungen. (Nach einer Überslagsrechnung wackeln die Elektronen in der Dipolmitte beiderseits nur um etwa  $\frac{1}{10}$  Atomdurchmesser hin und her [vgl. § 116]).

In der Mitte ist die Stromstärke am größten. Nach beiden Seiten hin fällt sie ab. Die Lämpchen links und rechts von der Mitte in Abb. 462 glühen nur noch gelbrot. Durch die Abb. 461 und 462 gewinnt das Wort „Dipol-schwin-



Abb. 462. Dipol mit drei Glühlampen zur Vorführung der Verteilung des Leitungsstromes in ihm.

gungen“ einen sehr anschaulichen Sinn: der Leitungsstrom in einem Dipol ist längs der Dipollänge genau so verteilt wie die Amplituden der Eigenschwingungen oder der stehenden Wellen einer querschwingenden Saite.

Diese Übereinstimmung geht noch weiter: In der Mechanik kann man die gleiche Frequenz mit einer langen, straffen oder mit einer kurzen, schlaffen Saite erhalten. In der Mechanik ist die Frequenz der Wurzel aus der Richtgröße  $D$  proportional (siehe S. 138). Bei elektrischen Schwingungen tritt an die Stelle der Richtgröße  $D$  der Kehrwert der Kapazität  $C$ . Die Frequenz einer elektrischen Schwingung ist proportional  $1/\sqrt{C}$ . Die Kapazität  $C$  ihrerseits ist der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  proportional. In einem Medium der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  hat schon ein Dipol der Länge  $l_m = l/\sqrt{\epsilon}$  die gleiche Frequenz wie ein Dipol der Länge  $l$  in Luft. Das zeigen wir in Abb. 463 für einen Dipol in Wasser ( $\epsilon = 81$ ;  $\sqrt{\epsilon} = 9$ ).



Abb. 463. In destilliertem Wasser hat dieser kürzere Dipol die gleiche Frequenz wie der in Abb. 462 dargestellte 9-mal längere Dipol in Luft. B = Bindfaden.

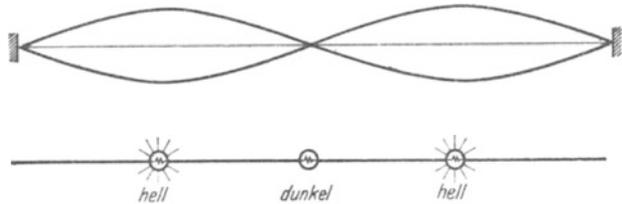


Abb. 464. Ein Dipol in erster Oberschwingung.

Auch hiermit ist die Übereinstimmung zwischen Saiten- und Dipolschwingungen noch nicht erschöpft. Die Saite in Abb. 460 schwingt in ihrer Grundschwingung. In Abb. 464 oben sehen wir eine Saite in ihrer ersten Oberschwingung angeregt. Jetzt hat sie nicht nur an den beiden Enden, sondern auch in der Mitte einen „Knoten“ ihrer stehenden Schwingung.

Darunter ist ein Dipol von etwa 3 m Länge schematisch gezeichnet. Er ist aus zweien der zuvor benutzten Dipole zusammengesetzt. Eingeschaltete Glühlämpchen lassen die Stromverteilung ablesen. Das Lämpchen in dem mittleren Knoten bleibt dunkel. Dieser Dipol schwingt mit seiner ersten Oberschwingung. In entsprechender Weise kann man durch weiteres Anhängen zu  $4\frac{1}{2}$ , 6 usw. m langen Dipolen übergehen.

Genau wie eine Saite in der Mechanik läßt sich natürlich auch ein Dipol durch Selbststeuerung zu ungedämpften Schwingungen anregen. Das geschieht z. B. durch die in Abb. 465 skizzierte Schaltung. Sie geht direkt aus der Abb. 450 hervor: Spulen und Kondensator sind zu geraden Drähten entartet. Der selbstgesteuerte Dipol hat ein erfreulich klares Schaltbild, setzt aber leider die Kenntnis der Dipolschwingungen voraus.

Soweit der Dipol. Der Dipol hat uns ein wichtiges Ergebnis gebracht: Die Verteilung eines Leitungsstromes in einem Drahte kann das Bild einer stehenden Welle zeigen, und zwar sowohl in Grund- wie in Oberschwingung.

Zu dieser Verteilung des Leitungsstromes gehört eine bestimmte Verteilung des elektrischen Feldes. Dies Feld muß in raschem zeitlichem Wechsel als Verschiebungsstrom den Stromweg des Leitungsstromes zu einem geschlossenen Stromkreis ergänzen. Die Untersuchung dieses elektrischen Feldes und seiner zeitlichen Änderung ist die nächste Aufgabe. Sie führt uns zu den fortschreitenden elektrischen Wellen, sowohl den Drahtwellen wie den freien Wellen der eigentlichen Strahlung.

Abb. 465. Dipol mit Selbststeuerung.

**§ 150. Stehende elektrische Drahtwellen zwischen zwei Paralleldrähten.**  
 Die elektrischen Feldlinien eines offenen geraden Dipols müssen irgendwie in weitem Bogen zwischen verschiedenen Punkten der Dipollänge verlaufen. Unterwegs treffen sie auf die Wand des Zimmers, den Beobachter usw. An diese sicher nicht einfachen Verhältnisse eines geraden, offenen Dipoles wagen wir uns zunächst noch nicht heran. Wir untersuchen den Verlauf der Feldlinien zunächst in einem einfacheren Fall.

Beim Übergang vom geschlossenen Schwingungskreis zum offenen Dipol gab es die in Abb. 466 dargestellte Zwischenform. Man kann sie kurz als einen nicht aufgeklappten Dipol bezeichnen. Wir nähern ihn dem Erreger der Frequenz  $10^8 \text{ sek}^{-1}$

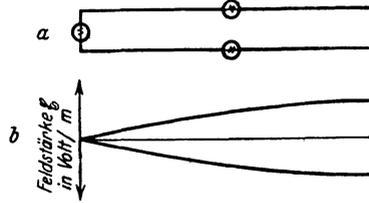


Abb. 466 a, b. Nicht „aufgeklappter“ Dipol und Verteilung der elektrischen Feldstärke zwischen seinen Schenkeln.

(Abb. 451) und beobachten an den Lämpchen die Verteilung des Leitungsstromes. Das mittlere Lämpchen leuchtet am hellsten, der Bauch des Leitungsstromes liegt in der Mitte.

Bei diesem Gebilde kann über den Verlauf der elektrischen Feldlinien zwischen den beiden Schenkeln kein Zweifel herrschen. Die Verteilung der elektrischen Feldstärke  $\mathcal{E}$  ist in der Abb. 466b graphisch dargestellt. Beide Kurven geben wieder wie in der Abb. 461 die Höchst- oder Scheitelwerte. Bei der oberen Kurve hat die obere Dipolhälfte ihre höchste positive, bei der unteren ihre höchste negative Ladung erhalten. Beide Kurven folgen im zeitlichen Abstand einer halben Schwingung aufeinander. Man kann die Ordinaten entweder als Feldstärken lesen und in Volt/m zählen, oder man kann sie als Verschiebungsstrom lesen und in Ampere zählen. Denn die Gebiete hoher Feldstärke sind gleichzeitig Gebiete großer Feldstärkeänderungen, also großer Verschiebungsströme.

Man kann dem Ende eines Dipoles einen oder mehrere Dipole gleicher Länge anhängen (Abb. 464). Das ist in der Abbildung 467a geschehen. Das ganz

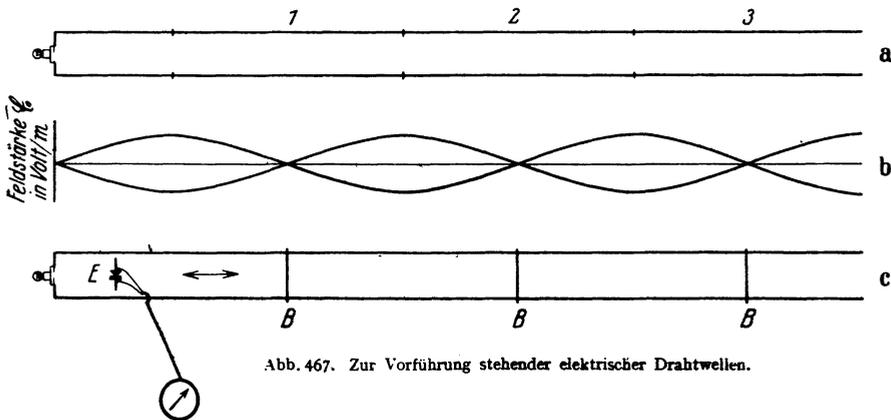


Abb. 467. Zur Vorführung stehender elektrischer Drahtwellen.

links vorhandene Lämpchen leuchtet ungestört weiter, die Schwingungen bleiben also erhalten. Die Grenzen der einzelnen Dipole sind durch Querstriche markiert. Darunter ist wieder die Feldverteilung gezeichnet. In den Bäuchen erreichen Feldstärke und Verschiebungsstrom ihre größten Werte, in den Knoten sind sie Null (Abb. 467b).

Diese Feldverteilung läßt sich nun außerordentlich einfach und genau messen. Wir beschreiben zwei Verfahren.

1. Man beobachtet die Größe der Verschiebungsströme mittels eines zwischen die Schenkel gebrachten kurzen Drahtstückes oder „Empfängers“ ( $E$  in Abb. 467 c). Es ist die schon aus Abb. 298 bekannte, Anordnung. Der Verschiebungsstrom erzeugt in dem Drahtstück oder Empfänger einen Leitungsstrom. Es ist ein Wechselstrom. Zum Nachweis verwandelt man ihn in Gleichstrom. Zur Gleichrichtung dient ein Thermokreuz oder ein Detektor  $E$ . Von ihm führen die Leitungen zum Gleichstrommesser. Diesen Empfänger bewegt man im Sinne des Doppelpfeiles zwischen den Drähten entlang. Dabei findet man die Knoten, d. h. die Nullstellen des Verschiebungsstromes mit großer Schärfe. Dies Verfahren ist stets anwendbar. An den so gefundenen Knotenstellen des elektrischen Feldes kann man die Paralleldrähte nachträglich durch einen Draht  $B$  oder die Finger überbrücken (vgl. Abb. 467 c). Das stört die stehenden Wellen nicht im geringsten: Das links eingeschaltete Glühlämpchen brennt unverändert weiter.

Man kann jedes durch zwei benachbarte Brücken  $B$  eingegrenzte Rechteck heraus schneiden und für sich allein schwingen lassen. Zum Nachweis dessen schaltet man in die beiden kurzen, vertikalen Brücken je ein Glühlämpchen. Während der Schwingungen häufen sich in periodischem Wechsel positive und negative Ladungen in der Mitte der langen horizontalen Rechteckseiten an. Ihr Hin- und Hertransport durch die beiden kurzen Seiten bringt die Lämpchen zum Glühen.

2. Man spannt die beiden Schenkel in einem langen, mit Neon von geringem Druck gefüllten Glasrohr aus (Abb. 468). Dann setzt in den Gebieten hoher Feldstärke (den Bäuchen) eine selbständige Gasentladung ein. Man sieht das Licht der positiven Säule des Glimmstromes. Man bekommt durch den räumlichen Wechsel von dunklen und hellen Gasstrecken ein ungemein anschauliches Bild der ganzen Feldverteilung zwischen den Drähten.

Dies Verfahren erfordert ziemlich hohe Werte der elektrischen Feldstärke. Man erreicht sie am einfachsten mit einem gedämpften Erreger, etwa dem in Abb. 468 skizzierten Kreis mit Funkenstrecke.

Die Versuche dieses Paragraphen führen mit großer Anschaulichkeit auf ein ebenso einfaches wie wichtiges Ergebnis: das elektrische Feld zeigt zwischen parallelen Drähten bei Erregung durch hochfrequenten Wechselstrom das Bild einer stehenden Welle (Abb. 467 b).

§ 151. Die Bedeutung der stehenden elektrischen Drahtwellen. Ausbreitung elektrischer Felder mit Lichtgeschwindigkeit. Die Auffindung elektrischer Felder in Form stehender Wellen ist für die Erkenntnis des elektrischen



Abb. 468. Sichtbarmachung der Feldverteilung stehender elektrischer Drahtwellen. Zum Abtasten des Feldes zwischen Drahtleitungen in freier Luft eignen sich gut kleine Glimmlämpchen.

Feldes von einer ganz überragenden Bedeutung. Sie führt uns in diesem Paragraphen auf die Existenz fortschreitender elektrischer Wellen und die endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes.

Wir knüpfen an die Behandlung fortschreitender und stehender Wellen in § 104 des Mechanikbandes an, insbesondere an den so einfachen Fall elastischer Querwellen von Saiten oder Seilen. — Zunächst läuft vom „Erreger“ (z. B. einer auf und nieder bewegten Hand) aus das schlängelnde Bild einer fortschreitenden Querwelle über das Seil hinweg. Am Seilende tritt eine Reflexion ein. Es laufen sich nunmehr ursprünglicher und reflektierter Wellenzug entgegen. Ihre Überlagerung ergibt im allgemeinen eine sich unübersichtlich ändernde Erscheinung.

Anders, wenn die Länge der „Saite“ gerade eine ganze Zahl von Viertelwellenlängen der fortschreitenden Welle beträgt. Dann gibt es das klare Bild einer stehenden Welle. Von der ursprünglichen fortschreitenden Welle, der Ursache der ganzen Erscheinung, ist nichts mehr zu sehen.

Die ganze Zahl der Viertelwellenlängen muß eine gerade sein, falls das der Hand abgewandte Seilende festgehalten ist. Sie muß ungerade sein, wenn das Ende frei, etwa wie bei einem einseitig gehaltenen Stabe, schwingen kann.

Die Wellenlänge  $\lambda$  der stehenden und die der ursprünglichen fortschreitenden Welle sind einander gleich. Der Knotenabstand stehender Wellen läßt daher  $\lambda/2$  mit großer Genauigkeit messen.

Die Wellenlänge  $\lambda$  ist bei gegebener Frequenz  $n$  des Erregers (hier also der Hand) nur durch die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $u$  der elastischen Störung längs der Saite bestimmt. Es gilt

$$u = n\lambda.$$

Man kann also die Ausbreitungsgeschwindigkeit  $u$  aus  $n$  und  $\lambda$  berechnen.

Das Entsprechende gilt für jede beliebige stehende Welle, ganz gleichgültig, in welchem Gebiete der Physik. Es handelt sich um einen ganz allgemeinen formalen Zusammenhang. Es gilt daher auch für die stehenden elektrischen Wellen zwischen den Paralleldrahtleitungen der Abb. 467 und 468. Folglich muß es zwischen diesen Paralleldrahtleitungen auch fortschreitende elektrische Wellen geben. Diese „Drahtwellen“ laufen vom Erreger aus zwischen den beiden Drahtleitungen entlang. Sie werden an den Enden der Drahtleitungen reflektiert. Die Überlagerung der beiden gegenläufigen Wellen gibt bei passender Drahtlänge die zur Beobachtung gelangenden stehenden Wellen.

Für beiderseitig geschlossene Drahtleitungen muß  $\lambda = 2a \cdot \lambda/4$  sein, für einseitig offene hingegen  $(2a + 1) \lambda/4$  ( $a = 0, 1, 2, \dots n$ ). Mit einem ungedämpften Erreger findet man die ganze Länge der Doppeldrahtleitung mit stehenden Wellen erfüllt.

Bei gedämpft abklingenden Wellenzügen ist die Ausbildung stehender Wellen auf die Nachbarschaft der Enden beschränkt. In größerem Abstand von den Enden können sich Wellenzüge begrenzter Länge nicht mehr mit einem direkten und einem reflektierten Stück überlagern.

Zur Veranschaulichung des Wortes „fortschreitende elektrische Drahtwellen“ sollen die Abb. 469 und 470 dienen. Sie stellen, bildlich gesprochen, eine Momentaufnahme dar. Alle Feldlinien haben Enden, sie verlaufen geradlinig zwischen gegenüberliegenden Punkten der beiden Drähte. Die Pfeilspitzen markieren die Richtung des Feldes, also die Bewegungsrichtung eines Elektrons im Felde. Der Betrag der Feldstärke in Volt/m wird durch verschiedene Dichte der Feldlinien markiert. Dies ganze Bild denke man sich mit der Geschwindigkeit  $u$  in horizontaler Richtung bewegt. Einem ruhenden Beobachter erscheint die fortschreitende Welle als ein periodisch wechselnder Verschiebungsstrom. Ein gleich schnell mit der Welle mitbewegter Beobachter sieht dauernd ein ruhendes elektrisches Feld der in Abb. 469 dargestellten Verteilung.

Eine andere, an sich gleichwertige Darstellung befindet sich in Abb. 470 darunter. Wellenberge bedeuten nach oben, Wellentäler nach unten gerichtete elektrische Felder. Die Amplitude bedeutet die jeweilige Feldstärke in Volt/m. Doch läßt diese Darstellung nicht den Verlauf und die Längsausdehnung der Feldlinien erkennen.

In unserem mechanischen Beispiel hatten wir die Geschwindigkeit  $u$  der fortschreitenden Welle aus der Wellenlänge  $\lambda$  der stehenden Welle und der Frequenz  $n$  des Erregers berechnet. Genau so verfährt man bei den elektrischen Wellen. Erst mißt man die Wellenlänge der stehenden Wellen, dann bestimmt

man die Frequenz  $n$  des Erregers und schließlich berechnet man die gesuchte Geschwindigkeit  $u$  nach der Gleichung

$$u = n\lambda. \quad (207)$$

Der mühsamste Punkt ist die Bestimmung der Frequenz  $n$  des Erregers. Meist benutzt man als solchen einen geschlossenen Schwingungskreis und berechnet dessen Frequenz nach der Gleichung

$$1/n = T = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (173)$$

Messungen dieser Art sind von verschiedenen Seiten mit großer Sorgfalt ausgeführt worden. Ihr Ergebnis stimmt überein. Die Geschwindigkeit der elektrischen Drahtwellen beträgt

$3 \cdot 10^8$  m/sek. Sie ist gleich der Lichtgeschwindigkeit  $c$ , dieser wichtigen Fundamentalkonstanten. Es gilt

$$c = n\lambda \text{ oder } \lambda = cT. \quad (208)$$

Die Auffindung der stehenden elektrischen Drahtwellen hat also zwei grundlegende Erkenntnisse gebracht:

1. Das elektrische Feld, dieser eigenartige Zustand des Raumes, breitet

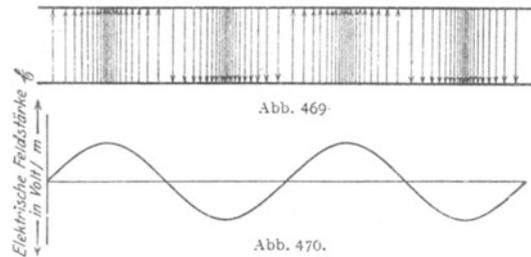


Abb. 469. Momentbild einer fortschreitenden elektrischen Drahtwelle. Die Pfeile geben die Richtung der elektrischen Feldstärke, ihre Dichte den Betrag der Feldstärke in Volt/m.

Abb. 470. Andere Darstellungsart für das Momentbild einer fortschreitenden elektrischen Welle.

et sich zwar mit sehr hoher, aber doch endlicher Geschwindigkeit aus.

2. Diese Geschwindigkeit ist gleich der Lichtgeschwindigkeit  $c = 3 \cdot 10^8$  m/sek.

Hier stoßen wir also zum zweiten Male auf den Zusammenhang von Elektrizität und Licht, zweier nach dem Sinnesindruck so verschiedenartiger Erscheinungen (§ 65).

In der Mechanik kann man die Geschwindigkeit  $u$  der Wellen in einem Stoffe aus zwei zuvor gemessenen Größen berechnen, nämlich seiner Dehnungsgröße  $\alpha$  und seiner Dichte  $\rho$ . Es gilt (vgl. Mechanikband § 104)

$$u = (\alpha\rho)^{-\frac{1}{2}}.$$

In analoger Weise kann man die Geschwindigkeit  $u$  der elektrischen Wellen aus zwei gemessenen Größen berechnen, nämlich der Influenzkonstante  $\epsilon_0$  und der Induktionskonstante  $\mu_0$ . Man findet mit Hilfe der MAXWELLSchen Gleichungen für das Vakuum

$$u = (\epsilon_0\mu_0)^{-\frac{1}{2}} \quad (101) \text{ v. S. 89}$$

und nach Einsetzen der gemessenen Zahlenwerte  $u = 2,998 \cdot 10^8$  m/sek  $= c$ . Diesen Zusammenhang von  $c$  mit  $\epsilon_0$  und  $\mu_0$  hatte W. WEBER schon auf anderem Wege entdeckt (S. 89).

Die fundamentale Beziehung (101) ergibt sich unmittelbar aus der Verknüpfung der elektrischen und magnetischen Felder, also dem Inhalt der MAXWELLSchen Gleichungen. Ein mit der Geschwindigkeit  $u$  vorrückendes elektrisches Feld erzeugt senkrecht zur Richtung von  $u$  und  $\mathcal{E}$  ein Magnetfeld

$$\mathcal{H} = \mathcal{E} \cdot u. \quad (87b) \text{ v. S. 82}$$

Ein mit der Geschwindigkeit  $u$  vorrückendes magnetisches Feld erzeugt senkrecht zur Richtung von  $u$  und  $\mathfrak{H}$  ein elektrisches Feld

$$\mathfrak{E} = \mu_0 \mathfrak{H} u. \quad (93a) \text{ v. S. 86}$$

Die Zusammenfassung von (87b) und (93a) liefert für die beiden Feldern gemeinsame Geschwindigkeit

$$u = (\epsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}}. \quad (101)$$

Ferner ergibt Einsetzen von (101) in (93a) das „Wellenwiderstand des Vakuums“ genannte Verhältnis

$$\frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{H}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$$

oder mit den Zahlenwerten von  $\mu_0$  und  $\epsilon_0$

$$\frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{H}} = 377 \frac{\text{Volt/m}}{\text{Amp/m}}.$$

Dies Verhältnis hat also die gleiche Dimension wie ein Widerstand, daher der Name

**§ 152. Direkte Messung der Geschwindigkeit fortschreitender Drahtwellen.** Der Nachweis elektrischer Felder in Form stehender Wellen zwischen parallelen Drähten ist ein wichtiges experimentelles Faktum. Aber diese stehenden Wellen waren nicht Selbstzweck. Sie sollten auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektrischen Wellen führen. — Warum, wird man fragen, mißt man denn nicht die Geschwindigkeit elektrischer Drahtwellen direkt? Warum macht man den Umweg über die stehenden Wellen? Warum mißt man nicht wie beim Licht einfach die Laufzeiten für bekannte Laufwege? — Die Antwort ist leicht zu geben. Solche direkten Messungen sind von technischer Seite mehrfach ausgeführt worden, doch geht der erforderliche Aufwand über die normalen Mittel physikalischer Institute hinaus. Man braucht eine ringförmig geschlossene Telegraphendoppelleitung von etwa 1000 km Länge. Alles übrige ist unschwer zu machen. Abgangs- und Ankunftszeiten der einzelnen Wellen werden photographisch mit Meßinstrumenten hinreichend kleiner Trägheit registriert und dann ausgemessen.

Messungen dieser Art haben das frühere Ergebnis bestätigt und die Lichtgeschwindigkeit ergeben. Aber doch mit einer wichtigen Einschränkung. Die Lichtgeschwindigkeit ergibt sich nur als ein oberer Grenzwert für hohe Wechselstromfrequenzen und Doppelleitungen von kleinem Widerstand und kleiner Selbstinduktion.

Man überlege sich die Ausführung der direkten Geschwindigkeitsmessung mit unseren früheren Vorstellungen. Im Grunde schaltet man doch nur eine Batterie der Spannung  $U$  an das eine Ende einer langen Doppelleitung (Abb. 471). Als solche nehmen wir z. B. zwei Bindfäden von einigen Metern Länge. Dann wird das elektrische Feld am rechten Ende erst nach mehreren Sekunden eine erkennbare Größe erhalten. Wie ist das zu deuten? — Die Doppelleitung bildet einen Kondensator, und außerdem haben ihre beiden Drähte Widerstände. Man kann daher die Doppelleitung durch das Schema der Abb. 472 ersetzen. Die Stromquelle muß zunächst den ersten Kondensator aufladen. Des Widerstandes halber erfordert das eine endliche Zeit. Erst allmählich entsteht zwischen den Platten des ersten Kondensators eine merkliche Spannung, diese beginnt mit der Aufladung des zweiten Kondensators u. s. f. So kann erst nach geraumer Zeit das Voltmeter am rechten Ende eine meßbare Spannung anzeigen.

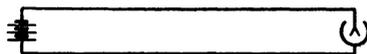


Abb. 471.

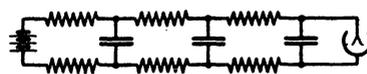


Abb. 472.

Abb. 471 u. 472. Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit eines elektrischen Feldes zwischen zwei schlecht leitenden Drähten.

Nun haben zwar Metalldrähte einen außerordentlich viel kleineren Ohmschen Widerstand als die Bindfäden. Dafür hat aber die Selbstinduktion langer metallischer Doppelleitungen recht erhebliche Größe (vgl. S. 126). Infolgedessen muß im Endergebnis das gleiche gelten wie bei der Bindfadendoppelleitung. Dem entsprechen die direkten Geschwindigkeitsmessungen an Telegraphendoppelleitungen vollständig. Für Wechselströme der Fernsprechtechnik, also Frequenzen von einigen hundert pro Sekunde, bekommt man oft nur Geschwindigkeiten von etwa  $2 \cdot 10^8$  m/sek.

Auf der anderen Seite ist bei hohen Frequenzen die spezielle Beschaffenheit der Doppelleitung auf die Geschwindigkeit der Wellen nicht mehr von Einfluß. Die Versuche mit stehenden Drahtwellen liefern im Grenzfall unzweifelhaft die Lichtgeschwindigkeit als Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes. Das hat folgenden Grund. Bei hohen Frequenzen tritt der Einfluß des Leitungsstromes völlig zurück gegen den des Verschiebungsstromes. Am Anfang der Doppelleitung ist bei hohen Frequenzen außer dem elektrischen Feld ein starker Verschiebungsstrom vorhanden. Das Magnetfeld dieses Verschiebungsstromes induziert elektrische Feldlinien zwischen den nächstfolgenden Drahtstücken usw.

Der für die Fortpflanzung der Wellen wesentliche Vorgang spielt sich also überhaupt nicht in, sondern zwischen den Drähten ab, also in Luft, oder strenger, im Vakuum. Daher wird bei hohen Frequenzen die Geschwindigkeit der Wellen von der Beschaffenheit der Drahtleitungen unabhängig.

**§ 153. Der Verschiebungsstrom des Dipols. Die Ausstrahlung freier elektrischer Wellen.** Nach dem vorigen Paragraphen verbleibt der Drahtdoppelleitung bei hohen Frequenzen nur eine ganz nebensächliche Aufgabe. Sie hält das elektrische Feld zusammen, sie läßt die Induktionswirkung der Verschiebungsströme nur in einer Richtung wirksam werden. So verhindert sie die allseitige Ausbreitung der fortschreitenden Wellen. Sie hält uns die elektrischen Wellen ebenso zusammen wie eine Rohrleitung die Schallwellen in der Akustik. Bei dieser untergeordneten Rolle kann die Drahtleitung ganz in Wegfall kommen. Das behindert den wesentlichen Vorgang, die Induktionswirkung des Verschiebungsstromes, in keiner Weise. So gelangt man zu frei im Raume fortschreitenden elektrischen Wellen. Damit kommen wir zu unserer letzten und besonders interessanten Frage: der Ausstrahlung freier elektrischer Wellen.

Den experimentellen Ausgangspunkt bildet wieder der Dipol. Wir erinnern kurz an die Verteilung des Leitungsstromes im Dipol. Sie zeigt in der Mitte den Strombauch (Abb. 461 und 462).

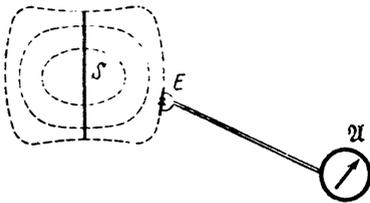


Abb. 473. Der Verschiebungsstrom eines Dipols, Momentbild der Verteilung des elektrischen Feldes.

Zu dieser Verteilung des Leitungsstromes gehört eine bestimmte Verteilung des Verschiebungsstromes. Elektrische Feldlinien müssen irgendwie in weitem Bogen entsprechende Punkte der beiden Dipolhälften miteinander verbinden. Die Abbildung 473 gibt eine rohe Skizze. Sie gilt für den Fall maximaler Aufladung beider Dipolhälften.

Dieser Verschiebungsstrom des Dipols  $S$  soll jetzt auf seine räumliche Verteilung hin untersucht werden. Das geschieht mit dem uns schon geläufigen Verfahren. Man bringt an die Beobachtungsstelle ein kurzes Drahtstück  $E$ . Es heiße wieder der „Empfänger“. Es verwandelt den Verschiebungsstrom an dieser Stelle durch Influenz in einen Leitungsstrom. Dieser Leitungsstrom ist ein Wechselstrom von der Frequenz des Dipols. Ein kleiner eingeschalt-

teter Gleichrichter (Detektor oder Thermokreuz) verwandelt ihn in einen Gleichstrom. Dieser läßt sich bequem mit einem Drehspulgalvanometer  $\mathcal{M}$  messen.

Der Dipol  $S$  in Abb. 473 habe wieder etwa 1,5 m Länge und werde zu erzwungenen ungedämpften Schwingungen erregt. Dann braucht der Empfänger nur Fingerlänge zu haben. Er läßt mühelos den Verschiebungsstrom noch in vielen Metern Abstand vom Dipol nachweisen. Die elektrischen Feldlinien erstrecken sich vom Dipol aus weit in den Raum heraus.

Eine weitergehende Untersuchung der räumlichen Verteilung hat nur im Freien oder in einer großen Halle Sinn. Wände, Fußboden, Beobachter, Hilfsapparate usw. müssen vom Dipol um ein Vielfaches seiner Länge entfernt sein. Sonst verzerren sie die weit ausladenden elektrischen Feldlinien. Ein Hörsaal ist für einen Dipol von 1,5 m Länge zu klein.

Zur Vermeidung dieser Schwierig nimmt man einen viel kleineren Dipol, z. B. von 10 cm Länge. Solch kleiner Dipol läßt sich zwar zu ungedämpften Schwingungen anregen, aber nicht in übersichtlicher Weise. Daher begnügt man sich mit gedämpften Schwingungen und benutzt als Schaltwerk eine Funkenstrecke (vgl. S. 139). Die Abb. 474 zeigt eine bequeme Ausführung. Der Dipol besteht aus zwei gleichen, dicken Messingstäben. Ihre ebenen Endflächen sind mit Magnesiumblech überzogen. Sie sind einander auf etwa 0,1 mm Abstand genähert und bilden die Funkenstrecke. Eine lange, dünne weiche Doppelleitung (Hausklingellitze!) stellt die Verbindung mit einer Wechselstromquelle her (etwa 5000 Volt, kleiner Transformator, etwa 50 Perioden). Bei  $a$  und  $b$  sind zwei kleine Drosselspulen (S. 131) eingeschaltet. Sie verhindern den Eintritt des hochfrequenten Dipolwechselstromes in die Doppelleitung. Die Funkenstrecke macht kaum Geräusch. Man hört nur ein leises Summen. Der Dipol wird von einer halbmeterlangen Holzsäule gehalten. Er heiße fortan kurz „der Sender“. Man kann den Sender während des Betriebes beliebig herumdrehen, kippen und tragen.

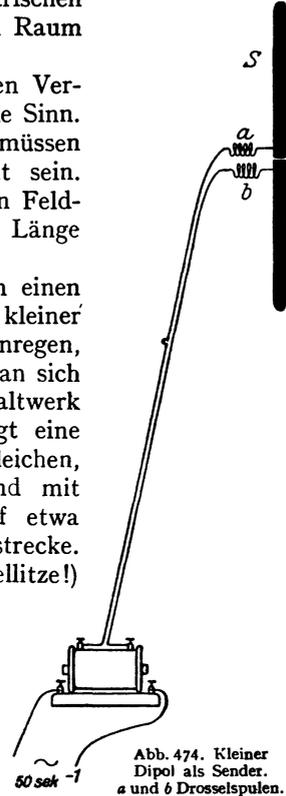


Abb. 474. Kleiner Dipol als Sender.  $a$  und  $b$  Drosselspulen.

Die Anordnung zum Nachweis des Verschiebungsstromes bleibt die gleiche wie in Abb. 467. Der Empfänger  $E$  hat also diesmal ungefähr die gleiche Länge wie der Sender. Dieser Empfänger ist also für die nächste Nachbarschaft des Senders ein bißchen zu grob. Er verwischt die feineren Einzelheiten der Feldverteilung. Dieser Nachteil des relativ langen Empfängers wird aber durch seine große Empfindlichkeit aufgewogen.

Der Empfänger bildet ebenfalls einen Dipol. Er reagiert auf das Wechselfeld des Senders mit erzwungenen Schwingungen. Ungefähre Gleichheit beider Dipollängen bedeutet Abstimmung oder Resonanz.

Der Empfänger (Abb. 475) ist an einer feinen dünnen Doppelleitung nicht minder leicht beweglich als der Sender. Man kann daher das ganze Verschiebungsstromgebiet des Senders auf das bequemste absuchen.

Wir suchen zunächst in der Nähe des Senders nach radialen Komponenten des elektrischen Feldes bzw. Verschiebungsstromes. D. h. wir orientieren Sender und Empfänger nach Art der Abb. 476. Diese Beobachtungen führen

wir unter verschiedenen Azimuten  $\varphi$  aus. Wir finden in der Nähe des Senders unter allen Azimuten  $\varphi$  radialgerichtete Verschiebungsströme. Aber ihre Stromstärke nimmt rasch mit wachsendem Abstände  $r$  ab. Schon bei doppelter oder dreifacher Dipollänge werden sie unmerklich.

Weiterhin suchen wir nach Querkomponenten des Verschiebungsstromes in der Nähe des Senders, Wir benutzen die in Abb. 477 dargestellte Orientierung. Diese Querkomponenten wachsen stark mit dem Azimut  $\varphi$ . Doch haben sie auch für  $\varphi = 0$ , also in Richtung der Dipolachse, noch recht merkbare Werte.

Dann folgt die Untersuchung der Querkomponenten des Verschiebungsstromes in weiterem Abstände  $r$  vom Sender, etwa dem sechsfachen der Dipollänge. Jetzt ist in der Richtung der Dipolachse, also für  $\varphi = 0$ , keine Querkomponente des Feldes mehr feststellbar. Ein Verschiebungsstrom zeigt sich erst bei wachsenden Winkeln  $\varphi$ . Bei  $\varphi = 90^\circ$  erreicht der Verschiebungsstrom seinen höchsten Wert. Er steht quer oder „transversal“ auf der zum Dipol führenden Verbindungslinie  $r$ .

Bisher lagen Sender und Empfänger stets in einer Ebene, und zwar in der Zeichenebene der Abb. 475—477. Jetzt drehen wir entweder den Sender oder den Empfänger langsam aus der Zeichenebene heraus: der Verschiebungsstrom nimmt ab. Er verschwindet, sobald die Längsrichtungen von Sender und Empfänger zueinander senkrecht stehen. Die elektrische Feldstärke  $\mathcal{E}$  ist ein Vektor. Er liegt nach den eben gemachten Versuchen mit der Längsachse des Senders in einer Ebene.

Abb. 475. Kleiner Dipol als Empfänger. D Detektor.

In weiterem Abstände zeigt also das elektrische Feld nach unseren Beobachtungen ein recht einfaches Bild. Es läßt sich nach Art der Abb. 478 graphisch darstellen. Die Richtung der Pfeile gibt die Richtung der elektrischen Feldstärke  $\mathcal{E}$  für etliche Beobachtungspunkte im gleichen Abstände  $r$ . Die Zahl der parallelgestellten Pfeile bedeutet den Betrag der Feldstärke in Volt/m. Das Ganze ist, bildlich gesprochen, ein kleiner Ausschnitt aus einer Momentphotographie des Senderfeldes.

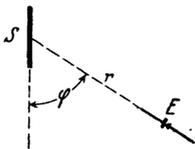


Abb. 476. Ausmessung des Dipolfeldes, radiale Komponenten des elektrischen Feldes in der Nähe des Senderdipols S.



Abb. 477. Querkomponenten des Dipolfeldes.

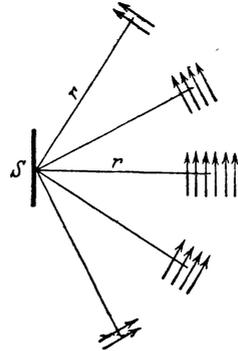


Abb. 478. Verteilung der Querkomponenten des Dipolfeldes in verschiedenen Richtungen.

Wie aber sieht die vollständige „Momentphotographie“ aus? Die notwendige Ergänzung ist unschwer auszuführen. Zunächst stehen zwei Tatsachen fest:

1. Das in der Abb. 478 gezeichnete Feld rührt vom Sender her. Es hat im leeren Raume<sup>1)</sup> den Weg  $r$  zu durchlaufen.

<sup>1)</sup> Die Anwesenheit der Luftmoleküle ist ja für die elektrischen Vorgänge im Raume ganz unwesentlich. Das soll noch einmal betont werden.

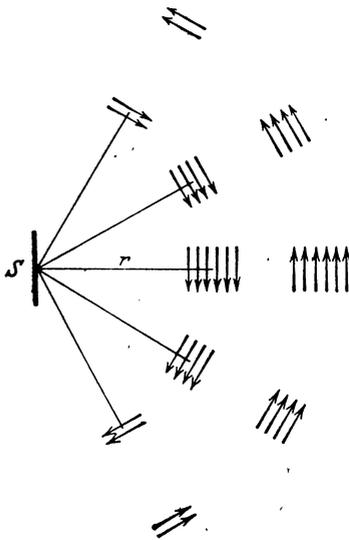


Abb. 479. Zeitlicher und räumlicher Wechsel des elektrischen Dipolfeldes.

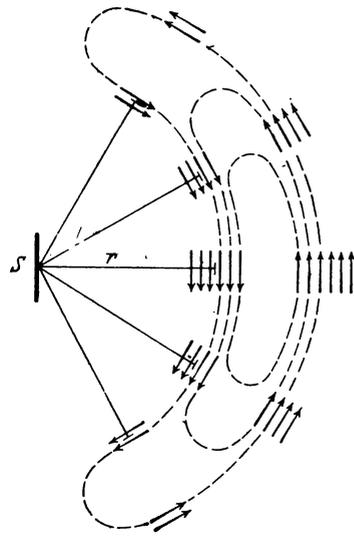


Abb. 480. Ergänzung der elektrischen Feldlinien zu geschlossenen Feldlinien.

2. Das Feld ändert sich periodisch mit der Frequenz des Senders. Das Momentbild der Abb. 478 muß kurz darauf einem gleichen Bilde mit umgekehrten Pfeilen, also umgekehrter Feldrichtung, Platz machen, und so fort in ständigem Wechsel.

Diese beiden Tatsachen lassen das Momentbild der Abb. 478 erst einmal im Sinne der Abb. 479 ergänzen.

Jetzt kommt eine dritte Grundtatsache hinzu: Elektrische Feldlinien können nicht irgendwo im leeren Raume anfangen und enden. Im leeren Raume kann es nur geschlossene elektrische Feldlinien geben. Wir müssen die Feldlinien zu geschlossenen Feldlinien ergänzen. Das geschieht in Abb. 480. So gelangt man schließlich zu der vollständigen „Momentphotographie“ in Abb. 481. Sie zeigt das elektrische Feld des Senderdipols unter Ausschluß der nächsten Umgebung des Senders. Es ist das von HEINRICH HERTZ entdeckte Strahlungsfeld des Dipols. Es zeigt im Momentbild die Ausstrahlung eines elektrischen Feldes in der Form einer frei im Raume fortschreitenden Welle. Der Betrag der Feldstärke in Volt/m wird durch die jeweilige Dichte der Feldlinien markiert. Man greife zum Vergleich noch einmal auf das Momentbild einer fortschreitenden elektrischen Drahtwelle in Abb. 469 zurück.

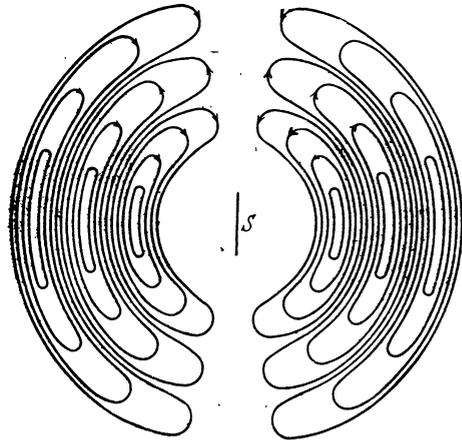


Abb. 481. Momentbild der Verteilung des elektrischen Feldes um einen Dipol. HERTZ'SCHES Strahlungsfeld eines Dipols. Bei räumlich-rotationssymmetrischer Ergänzung bringt die Abbildung gut zum Ausdruck, daß die Feldstärke mit  $1/r$  abnimmt. Man denke sich etwa die Äquatorebene gezeichnet und in konzentrische Ringe der Breite  $\lambda/2$  unterteilt. Dann nimmt die Flächendichte der Feldlinien in diesen Ringen wie  $1/r$  ab. ( $r$  = Ringradius.)

Der Nachweis irgendwelcher fortschreitender Wellen läßt sich in der Physik stets durch die Beobachtung stehender Wellen erbringen. Das wurde früher bei den elektrischen Drahtwellen ausführlich dargelegt, und zwar zunächst an Hand eines mechanischen Beispiels. Ebenso wollen wir hier beim experimentellen Nachweis der frei im Raume fortschreitenden elektrischen Wellen verfahren. Das mechanische Beispiel soll der Akustik entnommen werden. Es ist in Abb. 482 dargestellt.

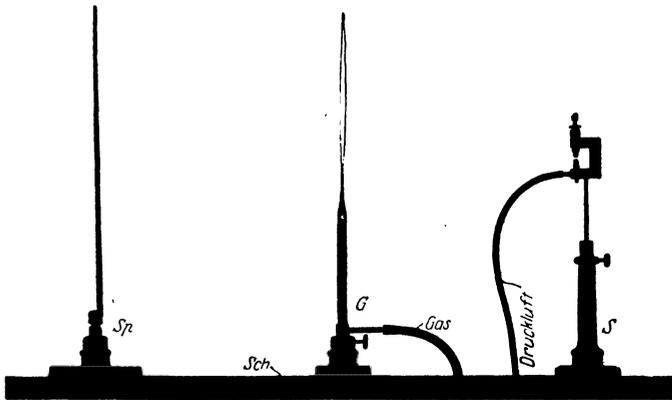


Abb. 482. Messung der Wellenlänge kurzer akustischer Wellen.

Es zeigt als Sender S eine kleine Pfeife von hohem Ton. Als Empfänger dient eine empfindliche Gasflamme G. Ungestört brennt sie als langer glatter Faden. Unter der Einwirkung von Schallwellen nimmt sie eine breite, flackernde Gestalt an. Die fortschreitenden Schallwellen laufen über die Flamme hinweg zum „Spiegel“ Sp, d. h. irgendeiner Blechplatte. Am „Spiegel“ werden sie reflektiert. Die reflektierte Welle läuft der ursprünglichen entgegen. Infolgedessen entsteht zwischen Spiegel und Sender ein System stehender Wellen mit Bäuchen und Knoten. Man bewegt den Empfänger, also die Flamme, in Richtung des Doppelpfeiles durch diese stehenden Wellen hindurch; eine Schiene Sch gewährleistet eine sichere Führung. Die Knotenstellen werden durch ruhiges Brennen der Flamme, die Bäuche durch unruhiges Flackern angezeigt. Der Abstand je zweier benachbarter Knoten bzw. benachbarter Bäuche gibt die halbe Wellenlänge,

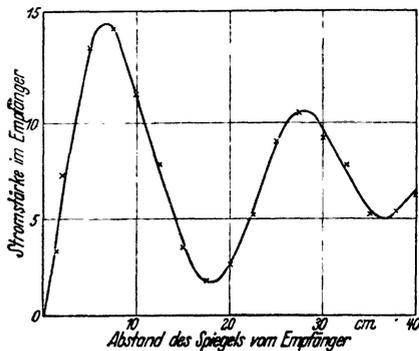


Abb. 483. Messung der Wellenlänge des in Abb. 474 abgebildeten Dipols.

in unserem Beispiel etliche Zentimeter. Die Gleichung  $n = u/\lambda$  läßt die Frequenz der Pfeife berechnen (Schallgeschwindigkeit  $u = 340$  m/sek). Dann der entsprechende Versuch mit elektrischen Wellen. Die Pfeife wird durch den kleinen Dipolsender ersetzt, die Flamme durch den kleinen Empfänger. Spiegel und Schlittenführung bleiben die gleichen (Abb. 482). Der Empfänger wird schrittweise vom Spiegel auf den Sender zu bewegt. Gleichzeitig beobachtet man an dem Strommesser Relativwerte für den Verschiebungsstrom. Das Ergebnis einer derartigen Messung ist in Abb. 483 dargestellt. Die Knoten der stehenden elektrischen Wellen markieren sich deutlich als Minima des Verschiebungsstromes. Der Knotenabstand ergibt sich zu 0,18 m. Die Wellenlänge der stehenden und somit auch der ursprünglichen fortschreitenden elektrischen Welle beträgt in diesem Beispiel etwa 0,36 m. Die Frequenz  $n$  des Dipols beträgt

$$\frac{3 \cdot 10^8}{0,36} = \text{rund } 8 \cdot 10^8 \text{ sek}^{-1}.$$

Der Versuch zeigt einen kleinen Schönheitsfehler. Die stehenden Wellen sind nur in der Nähe des Spiegels gut ausgebildet. Weiterhin werden die Minima des Verschiebungsstromes flacher und flacher. Der Grund ist die starke Dämpfung der Senderschwingungen. Der von einem Funken ausgelöste einzelne Wellenzug ist nur kurz, er gleicht etwa der in Abb. 288 dargestellten Kurve. In größerem Abstand vom Spiegel überlagern sich die hohen reflektierten Amplituden vom Anfang des einzelnen Wellenzuges mit den noch auf dem Hinweg befindlichen kleinen Amplituden am Schluß des gleichen Wellenzuges. Das gibt nur noch schlecht ausgeprägte Minima.

In entsprechender Weise lassen sich stehende Wellen auch für größere Senderdipole nachweisen. Sehr geeignet ist der früher benutzte, etwa  $1\frac{1}{2}$  m lange Dipol mit ungedämpften Schwingungen. Als Spiegel genügen einige Quadratmeter Blech an der Zimmerwand. Der kleine fingerlange Empfänger

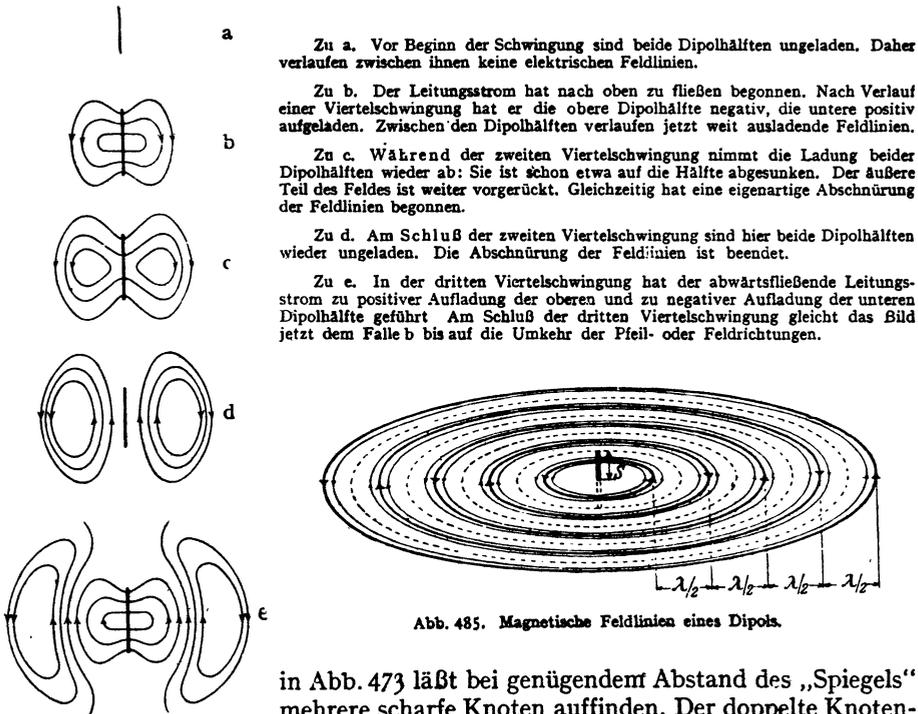


Abb. 485. Magnetische Feldlinien eines Dipols.

Abb. 484 a—e. Fünf Momentenbilder des elektrischen Feldes in der Nähe eines Dipols.

in Abb. 473 läßt bei genügendem Abstand des „Spiegels“ mehrere scharfe Knoten auffinden. Der doppelte Knotenabstand ergibt die Wellenlänge  $\lambda$  zu rund 3 m.

Das in Abb. 481 skizzierte Bild der Wellenausstrahlung eines Dipols hält also der experimentellen Nachprüfung in vollem Umfange stand. Ein elektrischer Dipol sendet freie, quer zur Fortpflanzungsrichtung schwingende elektrische Wellen in den Raum hinaus.

Das Feldbild des Dipols (Abb. 481) muß man heutigentags fest im Kopf haben. Es ist genau so unentbehrlich wie das Bild der elektrischen Feldlinien im Plattenkondensator und das Bild der magnetischen Feldlinien in der gestreckten Spule.

Das Feldlinienbild des Dipols bedarf noch zweier Ergänzungen:

In der Abb. 481 fehlt die Zeichnung des Feldes in der nächsten Umgebung des Dipols. Es wechselt dort mit dem jeweiligen Ladungszustand des Dipols. Wir beschränken uns auf eine kurze Beschreibung an Hand der Abb. 484 a—e.

Weiter ist noch das Magnetfeld des Dipols zu erwähnen. Auch bei ihm beschränken wir uns auf eine kurze Beschreibung an Hand einer Skizze, und zwar Abb. 485.

Das Magnetfeld des Dipols besteht aus konzentrischen Kreisen. Die magnetischen Feldlinien verlaufen in Ebenen senkrecht zur Dipollängsachse. Dichte und Richtung der magnetischen Feldlinien wechseln periodisch. Das Magnetfeld schreitet mit dem elektrischen zugleich fort, in hinreichend großem Abstand vom Sender mit dem elektrischen Felde in gleicher Phase.

Jede Änderung des elektrischen Feldes erzeugt als Verschiebungsstrom magnetische Feldlinien. Alle entstehenden magnetischen Feldlinien erzeugen durch Induktionswirkung neue geschlossene elektrische Feldlinien. Auf dieser innigen Verkettung der elektrischen und der magnetischen Felder beruht das Fortschreiten der gesamten „elektromagnetischen“ Welle. Wir haben das seinerzeit für Drahtwellen kurz erläutert. Der damaligen primitiven Schilderung ist nichts Wesentliches hinzuzufügen.

§ 154. **Halbfreie elektrische Wellen. Wellentelegraphie.** Wir kennen jetzt zwei Arten elektrischer Wellen: Drahtwellen und freie Wellen. Bei den Drahtwellen sind die Enden der elektrischen Feldlinien beiderseits an einen Leiter, nämlich die Drähte der Doppelleitung, gebunden (Abb. 469). Bei den freien elektrischen Wellen sind die elektrischen Feldlinien nierenförmig geschlossen und ganz frei, ohne jede Bindung an irgendwelche Leiter.

Eine Mittelstellung nehmen die halbfreien Wellen ein. Wir beschreiben kurz ihre Gestalt und die Art ihrer Herstellung.

Bei stehenden Drahtwellen kann man die Doppelleitung in den Bäuchen des Leitungsstromes mit leitenden Querdrähten überbrücken. Das beeinträchtigt die Ausbildung stehender Wellen in keiner Weise. Auch kann man

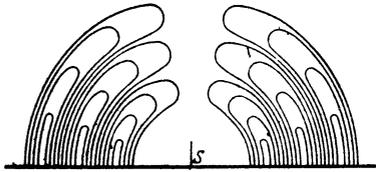


Abb. 486. Halbfreie elektrische Wellen auf einer leitenden Ebene.

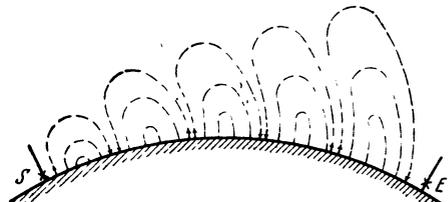


Abb. 487. Zur Wellentelegraphie über gut leitende Teile der Erdkugel mit langen Wellen.

ohne Störung die Doppelleitung unmittelbar hinter einer solchen leitenden Querbrücke abschneiden (S. 239).

Bei den stehenden Wellen des Dipols tritt an die Stelle der leitenden Drahtbrücke eine beliebig ausgedehnte leitende Ebene. Im Leitungsstrombauch, d. h. in der Mitte des Dipols angebracht, beeinträchtigt sie die stehende Welle im Dipol in keiner Weise. Desgleichen kann man den Dipol ohne Störung hinter der leitenden Fläche abschneiden, d. h. die eine Dipolhälfte fortlassen. So gelangt man zu der Anordnung der Abb. 486. Man sieht einen halben Dipol S auf einer weit ausgedehnten leitenden Ebene. Der Bauch seines Leitungsstromes liegt am Fußpunkt, an der Ansatzstelle der leitenden Ebene.

Weiterhin ist das Strahlungsfeld dieses halben Dipols eingezeichnet. Seine Entstehung aus dem Strahlungsfeld des ganzen Dipols (Abb. 481) bedarf keiner weiteren Erläuterung. Wir haben das Momentbild der halbfreien Welle vor uns. Die elektrischen Feldlinien sind nur noch im oberen Teile nierenförmig geschlossen. Unten enden sie auf der leitenden Ebene. Wir haben eine einseitige Führung der elektrischen Welle durch die leitende Fläche.

Die halbfreien elektrischen Wellen spielen in der „drahtlosen“ oder Wellentelegraphie eine technisch hochbedeutsame Rolle.

Das Prinzip der Wellentelegraphie ist sehr einfach. Es wird im idealisierenden Grenzfall durch die Abb. 487 erläutert. Der schraffierte Kreisbogen stellt

die gekrümmte Erdoberfläche dar.  $S$  ist die sog. Sendeantenne. Es ist ein vertikaler Draht, die obere Hälfte eines Dipols. Irgendeine technische Wechselstromquelle ( $\times$ ) läßt in diesem Draht einen kräftigen Leitungsstrom fließen. Weiter rechts folgt dann das ausgestrahlte elektrische Feld der halbfreien Wellen. Die Wellen werden durch die leitende Erdoberfläche geführt, sie folgen der Erdkrümmung.  $E$  ist die Empfangsantenne, wiederum ein vertikaler Draht, die obere Hälfte unseres vielbenutzten „Empfängers“ (S. 142). Das elektrische Feld der halbfreien Welle bricht im Empfängerdraht zusammen („Influenz“). Der Verschiebungsstrom der fortschreitenden Welle erzeugt im Empfängerdraht einen Leitungsstrom. Dieser Leitungsstrom läßt im Prinzip ein Amperemeter ausschlagen oder betätigt irgendeinen anderen Stromindikator ( $\times$ ) genügender Empfindlichkeit. Auf diese Weise lassen sich beliebige Signale von der Sende- zur Empfangsstation übertragen.

Die in der Fernmeldetechnik benutzten elektrischen Wellen haben Wellenlängen zwischen etwa 0,1 Meter und 15 km. Die obere Grenze ist durch die Abmessungen der Antennen gegeben. Diese müssen immer die gleiche Größenordnung haben wie die Wellenlänge, sonst wird der Wirkungsgrad zu schlecht. Die untere Grenze ist durch den jeweiligen Stand der Schwingungserzeugung gegeben.

Die Antennen weichen bei langen Wellen oft von der einfachen Form des halben Dipols ab. Man ersetzt die oberen Teile der Dipoldrähte durch horizontal ausgespannte Querdrähte oder Schirme (Abb. 53). Auf diese Weise kann man auch Antennen geringerer Vertikalausdehnung auf die Frequenz der benutzten Wechselstromquelle abstimmen. Dadurch lassen sich in der Antenne sehr hohe Stromstärken erreichen.

Auf der Empfangsstation werden die Resonanzerscheinungen vielfältig ausgenutzt. Die Indikatoren für die schwachen Leitungsströme in der Empfangsantenne sind zu einer bewundernswürdigen Vollkommenheit entwickelt. Das Dreielektrodenrohr (Abb. 322) und seine Fortbildungen waren dabei das entscheidende Hilfsmittel.

Die geringste zum Empfang erforderliche Leistung  $W_{\min}$  ist, ebenso wie die zur Messung eines Stromes mit einem Galvanometer erforderliche Leistung von technischen Einzelheiten unabhängig. Sie wird allein durch die statistischen Schwankungen der molekularen Wärmebewegung bestimmt. — Ein Galvanometer erfordert zum Nachweis eines Stromes eine Mindestleistung<sup>1)</sup>

$$W_{\min} \approx 4kT_{\text{abs}}/t \quad (\alpha)$$

(BOLTZMANNsche Konstante  $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Wattsek/Grad;  $T_{\text{abs}}$  = absolute Temperatur;  $4kT_{\text{abs}}$  bei Zimmertemperatur also rund  $1,6 \cdot 10^{-20}$  Wattsek).

Dabei ist  $t$  die zur Aufnahme eines Energiebetrages in der Größenordnung  $kT_{\text{abs}}$  verfügbare Zeit. Sie ist beim Galvanometer die Einstellzeit. In der Nachrichtentechnik muß ein Energiebetrag  $\approx kT_{\text{abs}}$  in sehr kurzer Zeit aufgenommen werden: es ist nur eine Zeit  $t = 1/\Delta\nu$  verfügbar, wenn „Zeichen“ mit

<sup>1)</sup> Im Mechanikband, § 152, wurde für die kleinste nachweisbare Stromstärke

$$I_{\min} \approx \sqrt{4kT_{\text{abs}}/tR} \quad (293a)$$

gefunden. Dabei war  $R$  der Widerstand des Galvanometers,  $t$  seine Einstellzeit,  $I_{\min}^2 R \approx 4kT_{\text{abs}}/t$  also die aufgenommene Leistung. Die Herleitung der Gleichung knüpfte an die Brownsche Bewegung einer in Luft aufgehängten Drehspule eines Drehspulgalvanometers an. Man kann aber auch ganz anders vorgehen: man kann die Wärmebewegung als Ursache einer ladungstrennenden Kraft betrachten, die zwischen den Enden der Drehspule statistisch wechselnde Spannungen erzeugt. Der Grundgedanke bleibt immer der gleiche: physikalische Apparate oder Meßinstrumente erfordern zum Betriebe eine Leistung, die in der verfügbaren Zeit Energiebeträge größer als  $\approx kT_{\text{abs}}$  liefert.

einem Frequenzbereich  $\Delta\nu$  übertragen werden sollen<sup>1)</sup>. Es tritt also  $1/\Delta\nu$  an die Stelle von  $t$ , und daher erfordert der Empfänger eine Mindestleistung

$$\dot{W}_{\min} \approx 4kT_{\text{abs}} \cdot \Delta\nu. \quad (\beta)$$

Für die „Zeichen“ unserer Sprache, d. h. die Worte, genügt ein Frequenzbereich  $\Delta\nu \approx 5 \cdot 10^3 \text{ sec}^{-1}$ ; also erfordert die Sprachübertragung eine Mindestleistung

$$\dot{W}_{\min} \approx 8 \cdot 10^{-17} \approx 10^{-16} \text{ Watt}.$$

In beiden Fällen, sowohl beim Galvanometer wie beim Rundfunkempfänger geben die Gl. ( $\alpha$ ) und ( $\beta$ ) die kleinste noch nachweisbare Leistung. Zur Messung eines Stromes und für einen sicheren Empfang der Sprache ist ein mehrfaches, etwa das 10fache des theoretischen Kleinstwertes erforderlich.

Aufgabe der Technik ist es, diese Minimalleistung noch aus elektrischen Feldern von möglichst kleiner Feldstärke herauszuholen.

Hat die Antenne die Höhe  $l$  und den Strahlungswiderstand  $R_{SA}$ , so nimmt sie als Leistung auf

$$\dot{W} = \mathfrak{E}^2 l^2 / 4 R_{SA}. \quad (\gamma)$$

Für einen Dipol ist der Strahlungswiderstand

$$R_{SA} = \frac{2\pi}{3\epsilon_0 c} \cdot \frac{l^2}{\lambda}. \quad (\delta) = (177)$$

v. S. 158 d. Optik

Für diesen Fall fassen wir die Gl. ( $\gamma$ ) und ( $\delta$ ) mit ( $\beta$ ) zusammen, und zwar für den Fall der Sprachübertragung. Wir wählen also den Frequenzbereich  $\Delta\nu = 5000 \text{ sec}^{-1}$  und erhalten dann als Produkt der minimalen noch zum Nachweis ausreichenden Feldstärke  $\mathfrak{E}_{\min}$  und der benutzten Wellenlänge

$$\mathfrak{E}_{\min} \cdot \lambda = 2,5 \cdot 10^{-7} \text{ Volt}.$$

Leider hat die Technik im Wellenbereich um 10 Meter auf erhebliche aus der Milchstraße stammende störende Wellen Rücksicht zu nehmen.

Man kann heute elektrische Wellen rund um den Erdball herumschicken. Der Erdumfang von 40 000 km wird in  $\frac{40\,000 \text{ km}}{300\,000 \text{ km/sec}} = 0,13$  Sekunden durchlaufen. Die Geschwindigkeit der fortschreitenden elektrischen Wellen ist der direkten Messung (Laufweg durch Laufzeit) zugänglich geworden.

Die Führung der halbfreien Wellen durch die Erdoberfläche (Abb. 487) ist, wie erwähnt, ein idealisierender Grenzfall. Er setzt eine hohe elektrische Leitfähigkeit der Erdoberfläche voraus. Seewasser gibt, wenigstens für lange elektrische Wellen, eine gute Annäherung. Bei der Überbrückung trockener Landstrecken hingegen ist der Ausbreitungsvorgang der Wellen erheblich verwickelter, insbesondere für kürzere Wellen. Es entstehen auf dem Wege der Wellen alle möglichen Übergänge zwischen halbfreien und freien Wellen. Die elektrischen Feldlinien münden nicht mehr senkrecht, sondern schräg auf den Boden ein usw.

Mit ganz freien Wellen arbeitet neuerdings die sog. „Kurzwellentelegraphie“. Im Bereich der optischen Sicht verwendet man Wellenlängen in der Größenordnung Meter und Dezimeter. Für große Entfernungen, z. B. in Überseeverkehr, bewähren sich Wellenlängen etwa zwischen 10 und 50 m. Die Antennen bestehen aus mehreren neben- oder hintereinander angeordneten Dipolen von der Länge einer halben Wellenlänge. Die Führung der Wellen durch den Erdboden fällt

<sup>1)</sup> In der Sprache der Optik heißt es: der Sender strahlt bei der Übertragung der Sprache nicht monochromatisch mit der Frequenz  $\nu$ , sondern mit allen zwischen  $\nu$  und  $\nu + \Delta\nu$  gelegenen Frequenzen.

ganz fort. Die Wellen erreichen ihr Ziel bei den Antipoden auf dem Umweg einer oft mehrfachen Reflexion an oberen Schichten der Atmosphäre. Die oberen Teile der Atmosphäre sind durch irgendwelche Strahlungen aus dem Weltenraum stark ionisiert und leiten gut. Dadurch können sie als Spiegel wirken, und zwar mit Totalreflexion. Die Höhe der spiegelnden Schichten wird durch die „Wiederkehrzeit des Wellenechos“ bestimmt. Die wichtigsten der Schichten liegen etwa 100—400 km über dem Erdboden. Diese Schichten sind auch für meteorologische Fragen sehr bedeutsam (vgl. Optikband § 112).

Im übrigen vermeiden wir alles Eingehen auf Einzelheiten, insbesondere technischer Natur. Die Leistungen der Technik auf dem Gebiete des Fernmeldewesens, sei es mit oder ohne Leitungsdrähte, sind ganz außerordentliche. Man kann ihnen im Rahmen einer physikalischen Darstellung auch nicht angenähert gerecht werden. Es wird auf die umfangreiche technische Sonderliteratur verwiesen.

**§ 155. Die Wesensgleichheit der elektrischen Wellen und der Lichtwellen.**

**Das gesamte Spektrum elektrischer Wellen.** Die elektrischen Wellen haben uns schon in zwei Punkten das gleiche Verhalten gezeigt wie die Lichtwellen. Sie breiten sich im leeren Raum mit der gleichen Geschwindigkeit wie das Licht aus. Ferner werden sie an Metallspiegeln ebenso wie Licht reflektiert. Diese Reflexion ermöglichte die Herstellung freier stehender elektrischer Wellen. In der Nachrichtentechnik ermöglicht sie die Anwendung von Hohlspiegeln zur Bündelung der elektrischen Wellen.

Die Übereinstimmung geht aber noch weiter: Lichtwellen werden von durchsichtigen Substanzen gebrochen. Es gilt für die Ablenkung an der Grenze

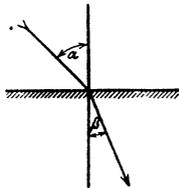


Abb. 488. Das Brechungsgesetz der Optik.



Abb. 489. Linsenwirkung bei elektrischen Wellen.

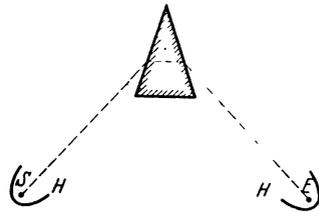


Abb. 490. Spektrometer zur Messung des Brechungsindex elektrischer Wellen.

das bekannte Brechungsgesetz  $\sin \alpha / \sin \beta = n$  (Abb. 488). Für elektrische Wellen gibt es ebenfalls „durchsichtige“ Substanzen, nämlich alle Isolatoren. Die elektrischen Wellen werden von diesen durchlässigen Substanzen qualitativ ebenso wie die Lichtwellen gebrochen. Sie werden durch Prismen abgelenkt, durch Linsen demgemäß „gesammelt“ usw. Die Linsenwirkung beispielsweise läßt sich ganz behelfsmäßig zeigen.

In der Abb. 489 ist S wieder der mehrfach benutzte kleine Dipolsender, E der zugehörige Empfänger. Beide stehen mit der Längsachse vertikal. Als Zylinderlinse dient eine große, mit Benzol od. dgl. gefüllte Glasflasche Fl. An passender Stelle in den Weg der Wellen gebracht, erhöht sie die Wirkung der Wellen auf den Empfänger beträchtlich.

Für quantitative Bestimmungen der Brechzahl  $n$  dient ein „Spektrometer“ von hinreichend großen Abmessungen. Es ist in der Abb. 490 schematisch skizziert. HH bedeuten zwei parabolische Hohlspiegel. In ihren Brennpunkten befinden sich Sender bzw. Empfänger. Das Prisma besteht aus Paraffin, Schwefel od. dgl. Die Ablenkung ergibt nach bekannten optischen Formeln den Wert von  $n$ . Die Brechzahl  $n$  ist schon von HERTZ in seinen klassischen Versuchen für einige Substanzen bestimmt worden. Dabei ergab sich  $n$  gleich der Wurzel

aus der Dielektrizitätskonstanten  $\epsilon$  der Prismensubstanz. Diese Beziehung,  $n = \sqrt{\epsilon}$ , war bereits von MAXWELL auf Grund seiner Gleichungen vorausgesagt worden. Sie spielt in der Dispersionstheorie eine große Rolle (Optik, Kap. X).

Die MAXWELLSche Beziehung  $n = \sqrt{\epsilon}$  folgt aus Gleichung (101) v. S. 89 u. 250. In einem Stoff der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  tritt das Produkt  $\epsilon \cdot \epsilon_0$  an die Stelle von  $\epsilon_0$ . Die Permeabilität der Stoffe hingegen ist, von den ferromagnetischen abgesehen, praktisch immer = 1. Man kann also für Stoffe ebenso  $\mu_0$  schreiben wie für das Vakuum. So erhält man

$$\text{Brechzahl } n = \frac{u_{\text{Vakuum}}}{u_{\text{Stoff}}} = \frac{(\epsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}}}{(\epsilon \cdot \epsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}}} = \sqrt{\epsilon}.$$

Endlich ist noch die Polarisation des Lichtes zu nennen: Man kann Lichtwellen mit einer festen Schwingungsebene herstellen. Das gleiche ist bei den elektrischen Wellen des Dipols der Fall. Auch diese sind streng „linear polarisiert“.

Ihr elektrischer Feldvektor liegt stets mit der Längsachse des Dipols in einer Ebene. Das haben wir früher mit unserem leicht beweglichen Empfänger gezeigt.

HERTZ hat für diese Polarisation der Dipolwellen noch einen sehr eindrucksvollen Versuch angegeben, den sog. Gitterversuch. Man stellt Sender und Empfänger einander parallel. Dann bringt man zwischen beide ein Gitter aus Metalldrähten von etwa 1 cm Abstand. Erst werden die Drähte senkrecht zur Dipolachse und Feldrichtung gestellt. Dabei werden die Wellen kaum merklich geschwächt. Dann dreht man das Gitter um  $90^\circ$ . Jetzt erweist es sich als

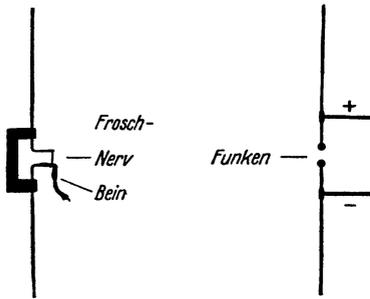


Abb. 491. Ein Versuch von GALVANI. Gegenüber der Originalanordnung sind nur die Drähte gerade gebogen.

völlig undurchlässig. Die der Feldrichtung parallelen Drähte wirken nebeneinander wie eine undurchlässige Metallwand. — Der gleiche Versuch gelingt in der Optik. Nur muß man lange, unsichtbare, ultrarote Wellen benutzen ( $\lambda \approx 100 \mu$ ). Für die kleinen Wellen des sichtbaren Lichtes ( $\lambda \approx 0,5 \mu$ ) kann man keine Drahtgitter von hinreichender Feinheit herstellen.

Die hier beschriebenen Versuche haben nur einen Anfang gebildet. Eine großartige Entwicklung ist gefolgt. Heute behandelt man z. B. sichtbares Licht als elektrische Wellen mit Wellenlängen zwischen  $0,8$  und  $0,4 \mu$ . Die Feldstärke  $\mathcal{E}$  beträgt in hellem Sonnenschein einige  $100 \text{ Volt/m}$ . Bei Dunkeladaptation begnügt sich unser Auge mit einer Strahlungsleistung von etwa  $2 \cdot 10^{-17} \text{ Watt}$  (Pupillenfläche  $\approx 0,5 \text{ cm}^2$  gesetzt). Das Auge braucht also den Vergleich mit den vollkommensten technischen Rundfunkempfängern nicht zu scheuen (vgl. S. 260).

Dieser kurze Überblick muß genügen. Er zeigt noch einmal die zentrale Bedeutung des elektrischen Feldes für unsere Naturerkenntnis.

§ 156. Eine historische Notiz soll dies Kapitel der elektrischen Wellen beschließen. Die Abb. 491 zeigt uns einen Versuch von ALOYSIUS GALVANI aus dem Jahre 1791. Man sieht links und rechts zwei Drähte. Beide sind in der Mitte unterbrochen. Rechts wird in dieser Unterbrechungsstelle mit einer beliebigen Elektriziermaschine ein Funke erzeugt, links wird die Unterbrechungsstelle mit dem Nerven eines Froschschenkels überbrückt. Bei jedem Funkenschlag zuckt der Froschschenkel weithin sichtbar zusammen. Das ist unzweifelhaft der Grundversuch der drahtlosen Telegraphie, die Übertragung mechanischer Zeichen mit Hilfe elektrischer Wellen. Nichts hat gefehlt. GALVANI hat selbst die atmosphärischen Störungen festgestellt. Er hat seine Antenne vom Dach des Hauses zum Brunnen geführt und bei jedem fernen Blitz ein Zucken des Froschschenkels

beobachtet. Sicher sind das Bein eines Frosches und ein moderner Radioempfänger äußerlich recht verschieden. Aber hier in der Antenne wirken sie grundsätzlich gleich. Bei einer physikalischen Betrachtungsweise kommt es immer nur auf das Wesen an, nie auf die Äußerlichkeiten der wechselnden Ausführungsform. — An sich hätte die Erfindung der elektrischen Telegraphie mit ihrer drahtlosen Form anfangen können. Aber die geschichtliche Entwicklung ist anders gelaufen. GALVANIS Versuche haben zunächst zu einer für die Physik noch viel bedeutungsvolleren Erfindung geführt, nämlich zur Schaffung der chemischen Stromquellen, der Elemente. (A. VOLTA, 1800.) Mit der Erfindung der Elemente beginnt das heroische Zeitalter der elektrischen Forschung: Zunächst klärt sich der Begriff des elektrischen Stromes (Wärmewirkung, Elektrolyse). Dann kommen die ganz großen Ereignisse: Mit Hilfe der Elemente entdeckt H. CH. ØRSTED 1820 die Verknüpfung des Magnetfeldes mit dem elektrischen Strom, entdeckt MICHAEL FARADAY 1832 das Induktionsgesetz und schafft uns GEORG SIMON OHM die Grundlagen unserer heutigen elektrischen Meßtechnik (1826/27).

## XVI. Das Relativitätsprinzip als Erfahrungstatsache.

§ 157. Gleichwertige und ausgezeichnete Bezugssysteme in der Mechanik und Akustik. Unsere Fahrzeuge bieten mannigfache Gelegenheit, physikalische Beobachtungen in einem bewegten Bezugssystem anzustellen. Am häufigsten handelt es sich dabei um Vorgänge mechanischer Art, vor allem bei der Bewegung unseres Körpers und seiner Gliedmaßen. Bei solchen Beobachtungen lernen wir einen höchst merkwürdigen Sonderfall kennen: Er betrifft das geradlinig mit konstanter Geschwindigkeit bewegte Bezugssystem (Fahrzeug). In diesem verläuft das mechanische Geschehen genau wie auf dem festen Erdboden, von der Bewegung des Bezugssystems (Fahrzeuges) ist nicht das geringste zu spüren. Mit leidlicher Näherung können wir diesen Sonderfall schon auf Eisenbahnfahrten verwirklicht finden. Dann können wir, bei verhüllten Fenstern aus dem Schlafe erwachend, trotz angestrebter Aufmerksamkeit nicht die Fahrtrichtung des Zuges feststellen, nicht vorwärts und rückwärts unterscheiden. Sehr viel eindrucksvoller aber gestaltet sich die gleiche Beobachtung auf einem Schiff mit lautloser Maschine und gerader Fahrt auf glatter See. Hier kann man im Innern eines geschlossenen Raumes auf keine Weise feststellen, ob das Schiff fährt oder stillliegt: Das geradlinig mit konstanter Geschwindigkeit bewegte Bezugssystem ist dem ruhenden vollständig gleichwertig.

Ganz andere Erfahrungen hingegen machen wir auf dem freien Deck des Schiffes. Dort herrscht Wind. Der Wind kann schon bei ruhendem Schiff vorhanden sein oder von der Fahrt des Schiffes herrühren. Der Einfachheit halber soll fortan die Windrichtung mit der Fahrtrichtung des Schiffes zusammenfallen (Achterwind).

Der Wind beeinflusst alle unsere mechanischen Beobachtungen. Wir beschreiben drei Beispiele, jedoch ohne Einzelheiten der experimentellen Ausführung.

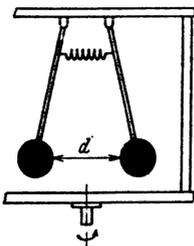


Abb. 492. Zur Winkelabhängigkeit des Abstandes zweier Kugeln auf dem Verdeck eines Schiffes. Der Wind ändert den Abstand beider Kugeln mit aerodynamischen Kräften.

1. In Abb. 492 sind zwei Kugeln mit Gelenkstangen an einem Galgen aufgehängt und durch eine Schraubenfeder in einem gewissen Abstand  $d$  gehalten. Der Experimentiertisch ist um die vertikale Achse drehbar. Dadurch kann der Winkel  $\varphi$  zwischen der Verbindungslinie  $d$  der Kugeln und der Fahrtrichtung des Schiffes geändert werden. Die Beobachtungen ergeben eine erhebliche Abhängigkeit des Kugelabstandes  $d$  vom Winkel  $\varphi$ . Der Abstand ist am kleinsten, wenn  $d$  zur Fahrtrichtung senkrecht steht, am größten, wenn er mit ihr zusammenfällt. Die Abb. 493 erklärt diese Abstandsänderungen mit den aus dem Mechanikband geläufigen Stromlinienbildern.

2. Wir messen die Schallgeschwindigkeit durch gleichzeitige Beobachtungen von Laufweg und Laufzeit (Knall und Lichtblitz beim Sender, Stoppuhr beim Empfänger, vgl. Mechanikband § 117). Wir finden eine erhebliche Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit  $c'$  vom Winkel  $\varphi$  zwischen der Beobachtungsrichtung und der Fahrtrichtung des Schiffes. Das Ergebnis ist in Abb. 494 dar-

gestellt. Man deutet es durch eine Überlagerung der Schallgeschwindigkeit  $c$  in ruhender Luft mit der Relativgeschwindigkeit  $u$  zwischen Luft und Schiff (Bezugssystem).

3. Wir lassen einen Schallwellenzug im Abstände  $l$  vor der Schallquelle  $S'$  durch einen Spiegel reflektieren und zur Schallquelle  $S'$  zurückkehren (Abb. 495). Wir messen die Wiederkehrzeit des Schalles für verschiedene Winkel  $\varphi$  zwischen Schallweg und der Längsrichtung des Schiffes. Im ersten Fall sei  $\varphi = 0^\circ$ . Der Schall laufe also in der Längsrichtung des Schiffes. Der Schall braucht (vgl. Abb. 494) für Hin- und Rückweg zusammen die Zeit

$$t'_1 = \frac{l}{c+u} + \frac{l}{c-u} = \frac{2l}{c} \left( 1 + \frac{u^2}{c^2} + \dots \right). \quad (210)$$

Im zweiten Falle stellen wir die Laufrichtung des Schalles quer zur Fahrtrichtung des Schiffes (Bezugssystem), also  $\varphi = 90^\circ$ . Der Schall braucht für Hin- und Rückweg zusammen die Zeit

$$t'_2 = \frac{2l}{\sqrt{c^2 - u^2}} = \frac{2l}{c} \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{u^2}{c^2} + \dots \right). \quad (211)$$

Der in der Fahrtrichtung laufende Schallwellenzug kehrt also später zurück als der quer zur Fahrtrichtung laufende. Seine Verspätung beträgt

$$t'_1 - t'_2 = \frac{l}{c} \frac{u^2}{c^2}, \quad (212)$$

d. h. sie ist gleich dem Bruchteil  $u^2/c^2$  der halben Wiederkehrzeit  $l/c$  bei ruhendem Schiff.

Diesen und allen ähnlichen Versuchen an Deck eines fahrenden Schiffes („im bewegten Bezugssystem“) ist ein wesentliches Merkmal gemeinsam: Das Ergebnis der Messungen hängt ab vom Winkel  $\varphi$  zwischen der Beobachtungsrichtung und der Fahrtrichtung des Schiffes. Es ändert sich mit der Orientierung des „drehbaren Experimentiertisches“ und legt eine „Vorzugsrichtung“ fest. Diese Winkelabhängigkeit hat in allen Fällen den gleichen Grund. Sie ist eine Folge des „Windes“, entsteht also durch eine Relativgeschwindigkeit  $u$  zwischen Luft und Schiff. Dann wird aber ein einziges Bezugssystem vor allen übrigen ausgezeichnet. Sein Kennzeichen ist  $u = 0$ , d. h. Luft und Schiff (Bezugssystem) sind relativ zueinander in Ruhe. In diesem ausgezeichneten Bezugssystem fehlt jegliche Winkelabhängigkeit der oben beschriebenen mechanischen und akustischen Beobachtungen. Es gibt keine Vorzugsrichtung mehr. So breitet sich z. B. der Schall nicht asymmetrisch wie in Abb. 494 aus, sondern allseitig kugelsymmetrisch um den Sender herum.

Dies ausgezeichnete, relativ zur Luft ruhende Bezugssystem gibt die gesamten Beobachtungen in ihrer einfachsten Form, frei von der verwickelten Winkelabhängigkeit. Die so in Luft gewonnenen Meßergebnisse lassen sich hinterher

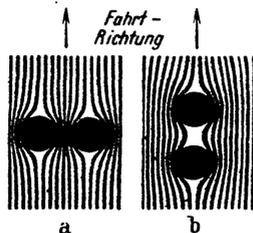


Abb. 493. Zur Deutung des Versuchs in Abb. 492. Im Fall a haben die Stromlinien der Luft zwischen den Kugeln kleineren, im Falle b größeren Abstand voneinander als im ungestörten Strömungsbereich. Infolgedessen ist der Luftdruck zwischen den Kugeln bei a kleiner, bei b größer als in ruhender Luft. Bei a gibt es eine „Anziehung“, bei b eine „Abstoßung“ der Kugeln.

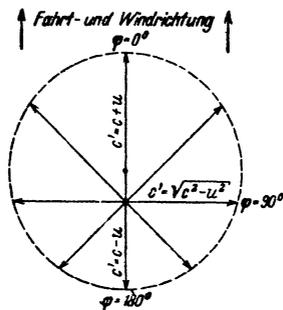


Abb. 494. Auf dem Verdeck eines Schiffes mit Rückenwind gemessen, zeigt die Schallgeschwindigkeit eine hier mit Polarkoordinaten dargestellte Winkelverteilung.  $c$  ist die Schallgeschwindigkeit in ruhender Luft ( $= 340$  m/sek),  $u$  ist die Relativgeschwindigkeit zwischen der Luft und dem Schiff.

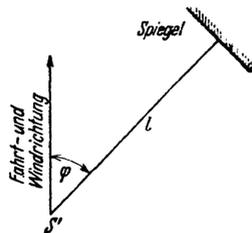


Abb. 495. Messung der Wiederkehrzeit des Schalles an Deck eines fahrenden Schiffes unter verschiedenen Schallrichtungen  $\varphi$ .

unschwer für einen Beobachter in einem bewegten Bezugssystem (also  $u \neq 0$ ) umformen. Dazu hat man nur die Lagekoordinaten  $x, y, z$  durch neue  $x', y', z'$  zu ersetzen, nicht aber die Zeit  $t$ . Wir denken uns der Einfachheit halber die  $x$ - und  $x'$ -Richtung mit der Richtung der Geschwindigkeit  $u$  zusammenfallend. Dann gilt für den Beobachter im bewegten Bezugssystem

$$\left. \begin{aligned} x' &= x \pm ut; \\ y' &= y; \quad z' = z; \quad t' = t. \end{aligned} \right\} \quad (213)$$

Das sind die sog. „GALILEI-Umformungen“. Ihr Kennzeichen ist die Umformung nur der Längen-, nicht aber der Zeitangaben.

Aus Gleichung (213) folgt durch Differentiation nach der Zeit

$$\dot{x}' = \dot{x} \pm u. \quad (214)$$

Oder angewandt auf die Schallgeschwindigkeit  $c'$  in der Längsrichtung  $x$  des Schiffes in Abb. 494

$$c' = c \pm u. \quad (215)$$

**§ 158. Einflußlosigkeit der Erdbahnbewegung auf mechanische Beobachtungen.** Gegen unsere Beobachtungen in geschlossenen Räumen auf Fahrzeugen läßt sich ein Einwand erheben: Er betrifft die geringe Größe der Geschwindigkeit selbst unserer schnellsten Fahrzeuge. Anders könnte der Fall bei der Bewegung der Erde in ihrer Bahn liegen. Diese setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: Erstens aus dem Umlauf der Erde um die Sonne und zweitens aus der Bewegung des Sonnensystems gegenüber dem Fixsternsystem. Vom Fixsternsystem aus gesehen kann man die Bahn der Erde in jedem Augenblick als geradlinig auffassen. Doch wechselt Größe und Richtung der Geschwindigkeit mit der Jahreszeit. Nach astronomischen Beobachtungen kann die Geschwindigkeit Werte bis zu mindestens  $3 \cdot 10^4$  m/sek erreichen. Aber auch diese große Geschwindigkeit macht sich in keiner unserer mechanischen Beobachtungen bemerkbar. Man findet zu keiner Jahreszeit eine „Vorzugsrichtung“, also nie eine Abhängigkeit der Meßergebnisse von der „Orientierung des drehbaren Experimentiertisches“. Die Erdbahnbewegung<sup>1)</sup> im Fixsternsystem entzieht sich trotz ihrer beträchtlichen Geschwindigkeit jeder Beobachtung mit mechanischen Hilfsmitteln.

**§ 159. Elektrische Erscheinungen in bewegten Bezugssystemen.** Die eben in der Mechanik gefundene experimentelle Tatsache kann kaum überraschen. Es fehlt doch bei Beobachtungen in geschlossenen Fahrzeugen oder auch bei der Erde als Fahrzeug jedes Analogon zum „Wind“, diesem wesentlichen Vorgang bei den Beobachtungen an Deck eines fahrenden Schiffes.

Günstiger scheinen die Aussichten im Gebiet der elektrischen Erscheinungen. Diese spielen sich zwischen den Körpern ab. Die elektrischen und magnetischen Felder befinden sich zwischen den Körpern. Sie haben eine hohe, aber endliche Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c$ , ihre Größe stimmt mit der des Lichtes ( $3 \cdot 10^8$  m/sek) überein. Ein elektrischer Wellenzug kann einen Körper verlassen und erst nach langer Laufzeit einen zweiten erreichen. Während dieser Laufzeit befindet er sich, ähnlich einem Schallwellenzug, irgendwo zwischen den Körpern. So kann man wohl bei elektrischen Vorgängen in bewegten Bezugssystemen ähnliche Erscheinungen erwarten wie bei mechanischen und akustischen Beobachtungen an Deck eines Schiffes. Was ergeben die Experimente?

<sup>1)</sup> Wir sprechen hier nicht von der Achsdrehung der Erde gegenüber dem Fixsternsystem. Diese läßt sich wie jede beschleunigte Bewegung durch Trägheitskräfte nachweisen, z. B. die Corioliskraft beim FOUCAULTSchen Pendelversuch (Mechanikband § 67).

Bei allen Versuchen über Induktionsvorgänge hängt das beobachtete Ergebnis<sup>1)</sup> nur von Relativbewegungen ab, diese Tatsache ist uns aus § 56 bekannt. Das gleiche gilt für alle übrigen elektrischen Versuche: Sie alle verlaufen z. B. in Fahrzeugen mit konstanter Geschwindigkeit auf gerader Bahn genau wie im ruhenden Laboratorium. Doch besagen solche Erfahrungen nicht allzuviel. Die Geschwindigkeit  $u$  unserer schnellsten Fahrzeuge ist klein gegenüber der Ausbreitungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes. Somit kommt für entscheidende Versuche auch hier nur die Erde als „Fahrzeug“ in Betracht. Es handelt sich dabei um die Frage: Läßt irgendein elektrischer Versuch auf einem drehbaren Experimentiertisch eine Vorzugsrichtung erkennen? Hängen die Meßergebnisse von der Orientierung der Apparate ab?



Abb. 496. Versuch von Trouton und Noble, um eine Abhängigkeit der Kondensatorenergie von der Orientierung festzustellen. Schematisch.

Bei der Auswahl geeigneter Versuche kommt es nur auf einen einzigen Punkt an, eine möglichst viele Dezimalen erfassende Meßgenauigkeit. Wir geben drei Beispiele, und zwar wiederum ohne versuchstechnische Einzelheiten.

1. In Abb. 496 hängt ein geladener Plattenkondensator an einem Galgen. Die Energie seines elektrischen Feldes ist

$$W = \frac{1}{2} q \cdot U \quad \text{Gl. (31) v. S. 43}$$

( $W$  in Wattsekunden, Ladung  $q$  in Amperesekunden, Spannung  $U$  in Volt).

Ändert sich dieser Energiebetrag mit der Orientierung der elektrischen Feldlinien gegenüber der Erdbahn? — Bejahendenfalls müßte die Energieänderung ein Drehmoment  $\mathfrak{M}$  erzeugen und den Aufhängefaden verdrillen. Es müßte gelten

$$\frac{\partial W}{\partial \varphi} = \mathfrak{M} \quad (216)$$

( $W$  in Wattsekunden,  $\varphi$  im Bogenmaß,  $\mathfrak{M}$  in Großdynmeter).

Eine Verdrillung des Aufhängefadens oder Drehung des Kondensators gegenüber dem Experimentiertisch kann mit Spiegel und Lichtzeiger gemessen werden. Das Ergebnis dieser Versuche war zu allen Jahreszeiten negativ. Nie ließ sich eine Vorzugsrichtung auffinden. Die Energie des Kondensators, also das Produkt  $q \cdot U$ , bleibt mindestens bis in die 10. Dezimale hinein von der Orientierung des Feldes zur Erdbahn unabhängig (FR. T. TROUTON und H. R. NOBLE, R. TOMASCHEK).

2. Man stellt zwei Plattenkondensatoren mit ihren Platten senkrecht zum Experimentiertisch, die Feldlinien beider Kondensatoren senkrecht zueinander. Man vergleicht die Kapazität beider Kondensatoren nach irgendeiner empfindlichen Nullmethode bei verschiedener Orientierung ihrer Feldlinien zur Erdbahn. Auch dieser Versuch ergibt keinen Einfluß der Orientierung. Er läßt zu keiner Jahreszeit eine Vorzugsrichtung erkennen. Man findet die Kapazität eines Kondensators, also das Verhältnis  $q/U$  auf mindestens 9 Dezimalen von der Orientierung der Feldlinien zur Erdbahn unabhängig (W. BÜNGER).

3. Man mißt den Widerstand eines stabförmigen Leiters, also das Verhältnis  $U/I$ , für verschiedene Orientierungen seiner Längsrichtung zur Erdbahn. Wieder fehlt eine Vorzugsrichtung. Das Verhältnis  $U/I$  ist bis in die zehnte Dezimale hinein von der Orientierung des Leiters zur Erdbahn unabhängig.

<sup>1)</sup> Aber nicht die Deutung! Vgl. § 160.

Somit lehrt uns die Erfahrung: Elektrische Präzisionsmessungen sind selbst bei Einbeziehung der neunten und zehnten Dezimale von der Orientierung der Apparate zur Erdbahn unabhängig. Die Bewegung der Erde gibt sich in elektrischen Messungen durch keinerlei Vorzugsrichtung zu erkennen. Die aus diesen Messungen hergeleiteten MAXWELLSchen Gleichungen gelten für jede Orientierung der Felder zur Erdbahn. Die Proportionalitätsfaktoren dieser Gleichungen, die Influenzkonstante  $\epsilon_0$  und die Induktionskonstante  $\mu_0$ , sind mindestens bis zur neunten Dezimale von der Orientierung der Felder unabhängig.

Diese Aussage ist einer weiteren Nachprüfung zugänglich. Nach S. 250 ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektrischen Felder

$$(\epsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}} = c. \quad (101)$$

Folglich sollte auch die Messung von  $c$  keinerlei Abhängigkeit von der Orientierung des Meßweges zur Erdbahn zeigen.

$c$ , die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elektrischen Wellen und des Lichtes, kann auf der Erde nur aus Messungen des „Hin- und Rückweges“ und der

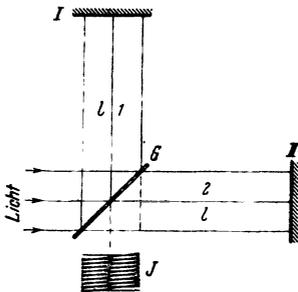


Abb. 497. Vergleich der Wiederkehrzeit des Lichtes in zwei zueinander senkrechten Richtungen. (Lichtweg  $2l = 60$  m, also Wiederkehrzeit  $2l/c = 2 \cdot 10^{-7}$  sek. Lichtwellenlänge  $\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$  m.)

„Wiederkehrzeit“ bestimmt werden. Ändert sich die Wiederkehrzeit mit der Richtung des Lichtweges? Zur Beantwortung dieser Frage dient eine von J. C. MAXWELL ersonnene Anordnung. Sie vergleicht die Wiederkehrzeit von zwei zueinander senkrecht verlaufenden Wellenzügen 1 und 2 (Abb. 497). Diese werden durch Aufspaltung eines Wellenzuges an der Glasplatte  $G$  hergestellt, dann an den Spiegeln  $I$  und  $II$  reflektiert und nach ihrer Rückkehr bei  $J$  zur Überlagerung gebracht. Die vordersten Enden der beiden rückkehrenden Wellenzüge sind in üblicher Weise dargestellt. Sie veranschaulichen die Ausbildung von Interferenzstreifen im Beobachtungsgebiet  $J$  (vgl. Optikband, Abb. 138 u. 179). Jede Verspätung des einen Wellenzuges gegenüber dem anderen muß sich in einer Verschiebung der Interferenzstreifen äußern. Man hat daher den Apparat mit seinen beiden Lichtwegen auf einen „drehbaren Experimentiertisch“ gesetzt und dann bei verschiedenen Orientierungen beobachtet. Zu keiner Jahreszeit gab ein Wechsel der Orientierung eine Änderung der Wiederkehrzeit auch nur um den  $10^{-10}$ ten Teil ihres Betrages. Also ist die Wiederkehrzeit des Lichtes bis auf mindestens zehn Dezimalen von der Orientierung des Lichtweges zur Erdbahn unabhängig (ALBERT A. MICHELSON, GEORG JOOS).

Unser Ausgangspunkt war eine mögliche Analogie der elektrischen mit den akustischen Wellen. Für letztere hatten wir oben die Gleichung (212) hergeleitet. Bei der Erdbahnbewegung können wir das Verhältnis  $\frac{u^2}{c^2} = \left(\frac{3 \cdot 10^4}{3 \cdot 10^8}\right)^2 = 10^{-8}$  setzen. Nach dieser Analogie hätten wir schon eine Änderung der Wiederkehrzeit in der achten Dezimale erwarten müssen. Die optischen Messungen der Wellenausbreitung bestätigen also das Ergebnis der elektrischen Präzisionsmessungen: Die Erdbahnbewegung macht sich in physikalischen Beobachtungen auf der Erde durch keinerlei Vorzugsrichtung bemerkbar.

In der Akustik fanden wir ein vor allen übrigen ausgezeichnetes Bezugssystem. Es war durch den Fortfall jeder Vorzugsrichtung gekennzeichnet. Im

In der Akustik fanden wir ein vor allen übrigen ausgezeichnetes Bezugssystem. Es war durch den Fortfall jeder Vorzugsrichtung gekennzeichnet. Im

Gebiet der elektrischen und optischen Erscheinungen gibt es überhaupt keine solche Vorzugsrichtung. Damit entfällt auch die Auszeichnung eines einzelnen Bezugssystemes vor allen übrigen. Oder anders ausgedrückt: Für elektrische und optische Vorgänge sind alle nicht beschleunigten Bezugssysteme gleichwertig. Diese „Relativität“ ist eine durch Präzisionsmessungen aufs beste gesicherte Tatsache.

§ 160. Die LORENTZ-Umformungen. In der Elektrizitätslehre, also dem Gültigkeitsbereich der MAXWELLSchen Gleichungen, sind alle gegeneinander nicht beschleunigten Bezugssysteme gleichwertig. Das war das experimentelle Ergebnis des vorigen Paragraphen. Dies Ergebnis führt auf eine unabwiesbare Folgerung:

Wir wollen im Bereich der MAXWELLSchen Gleichungen von einem Bezugssystem  $(xyz t)$  auf ein zweites  $(x'y'z't')$  übergehen. Dies zweite soll dem ersten gleichgerichtet sein, aber sich gegen das erste mit der konstanten Geschwindigkeit  $u$  bewegen. Für diesen Übergang dürfen wir nicht die GALILEI-Umformungen benutzen. Diese verwandeln uns ja einen kugelsymmetrischen Ausbreitungsvorgang in einen exzentrisch unsymmetrischen (Abb. 494) mit einer ausgesprochenen Vorzugsrichtung. Damit geraten wir in Widerspruch zur Erfahrung! Folglich müssen für die MAXWELLSchen Gleichungen andere Umformungen angewandt werden. Sie sind zuerst von H. A. LORENTZ gefunden und später ihm zu Ehren LORENTZ-Umformungen genannt worden. Sie lauten

für den Übergang von  $x$  nach  $x'$ :

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{x - ut}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}; \\ y' &= y; \quad z' = z; \\ t' &= \frac{t - \frac{u}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}; \end{aligned} \right\} \quad (217)$$

für den Übergang von  $x$  nach  $x$ :

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{x' + ut'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}; \\ y &= y'; \quad z = z'; \\ t &= \frac{t' + \frac{u}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}. \end{aligned} \right\} \quad (218)$$

Die Herleitung der Gleichungen (217) kann auf recht verschiedenen Wegen erfolgen. Alle benutzen den gleichen Ausgangspunkt, nämlich eine Konstanz von  $\epsilon_0$  und  $\mu_0$  oder der Lichtgeschwindigkeit  $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-\frac{1}{2}}$ . Man findet Herleitungen in allen Lehrbüchern der theoretischen Physik.

Kürzer kann man sich durch Einsetzen der „gestrichenen“ Koordinaten in die MAXWELLSchen Gleichungen [(79) v. S. 76 und (88) v. S. 81] von der Brauchbarkeit der LORENTZ-Umformungen (217) überzeugen. Man findet für beide Systeme die gleiche Gestalt der MAXWELLSchen Gleichungen. Dabei bekommt man mit der Kürzung  $\alpha = (1 - u^2/c^2)^{-\frac{1}{2}}$  für die wichtigsten Feldgrößen folgende Beziehung zwischen den Angaben der Beobachter in beiden Systemen:

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}'_x &= \mathcal{E}_x; \quad \mathcal{H}'_x = \mathcal{H}_x; \\ \mathcal{E}'_y &= \alpha (\mathcal{E}_y + \mu_0 u \mathcal{H}_z); \\ \mathcal{E}'_z &= \alpha (\mathcal{E}_z - \mu_0 u \mathcal{H}_y); \\ \mathcal{H}'_y &= \alpha (\mathcal{H}_y - \epsilon_0 u \mathcal{E}_z); \\ \mathcal{H}'_z &= \alpha (\mathcal{H}_z + \epsilon_0 u \mathcal{E}_y). \end{aligned} \right\} \quad (219)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{E}_x &= \mathcal{E}'_x; \quad \mathcal{H}_x = \mathcal{H}'_x; \\ \mathcal{E}_y &= \alpha (\mathcal{E}'_y - \mu_0 u \mathcal{H}'_z); \\ \mathcal{E}_z &= \alpha (\mathcal{E}'_z + \mu_0 u \mathcal{H}'_y); \\ \mathcal{H}_y &= \alpha (\mathcal{H}'_y + \epsilon_0 u \mathcal{E}'_z); \\ \mathcal{H}_z &= \alpha (\mathcal{H}'_z - \epsilon_0 u \mathcal{E}'_y). \end{aligned} \right\} \quad (220)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{Energie: } W &= \alpha W' \\ \text{Ladung: } q &= q' \end{aligned} \right\} \quad (221)$$

$\mathcal{H}$  in Ampere/m,  $\mathcal{E}$  in Volt/m,  $u$  und  $c$  in m/Sek,  $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12}$  Amperesek/Volt Meter,  $\mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6}$  Voltsek/Ampere Meter,  $W$  in Wattsekunden,  $q$  in Amperesekunden.

Beide Seiten der Gleichungen beschreiben das gleiche physikalische Geschehen, z. B. die Abstandsänderung zwischen einer Feld- und einer Induktionsspule, die eine Seite nach Angaben des im  $x$ -System ruhenden Beobachters, die andere nach Angaben des im  $x'$ -System ruhenden.

Die LORENTZ-Umformungen enthalten die GALILEI-Umformungen der klassischen Mechanik als Grenzfall für den Bereich kleiner Geschwindigkeiten. Für kleine Werte von  $u/c$  gehen die Gleichungen (217) in die Gleichungen (213) über.

Die Lorentz-Umformungen erfassen nicht nur die Längen-, sondern auch die Zeitangaben beim Übergang von einem Bezugssystem zum anderen. Das ist ihr wesentliches Merkmal. Sie setzen sich damit über einen alten Glaubenssatz hinweg: Sie leugnen die Existenz einer für alle Beobachter und Bezugssysteme verbindlichen „Normaluhr“. Sie bestreiten nicht die Brauchbarkeit dieses Dogmas für die praktischen Zwecke des täglichen Lebens. Sie verhindern nur seine unzulässige Ausdehnung auf den neuen Erfahrungsbereich sehr großer, der des Lichtes vergleichbarer Geschwindigkeiten.

In diesem Bereich ist uns schon früher eine höchst rätselhafte Tatsache begegnet, eine Abhängigkeit der Elektronenmasse  $m$  von der Geschwindigkeit  $u$ . Sie ließ sich damals empirisch durch die Gleichung

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \quad \text{Gl. (226) v. S. 236}$$

darstellen. Jetzt können wir diese Tatsache mit Hilfe der LORENTZ-Umformungen in bekannte Zusammenhänge einordnen. Dabei verlassen wir den ursprünglichen Anwendungsbereich der LORENTZ-Umformungen, das Gebiet der MAXWELLSchen Gleichungen, und übertragen die Umformungen auf die Grundgleichungen der Mechanik. Eine Begründung dieses Überganges und einige ebenso weitgehende wie fruchtbare Folgerungen aus ihm verdankt man A. EINSTEIN.

Selbstverständlich läßt sich dieser Übergang nicht ohne neue Annahmen durchführen, und über deren Berechtigung kann nachträglich allein die Erfahrung entscheiden. So kann man beispielsweise folgendermaßen zu Gleichung (226) gelangen:

1. Man benutzt zwei Bezugssysteme  $x$  und  $x'$ . Ihre Geschwindigkeit gegeneinander sei  $u_r$ . In diesen Systemen mißt man für den gleichen Massenpunkt die Geschwindigkeiten  $u$  und  $u'$ . Dann berechnet man mit zweimaliger Differentiation aus den LORENTZ-Umformungen (217) und (218) die (von  $u_r$  freie) Beziehung

$$\frac{du}{dt} = \frac{du'}{dt'} \cdot \left( \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u_r^2}{c^2}}} \right)^3 \quad (222)$$

2. Man macht die entscheidende Annahme: Die Kräfte sollen in beiden Systemen gleich groß gemessen werden, und im Grenzfall kleiner Geschwin-

digkeiten soll in beiden Systemen die Grundgleichung der Mechanik

$$\text{Kraft} = \text{Masse} \times \text{Beschleunigung}$$

gelten. Demgemäß schreibt man

$$\frac{m_0 \frac{du}{dt}}{\left(\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}\right)^3} = \frac{m_0 \frac{du'}{dt'}}{\left(\sqrt{1 - \frac{u'^2}{c^2}}\right)^3}. \quad (223)$$

3. Man integriert in jedem System nach seiner eigenen Zeit und berechnet dadurch für beide Systeme die im folgenden eingeklammerten Impulse

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{m_0 u}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \right) = \frac{d}{dt'} \left( \frac{m_0 u'}{\sqrt{1 - \frac{u'^2}{c^2}}} \right) \quad \text{oder} \quad \frac{d}{dt} (mu) = \frac{d}{dt'} (m'u'). \quad (224)$$

Die durch diese Impulse definierten Massen<sup>1)</sup>  $m$  und  $m'$  hängen also in beiden Systemen in gleicher Weise wie in Gleichung (226) von der Geschwindigkeit in diesen Systemen ab.

Schon früher (S. 228) hatten wir aus Gleichung (226) die Gleichung

$$W = m_0 c^2 \quad \text{oder} \quad \frac{W}{c^2} = m_0 \quad (227)$$

hergeleitet. Diese „Äquivalenz“ von Energie und Masse war damals aber nur für die Masse der Elektronen gefunden. Im Rahmen des Relativitätsprinzips erfährt sie eine großartige Verallgemeinerung, eine Ausdehnung auf Massen aller Art.

Die ganze Tragweite dieser Verallgemeinerung kommt erst in der Kernchemie zur vollen Geltung. Dies Kapitel sollte lediglich den innigen Zusammenhang zwischen dem Relativitätsprinzip und dem Erfahrungsinhalt der MAXWELLSchen Gleichungen, also dem Kernstück unserer heutigen Elektrizitätslehre, klarstellen. So zeigt sich am sinnfälligsten das Relativitätsprinzip in seiner wahren Natur, nämlich als eine Tatsache der Erfahrung. — Theorien können und gehen, Tatsachen bleiben.

<sup>1)</sup> Daher nennt man in Gleichung (226)  $m$  die „Impuls­masse“ zur Unterscheidung von der „Ruh­masse“  $m_0$ .

Umrechnungstafel.

Der Zahlenwert der Größe	in der symmetrischen Schreibweise von GAUSS definiert durch die Beziehung	und gemessen in	ist zu multiplizieren mit	um seinen Wert für die Formeln dieses Buches zu erhalten mit der Definitionsgleichung	in der Einheit
Elektrischer Strom $I$	$I = - \frac{dq}{dt}$	$\text{cm}^{3/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-2}$	$3,336 \cdot 10^{-10}$	Grundgröße	Ampere
Elektrische Spannung $U$	$U = \int \mathcal{E} ds$	$\text{cm}^{3/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-1}$	$2,997 \cdot 10^3$	Grundgröße	Volt
Elektrische Feldstärke $\mathcal{E}$	$\mathcal{E} = \mathcal{R}/q$	$\text{cm}^{-1/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-1}$	$2,997 \cdot 10^4$	$U = \int \mathcal{E} ds$	Volt/meter
Elektrische Ladung $q$ (felderzeugende und infundierende)	$\mathcal{R} = q^2/R^2$	$\text{cm}^{3/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-1}$	$3,336 \cdot 10^{-10}$	$q = \int Idt$	Amperesekunden
Verschiebungsdichte im Vakuum $\mathcal{D}$	$\mathcal{D} = \mathcal{E}$	$\text{cm}^{-1/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-1}$	$2,655 \cdot 10^{-7}$	$\mathcal{D} = q/F = \epsilon_0 \mathcal{E}$	Amperesek/m <sup>2</sup>
Verschiebungsdichte $\mathcal{D}_m$	$\mathcal{D}_m = \epsilon \mathcal{E}$	$\text{cm}^{-1/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-1}$	$2,655 \cdot 10^{-7}$	$\mathcal{D}_m = \epsilon \mathcal{D}$	Amperesek/m <sup>2</sup>
Elektrisierung $\mathcal{P}$	$\mathcal{P} = (\mathcal{D}_m - \mathcal{E})/4\pi$	$\text{cm}^{-1/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-1}$	$3,336 \cdot 10^{-6}$	$\mathcal{P} = \mathcal{D}_m - \mathcal{D}$	Amperesek/m <sup>2</sup>
Elektrisches Moment $\mathcal{M}$	$\mathcal{M} = \int \mathcal{P} dV = ql$	$\text{cm}^{3/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-1}$	$3,336 \cdot 10^{-13}$	$\mathcal{M} = \int \mathcal{P} dV = ql$	Amperesekundenmeter
Molekulare elektrische Polarisierbarkeit $\alpha$	$\alpha = w/\mathcal{E} = \mathcal{P}/N_0 \mathcal{E}$	$\text{cm}^3$	$1,113 \cdot 10^{-16}$	$\alpha = w/\mathcal{E} = \mathcal{P}/N_0 \mathcal{E}$	Amperekunde · meter Volt/meter
Elektrische Suszeptibilität $\xi$	$\xi = \mathcal{P}/\mathcal{E} = (\epsilon - 1)/4\pi$	Zahl	12,57	$\xi = \mathcal{P}/\mathcal{D} = \epsilon - 1$	Zahl
Elektrischer Fluß $\Omega$	$\Omega = \int \mathcal{D}_m dF = 4\pi q$	$\text{cm}^{3/2} \text{g}^{1/2} \text{sec}^{-1}$	$2,655 \cdot 10^{-11}$	$\Omega = \int \mathcal{D}_m dF = q$	Amperesekunden
Kapazität $C$	$C = q/U$	cm	$1,113 \cdot 10^{-13}$	$C = q/U$	Amperesek/Volt = Farad
Elektrischer Widerstand $R$	$R = U/I$	$\text{cm}^{-1} \text{sec}$	$8,982 \cdot 10^{11}$	$R = U/I$	Volt/Ampere = Ohm
Spezifischer elektrischer Widerstand $\sigma$	$\sigma = RF/l$	sec	$8,982 \cdot 10^9$	$\sigma = RF/l$	Ohm · meter

Spezifische elektrische Leitfähigkeit $\kappa$	$\kappa = 1/\sigma = l/RF$	sec <sup>-1</sup>	$1,113 \cdot 10^{-10}$	$\kappa = 1/\sigma = l/RF$	Ohm <sup>-1</sup> · meter <sup>-1</sup>
Reduzierte spezifische Leitfähigkeit $\frac{\kappa}{c}$	$\frac{\kappa}{\text{Konzentration}}$	$\frac{\text{sec}^{-1}}{\text{Mol/cm}^3}$	$1,113 \cdot 10^{-18}$	$\frac{\kappa}{\text{Konzentration}}$	$\frac{\text{Ohm}^{-1} \cdot \text{meter}^{-1}}{\text{Kilomol/m}^3}$
Elektrische Energie $W$	$W = qU = \frac{1}{8\pi} \int \mathfrak{D}_m dV$	cm <sup>3</sup> g sec <sup>-2</sup> = erg	$9,997 \cdot 10^{-8}$	$W = qU = \frac{1}{2} \int \mathfrak{D}_m dV$	Voltamperesek. = Wattsek.
Elektrische Leistung $\dot{W}$	$\dot{W} = UI$	cm <sup>2</sup> g sec <sup>-3</sup>	$9,997 \cdot 10^{-8}$	$\dot{W} = UI$	Voltampere = Watt
Magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$	$\oint \mathfrak{H} ds = 4\pi I/c$	cm <sup>-1/2</sup> g <sup>1/2</sup> sec <sup>-1</sup> = Oersted	79,59	$\oint \mathfrak{H} ds = I$	Ampere/meter
Kraftfluß $\Phi$	$\Phi = \int \mathfrak{B}_m dF = 4\pi p$	cm <sup>3/2</sup> g <sup>1/2</sup> sec <sup>-1</sup> = Maxwell	$9,996 \cdot 10^{-9}$	$\Phi = \int U_{\text{ind}} dt$	Voltsekunde
Kraftflußdichte im Vakuum $\mathfrak{B}$	$\mathfrak{B} = \mathfrak{H}$	cm <sup>-1/2</sup> g <sup>1/2</sup> sec <sup>-1</sup> = Gauß	$9,996 \cdot 10^{-9}$	$\mathfrak{B} = \Phi/F = \mu_0 \mathfrak{H}$	Voltsek/m <sup>2</sup>
Kraftflußdichte $\mathfrak{B}_m$	$\mathfrak{B}_m = \mu \mathfrak{H}$	cm <sup>-1/2</sup> g <sup>1/2</sup> sec <sup>-1</sup> = Gauß	$9,996 \cdot 10^{-9}$	$\mathfrak{B}_m = \mu \mathfrak{H}$	Voltsek/m <sup>2</sup>
Magnetisierung $\mathfrak{S}$	$\mathfrak{S} = (\mathfrak{B}_m - \mathfrak{H})/4\pi$	cm <sup>-1/2</sup> g <sup>1/2</sup> sec <sup>-1</sup>	$1,256 \cdot 10^{-9}$	$\mathfrak{S} = \mathfrak{B}_m - \mathfrak{H}$	Voltsek/m <sup>2</sup>
Magnetisches Moment $\mathfrak{M}$	$\mathfrak{M} = \int \mathfrak{S} dV = nFI/c$	cm <sup>3/2</sup> g <sup>1/2</sup> sec <sup>-1</sup>	$1,256 \cdot 10^{-9}$	$\mathfrak{M} = \int \mathfrak{S} dV = \mu_0 nFI$	Voltsekundenmeter
Molekulare magnetische Polarisierbarkeit $\beta$	$\beta = m/\mathfrak{H} = \mathfrak{S}/N \cdot \mathfrak{H}$	cm <sup>3</sup>	$1,578 \cdot 10^{-11}$	$\beta = m/\mathfrak{H} = \mathfrak{S}/N \cdot \mathfrak{H}$	Voltsek. meter Ampere/meter
Magnet. Suszeptibilität $\kappa$	$\kappa = \mathfrak{S}/\mathfrak{H} = (\mu - 1)/4\pi$	Zahl	12,57	$\kappa = \mathfrak{S}/\mathfrak{H} = \mu - 1$	Zahl
Magnetische Polstärke $p$	$\mathfrak{R} = p^2/R^3$	cm <sup>3/2</sup> g <sup>1/2</sup> sec <sup>-1</sup>	$1,256 \cdot 10^{-7}$	$p = \Phi$	Voltsekunden
Selbstinduktionskoeffizient $L$	$L = c\Phi/I$	cm	$9,995 \cdot 10^{-10}$	$L = \Phi/I$	Voltsek./Ampere = Henry
Magnetische Energie $W$	$W = \frac{1}{8\pi} \int \mathfrak{H} \mathfrak{B}_m dV$	cm <sup>3</sup> g sec <sup>-2</sup> = erg	$9,997 \cdot 10^{-8}$	$W = \frac{1}{2} \int \mathfrak{H} \mathfrak{B}_m dV$	Wattsekunden
Kraft $\mathfrak{R}$	$\mathfrak{R} = q \cdot \mathfrak{E} = p \cdot \mathfrak{H}$	cm g sec <sup>-2</sup> = dyn	$9,997 \cdot 10^{-8}$	$\mathfrak{R} = q \cdot \mathfrak{E} = \Phi \cdot \mathfrak{H}$	$\frac{\text{Wattsek./meter}}{= 1,00029 \text{ Gro\ss} \text{dyn.}}$

Vergleichende Übersicht

über Maße und Einheiten im elektrischen und magnetischen Felde bei Benutzung der internationalen Grundeinheiten Meter, Kilogramm, Sek., Volt, Ampere und der zu ihnen gehörigen Einheiten Großdyn = 0,102 Kilopond und Großdyner = Voltampere Sekunde = Voltampere Sekunde (Wattsekunde).

Elektrisches Feld		Magnetisches Feld	
Maß	Einheit	Maß	Einheit
Ladung (Elektrizitätsmenge) $q$	Ampere Sekunde	Kraftfluß (Polstärke, magnetische Menge) $\Phi$	Voltsekunde
Elektrische Spannung $U = \int \mathcal{E} \cdot ds$	Volt	Magnetische Spannung $M = \int \mathcal{H} \cdot ds$	Ampere
Elektrische Feldstärke $\mathcal{E}$	$\frac{\text{Volt}}{\text{meter}}$ = Großdyn meter = Amp. Sek.	Magnetische Feldstärke $\mathcal{H}$	$\frac{\text{Ampere}}{\text{meter}}$ = Großdyn meter = Voltsek.
Flächendichte der im Vakuum induzierten Ladung oder Verschiebungsdichte $\mathcal{D} = \epsilon_0 \mathcal{E}$	Ampere/m <sup>2</sup>	Flächendichte des im Vakuum induzierten Spannungsstoßes oder Kraftflußdichte $\mathcal{B} = \mu_0 \mathcal{H}$	Voltsek/m <sup>2</sup>
Influenzkonstante $\epsilon_0$	$\frac{\text{Ampere Sekunde}}{\text{Volt. meter}}$	Induktionskonstante $\mu_0$	$\frac{\text{Voltsekunde}}{\text{Amperemeter}}$
Elektrischer Verschiebungsstrom $\epsilon_0 \dot{\mathcal{E}} = \dot{\mathcal{D}}$	Ampere	Magnetischer Verschiebungsstrom $\mu_0 \dot{\mathcal{H}} = \dot{\mathcal{B}}$	Volt
Kapazität C	$\frac{\text{Ampere Sekunde}}{\text{Volt}}$	Selbstinduktionskoeffizient L	$\frac{\text{Voltsekunde}}{\text{Ampere}}$
Elektrisches Moment $\mathfrak{M}$	Ampere Sek. meter	Magnetisches Moment $\mathfrak{M}$	Voltsekundenmeter
Energie im Volumen V $W_e = \frac{\epsilon_0}{2} \mathcal{E}^2 V$	Volt. Ampere Sek. = Großdynmeter	Energie im Volumen V $W_m = \frac{\mu_0}{2} \mathcal{H}^2 V$	Voltampere Sekunde = Großdynmeter
Kraft auf die Ladung q im Felde $\mathcal{E}$ $\mathfrak{R} = q \cdot \mathcal{E}$	Großdyn	Kraft auf die Polstärke $\Phi$ im Felde $\mathcal{H}$ $\mathfrak{R} = \Phi \mathcal{H}$	Großdyn
Anziehung zweier Elektroden der Fläche F mit homogenem Felde $\mathfrak{R} = \frac{\epsilon_0}{2} \mathcal{E}^2 F$	Großdyn	Anziehung zweier Pole der Fläche F mit homogenem Felde $\mathfrak{R} = \frac{\mu_0}{2} \mathcal{H}^2 F$	Großdyn
Anziehung zweier Ladungen mit kugelsymmetrischem Felde $\mathfrak{R} = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \cdot \frac{q_1 q_2}{R^2}$	Großdyn	Anziehung zweier Pole mit kugelsymmetrischem Felde $\mathfrak{R} = \frac{1}{4\pi \mu_0} \cdot \frac{\Phi_1 \Phi_2}{R^2}$	Großdyn

### Nachwort: Zur Wahl der Einheiten.

Meine Ablehnung der CGS-Einheiten dürfte heute selbst von seiten der theoretischen Physiker nicht mehr beanstandet werden: ist doch einer ihrer berufensten Vertreter, kein geringerer als ARNOLD SOMMERFELD in München, in seinen Vorlesungen von den Grundlagen der CGS-Systeme abgerückt. SOMMERFELD schreibt: „Die orthodoxe Zahl 3, die den sogenannten absoluten Maß-Systemen zugrunde liegt, konnte so lange verbindlich erscheinen, als man hoffen konnte, die Elektrizität auf Mechanik zurückzuführen. Diese Zeit ist vorüber. Man tut den elektromagnetischen Größen Gewalt an, wenn man sie in das Prokrustesbett der drei Einheiten hineinzwängt.“ Und weiter: Die elektrische Ladung „braucht es sich nicht mehr gefallen zu lassen, zu sich selbst im Verhältnis  $c$  zu stehen“ ( $c$  = Lichtgeschwindigkeit), eine „Aussage, mit der wir Generationen von Studierenden erschreckt haben“ (Phys. Z. **36**, 814, 1935).

Mein eigener Standpunkt in der Einheiten-Frage ist der folgende: Physik wird nicht nur für den engen Kreis der Fachleute getrieben, sondern vor allem zum Nutzen und zur Förderung aller naturwissenschaftlich und technisch Tätigen. Die namenlosen CGS-Einheiten, ihre mystischen Dimensionsangaben und das wirre Durcheinander elektromagnetischer und elektrostatischer Größen erschweren dem Fernerstehenden das Verständnis; dem Lernenden machen sie erfahrungsgemäß viel unfruchtbares Kopfzerbrechen. Dabei bringen sie keinerlei Vereinfachungen für die Schreibweise der Gleichungen. Das zeigt eine vergleichende Übersicht auf S. 276.

Neben den vier Einheiten  $m$ ,  $kg$ ,  $sek$  und  $Grad$  genügt die Einheit *einer* spezifisch elektrischen Größe, nämlich der *Ladung*, gemessen in Amperesekunden = Coulomb. Statt Volt kann man Großdynmeter/Amperesekunde schreiben. Es ist aber unzweckmäßig, die Einheit Volt nicht in den Dimensionsangaben zu belassen. Kapazität = Ladung/Spannung mit der Dimension [Amperesek/Volt] ist leichter verständlich und daher *zweckmäßiger* als die Dimension [Amperesek<sup>2</sup>/Großdynmeter].

Die an die CGS-Systeme gewöhnten Physiker stoßen sich oft an der Anwendung zweier Maßgrößen für die Felder im Vakuum, also  $\mathcal{E}$  und  $\mathcal{D}$  für das elektrische Feld und  $\mathcal{H}$  und  $\mathcal{B}$  für das magnetische Feld. — Selbstverständlich gibt es im Vakuum nur *ein* elektrisches Feld und *ein* magnetisches Feld. Daran wird doch aber durch die Anwendung je *zweier* Meßverfahren nicht das geringste geändert! Ein Beispiel macht das sofort klar: Eine gegebene Lösung besitzt nur *einen* Konzentration genannten Zustand, dieser aber läßt sich nach Belieben auf zwei Weisen *messen*, entweder durch die Massenkonzentration

$$c = \frac{\text{Masse } M \text{ des gelösten Stoffes}}{\text{Volumen der Lösung}}$$

oder durch die Moleküllkonzentration

$$N_v = \frac{\text{Zahl } n \text{ der gelösten Moleküle}}{\text{Volumen der Lösung}}$$

Beide Größen sind einander proportional. Der Proportionalitätsfaktor ist experimentell bestimmt worden. Es gilt

$$N_v/c = N = 6,02 \cdot 10^{26} / \text{Kilomol.}$$

Die Messung von  $c$  ist erheblich einfacher als die von  $N_v$ , für viele Überlegungen aber ist  $N_v$  befriedigender. Daher ist es zweckmäßig, beide Größen nebeneinander anzuwenden, und das geschieht ja auch allgemein.

R. W. P.

## Vergleichende Übersicht über die Schreibweise einiger Gleichungen.

(Die Zahl der benutzten Zeichen ist in Klammern beigefügt.)

	Für Einheiten des internationalen Maß-Systems (dies Buch)	Für Einheiten des abs. Maß-Systems (meist nach G. Joos, Theoretische Physik, aber mit den Buchstaben dieses Buches)
Kapazität eines flachen Plattenkondensators	$C = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0 F}{l} \quad (4)$	$= \frac{\varepsilon \cdot F}{4 \pi l} \quad (5)$
Selbstinduktionskoeffizient $L$ einer gestreckten Spule	$L = \frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot n^2 F}{l} \quad (5)$	$= \frac{\mu \cdot 4 \pi n^2 F}{c^2 l} \quad (7)$
Elektrische Energie im Volumen $V$	$W_e = \frac{\varepsilon_0}{2} \mathfrak{E}^2 V \quad (4)$	$= \frac{\mathfrak{E}^2 V}{8 \pi} \quad (4)$
Magnetische Energie im Volumen $V$	$W_m = \frac{\mu_0}{2} \mathfrak{H}^2 V \quad (4)$	$= \frac{\mathfrak{H}^2 V}{8 \pi} \quad (4)$
Kraft zwischen zwei punktförmigen elektrischen Ladungen	$\mathfrak{R} = \frac{q q'}{4 \pi \varepsilon_0 r^2} \quad (6)$	$= \frac{q q'}{r^2} \quad (3)$
Kraft zwischen zwei punktförmigen Magnetpolen	$\mathfrak{R} = \frac{\Phi \Phi'}{4 \pi \mu_0 r^2} \quad (6)$	$= \frac{\Phi \Phi'}{r^2} \quad (3)$
Anziehung zwischen zwei geladenen Platten mit homogenem Feld	$\mathfrak{R} = \frac{\varepsilon_0 \mathfrak{E}^2 F}{2} \quad (4)$	$= \frac{\mathfrak{E}^2 F}{8 \pi} \quad (4)$
Anziehung zwischen zwei ebenen Magnetpolen mit homogenem Feld	$\mathfrak{R} = \frac{\mu_0 \mathfrak{H}^2 F}{2} \quad (4)$	$= \frac{\mathfrak{H}^2 F}{8 \pi} \quad (4)$
Molekulare elektr. Polarisierbarkeit = $\frac{\text{elektr. Moment eines Moleküles}}{\text{elektrische Feldstärke}}$	$\alpha = \frac{3 \varepsilon_0}{N \varrho} \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \quad (8)$	$= \frac{3}{4 \pi N \varrho} \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \quad (9)$
Permanentes elektr. Moment eines par- elektrischen Moleküles	$w_p = (3 k T_{\text{abs}} \cdot p)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$	$= (3 k T_{\text{abs}} p)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$
Molekulare magnet. Polarisierbarkeit = $\frac{\text{magn. Moment eines Moleküles}}{\text{magnetische Feldstärke}}$	$\beta = \frac{\mu_0 (\mu - 1)}{N \varrho} \quad (5)$	$= \frac{(\mu - 1)}{4 \pi N \varrho} \quad (6)$
SOMMERFELDSche Feinstrukturkonstante	$\frac{1}{137} = \frac{e^2}{2 \varepsilon_0 h c} \quad (5)$	$= \frac{2 \pi e^2}{h c} \quad (5)$
BOHRsches Magneton	$m_B = \frac{\mu_0 h}{4 \pi} \cdot \frac{e}{m} \quad (6)$	$= \frac{h}{4 \pi c} \cdot \frac{e}{m} \quad (6)$
Radius der kleinsten Elektronenbahn im H-Atom	$r_{\text{min}} = \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m e^2} \quad (5)$	$= \frac{h^2}{4 \pi^2 m e^2} \quad (5)$
Magnetisches Moment Drehimpuls		
für ein umlaufendes Elektron	$\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{G}^*} = -\frac{\mu_0}{2} \cdot \frac{e}{m} \quad (4)$	$= -\frac{e}{2 m c} \quad (4)$
für ein kreiselndes Elektron	$\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{G}^*} = -\mu_0 \cdot \frac{e}{m} \quad (3)$	$= -\frac{e}{m c} \quad (3)$
Larmor-Frequenz	$\nu_L = \frac{\mathfrak{H}}{4 \pi} \cdot \frac{e}{m} \quad (5)$	$= \frac{\mathfrak{H}}{4 \pi c} \cdot \frac{e}{m} \quad (6)$
Rydberg-Frequenz	$Ry = \frac{e^4 m}{8 \varepsilon_0^2 h^3} \quad (5)$	$= \frac{2 \pi^2 e^4 m}{h^3} \quad (5)$
Bahnkrümmungsradius eines Elektrizitäts-trägers mit der Ladung $q = (ze)$ im Magnetfeld	$r = \frac{m}{ze} \cdot \frac{u}{\mathfrak{H}} \quad (5)$	$= \frac{m}{ze} \cdot \frac{c u}{\mathfrak{H}} \quad (6)$
	Summe (92)	Summe (93)

## Sachverzeichnis.

- Abbildung 159.  
Abklingen eines Leitungsstromes 128.  
Ablenkung eines stromdurchflossenen Leiters im Magnetfeld 87.  
Abschnürung elektrischer Feldlinien 257.  
— von Leitern durch das eigene Magnetfeld 190.  
Absorption radioaktiver Strahlen 225.  
Abstimmung 243.  
Abtrennarbeit 161, 209, 212.  
Aepinus, F. U. T. 20, 46.  
Akkumulatoren 218.  
Alkaliatome, Dipolmoment von 111.  
Aluminiumzelle als Gleichrichter 184.  
— als Kondensator 184.  
Amikronen 150.  
Ampere, Definition 7.  
Amperemeter 5.  
Amperesekunde 12, 26.  
Amperewindungen oder Stromwindungszahl 66.  
—, Erhöhung durch Eisen 69.  
Amplitude 239, 245.  
Anderson, C. D. 235.  
Änderungsgeschwindigkeit eines elektrischen Feldes 81, 82.  
— eines Magnetfeldes 74, 75, 82.  
— der Wechselspannung 132.  
— des Wechselstromes 131.  
Anlasser 121.  
Anlaßwiderstand 124.  
Anlaufen eines Leitungsstromes 127.  
Anode 145.  
Anodenfall 166.  
Antenne 18, 258.  
Antikathode 157.  
Anziehung, elektrische 38, 88.  
— gegenseitige, stromdurchflossener Leiter 3, 88.  
—, magnetische 87, 88, 99.  
Äquivalentgesetz, elektrochemisches 176.
- Äquivalentgesetz, Faradaysches 176, 188.  
Äquivalentleitfähigkeit 286.  
Arbeitskurve 210.  
Aston, F. A. 165, 170.  
 $\alpha$ -Strahlen 224 ff.  
— als Heliumatome 230.  
—, Nachweis durch Ionisation 229.  
—, Sichtbarmachung der Schußbahnen 227.  
Asynchronmotor 120, 122.  
Atmosphärische Störungen 262.  
Atomgewicht 156, 157, 169.  
— des Elektrons 156.  
Atomion 150.  
Atommodell, Bohrsches 111.  
Atomumwandlung 234.  
Atomzertrümmerung 233.  
—, Hochspannung für 51.  
Auge als elektrischer Empfänger 262.
- Ballistischer Ausschlag = Stoßausschlag 13, 26.  
Bandfilter 133.  
Bariumglühkathode 155, 161.  
Barkhausensprünge 113, 205.  
Barlowsches Rad 189.  
Bernstein und Papier 44.  
Berührungsspannung 206, 209.  
— zwischen Isolatoren 206.  
— zwischen festem Körper und Flüssigkeit 207.  
Beryllium als Neutronenquelle 234.  
Beweglichkeit 149, 181.  
— der Elektrizitätsträger in Metallen 193, 196.  
— der Elektronen in Elektrolyten 181.  
Bezugssysteme 67, 264, 269.  
Biot-Savartsches Gesetz 80.  
Bleiakkumulator 218.  
Bleibaum 5.  
Blindströme, Kompensation der 120.  
Blitz 10, 174, 223.  
—, Entstehung 209, 223.
- Bogenentladung, Definition 171.  
Bolometer 191.  
Boltzmannsche Konstante 60, 109, 161, 194.  
Bose, G. M. 41.  
Boyle, R. 18.  
Braunssches Rohr 159.  
Brechungsgesetz, optisches 261.  
Brennfleck einer Röntgenlampe 157, 169.  
Brownische Molekularbewegung 12, 19, 259.  
Brückenschaltung 55.  
 $\beta$ -Strahlen 224.  
—, magnetische Ablenkung 226, 236.  
Bunsenflamme als Ionenquelle 150.  
Bünger, W. 266.  
Bürsten 116, 117, 120.  
Büschelentladung 173.  
Cavendish, H. 24.  
Chattock, A. P. 77.  
Clausius und Mossottisches Gesetz 59.  
Coehnsches Ladungsgesetz 207.  
Coulomb, Ch. A. 30, 39.  
— = Amperesekunde.  
Coulombsches Gesetz 38.  
Curiepunkt 105, 114.  
Dämpfung, gerade aperiodische 91.  
Dämpfungsverhältnis 137.  
Daniell-Element 216, 223.  
Deformation, elektrische 56, 60.  
Dekrement, logarithmisches 137.  
Detektor 119, 141.  
Deuteron = positives H-Ion mit dem Atomgewicht 2.  
Diamagnetische Stoffe 102.  
— Stoffe, Modell 94.  
Diamagnetismus 102, 108, 111.  
Diamant, lichtelektrische Leitung des 196, 200.  
Dielektrikum 34, 54.  
—, Stoffwerte 55.

- Dielektrikum, Stoffwerte, Messung 59.  
 Dielektrizitätskonstante 54, 55.  
 Differenzmethode 55, 104.  
 Dipol, elektrischer 44, 243.  
 —, Leitungsstrom im 245.  
 —, magnetischer 98.  
 —, Verschiebungsstrom 252.  
 Dipolfeld 254.  
 Dipolmoleküle = polare Moleküle.  
 Dipol-schwingungen 245.  
 Direktionskraft = Richtgröße.  
 Dissoziation, elektrolytische 176.  
 —, elektrolytische, des reinen Wassers 186.  
 —, elektrolytische, in geschmolzenen Salzen 184.  
 —, elektrolytische, in Gläsern 185.  
 Doppelschicht 165, 206.  
 — zwischen Gas und Flüssigkeit 208.  
 Drahtwelle, elektrische 247.  
 —, elektrische, Messung ihrer Geschwindigkeit 251.  
 Drehfeld, magnetisches 90, 123.  
 —, zirkulares 132.  
 Drehfeldmotor 122, 124.  
 Drehfrequenz eines Elektromotors 120.  
 Drehkondensator 33.  
 Drehmoment 44, 94.  
 — auf eine stromdurchflossene Spule 93, 120.  
 —, Messung von 44, 94.  
 Drehimpuls, mechanischer; bewegter Ladungen 69, 110.  
 Drehspulgalvanometer, Schema eines 3.  
 Drehspulstrommesser 3, 5.  
 —, Schema eines 6.  
 —, Induktionsdämpfung 91.  
 Drehstrom 124.  
 Dreielektrodenrohr 158, 240.  
 Drosselspulen 132.  
 Druck, elektrostatischer 40.  
 Dunkelraum, erster, zweiter 165, 167.  
 Durchdringungsvermögen der radioaktiven Strahlen 224.  
 Durchgriff 158.  
 Dynamoverfahren 117.  
 Eigenleitung in Salzkristallen 188.  
 Einfadenvoltmeter 53.  
 Einphasenmotor für Wechselstrom 124.  
 Einstein, A. 270.  
 Eisenkern 92.  
 Eisenschluß 92, 107, 118.  
 Elektret 46.  
 Elektrische Feldstärke 27.  
 — Feldstärke im Sonnenlicht 262.  
 — Wellen 238.  
 — Wellen zwischen parallelen Drähten 247.  
 Elektrischer Strom, Definition 5.  
 Elektrisches Erdfeld 223.  
 Elektrisches Feld 15.  
 — Feld, Energie im 36, 43.  
 — Feld, geometrisch einfaches 18.  
 — Feld in der Grenzschicht von Gasen und Flüssigkeiten 208.  
 — Feld, Kräfte im 36, 38.  
 — Moment 44, 46.  
 Elektrisierung 34, 55.  
 Elektrizitätsatome 19, 20, 42.  
 — auf Isolatoren 21.  
 —, Beweglichkeit 21.  
 Elektrizitätsleitung in Metallen 188, 193.  
 —, selbständige, in Gasen von hohem Druck 165.  
 —, unselbständige, von Luft 147, 150.  
 —, unselbständige, im Hochvakuum 154.  
 Elektrizitätsmenge 19.  
 Elektrizitätsträger 17, 18, 145.  
 —, Messung der Ladung. 27.  
 —, sichtbare, 18, 146, 148.  
 —, Trennung von 115, 222.  
 Elektroden 4, 145.  
 —, unpolarisierbare 220.  
 Elektrodenloser Ringstrom 144.  
 Elektrodynamisches Feld 75.  
 Elektrolytische Leitung 174, 184, 187.  
 —, ihr Temperaturkoeffizient 179, 185.  
 Elektromagnet 107, 114.  
 Elektrometer = statischer Spannungsmesser 8, 53.  
 Elektromotoren, Ausführung von 122.  
 —, Drehsinn von 122.  
 —, Drehfrequenz des 120.  
 —, Grundlagen 119.  
 —, Induktionsvorgang in 120.  
 Elektromotorische Kräfte 47.  
 Elektron 20, 154.  
 —, Atomgewicht des 156.  
 —, Einzelbeobachtung 226.  
 Elektronenabspaltung 154.  
 Elektronenaustritt bei hohen Feldstärken 171, 212.  
 Elektronenbahn, Sichtbarmachung 228.  
 Elektronenemission, thermische 154, 160.  
 Elektronenladung, spezifische 157.  
 — aus Trägheitskräften 113, 192.  
 Elektronenleitung 174.  
 — in Salzkristallen 199.  
 —, unselbständige, Anwendung 157.  
 Elektronenlinsen 159.  
 Elektronenmasse bei verschiedenen Geschwindigkeiten 236.  
 Elektronenreibung 189.  
 Elektronenrohr, Durchgriff 158.  
 —, innerer Widerstand 158.  
 —, Steilheit 158.  
 Elektronenschalter, trägheitsloser 158, 240.  
 Elektronenspin 113.  
 Elektronenvolt 161, 210.  
 Elektronenwolke, sichtbare 199.  
 Elektrosmose 207.  
 Elektrophor 47.  
 Elektrophorese 207.  
 Elektroskop = ungeeichtes Elektrometer 8.  
 Elektrostriktion 61.  
 Elementarladung 42, 176.  
 —, Messung 178.  
 Elemente, umkehrbare 219.  
 —, unpolarisierbare 219.  
 Ellipsoide, homogen elektrisierte 57.  
 —, homogen magnetisierte 108.  
 Elmsfeuer 223.  
 Empfänger 142, 247, 253.  
 Energie des elektrischen Feldes 43.  
 — des magnetischen Feldes 99, 126.  
 — Fernübertragung der elektrischen 134.  
 — im elektrischen Maß 37.  
 — und Masse 237, 271.  
 —, von Elektronen „in  $e$ -Volt“ 161, 210.  
 Entelektrisierung 45, 56.  
 Entelektrisierungsfaktor 57.  
 Entladungsstrom 53.  
 Entmagnetisierung 105, 107.  
 Entmagnetisierungsfaktor 57.  
 Entwicklung, photographische 228.  
 Entzerrung einer Hystereseschleife 108.  
 Erde, ihr elektrisches Feld 30.  
 Erdinduktor 85.

- Erdung 17.  
 Erreger 242.  
 Ersatzleitung 199.  
 Extrastrom 126.  
 Fadenstrahlen 167.  
 Farad 31.  
 Faraday, M. 51, 71, 262.  
 Faraday-Käfig 51.  
 Faraday-Kasten 23, 48, 51.  
 Faraday-Zahl 286.  
 Farbzentren 199.  
 Faserstaubfeldlinien 16.  
 du Fay, Ch. F. 19, 150.  
 Feddersenfunkel 139.  
 Feld, elektrisches 15.  
 —, elektrisches, Abschirmung 51.  
 —, elektrisches, der Erde 30.  
 —, elektrisches, im Vakuum 18.  
 —, elektrisches, inhomogenes 45.  
 —, elektrisches, Richtung des 18.  
 —, elektrisches, Verzerrung 23.  
 —, elektrodynamisches 75.  
 —, magnetisches 62.  
 —, magnetisches, Energieinhalt 99, 126.  
 Feldenergie, elektrische 42, 43.  
 Feldgefälle, elektrisches 31.  
 —, magnetisches 94.  
 —, magnetisches, Messung 94.  
 Feldlinien, elektrische 16.  
 —, elektrische, geschlossene 75, 144, 255.  
 —, elektrische, Verkürzung durch Leiter und Isolatoren 23, 35.  
 —, magnetische 2, 62.  
 —, magnetische, im Innern des Leiters 142.  
 —, rückläufige 73.  
 —, Verkettung elektrischer und magnetischer 83.  
 Feldspule 71, 73.  
 Feldstärke, elektrische 27.  
 —, elektrische, innerhalb der Materie 54.  
 —, elektrische, Liniensumme 28, 75.  
 —, ihre Messung in leitenden Gasen 166.  
 —, magnetische 65.  
 —, magnetische, Liniensumme 76, 82.  
 Feldzerfall, elektrischer 20.  
 —, Strom beim 25.  
 —, Zeitdauer 20.  
 Fermische Geschwindigkeitsverteilung 210.  
 Fernsehen 160.  
 Fernsprechen, statisches 50.  
 Fernsprechverkehr 118, 119.  
 Ferromagnetismus 102.  
 — als Kristalleigenschaft 105.  
 —, atomistische Deutung 112.  
 Ferromagnetische Stoffe 103, 112.  
 Ferrokart 100.  
 Flächendichte, elektrische 28.  
 Fleck, elektrischer 21.  
 Flugrad, elektrisches 33.  
 Fluoreszenz 166, 169.  
 Fluoreszenzschirm 157.  
 Flüssigkeiten, isolierende 186.  
 Flußpat, Verfärbung durch  $\alpha$ -Strahlen 233.  
 Fluxmeter 92.  
 Forest, de L. 159.  
 Foucaultsche Ströme = Wirbelströme 89.  
 Franklin, B. 24.  
 Freie Weglänge von Gasmolekülen 19.  
 —, von Elektronen 104, 194.  
 Fremderregung 117, 121.  
 Frequenz eines Wechselstromes 116.  
 Frequenzband- oder Bereich 133, 260.  
 Funke 173.  
 Funkeninduktor 135.  
 Funkenschlagweite 174.  
 Funkenverzögerung = Zündverzug 173.  
 Galilei-Umformungen 265, 269.  
 Galvani, A. 262.  
 Galvanometer = empfindlicher Strommesser 5.  
 —, Empfindlichkeitsgrenze 12, 259.  
 —, Eichung auf Ampere-sekunden 13, 26.  
 —, Eichung auf Voltsekunden 72.  
 Galvanispannung 209.  
 Galvanoplastik 148, 184.  
 Gas, leitendes 5.  
 Gasmoleküle, mittlerer Abstand 19.  
 —, Weglänge 19.  
 $\gamma$ -Strahlen 226, 228, 235.  
 Gauss, als Einheit 84, 286.  
 Gegentaktschaltung zur Erzeugung hoher elektrischer Frequenzen 241.  
 Geiger, H. 228.  
 Geiger-Müllersches Zählrohr 229.  
 Generator, Definition 47.  
 Geschwindigkeit von Elektronen in Metallen 194.  
 — in Mischleitern 198.  
 Geschwindigkeit von Kathodenstrahlen 157, 236.  
 Gewicht als Ladungstrennende Kraft 222.  
 Gewitter 223.  
 Gilbert, W. 45.  
 Gleichrichter 119, 172.  
 —, Aluminiumzelle 184.  
 —, Glühdraht- 154.  
 —, Kupferoxydul- 199.  
 — mit Quecksilberkathode 172.  
 Gleichstrom, gehackter 128, 135.  
 Gleichstromgenerator 116.  
 — mit Fremderregung 117.  
 — Schema des 116.  
 Gleichstrommotor 120.  
 —, Schema des 120.  
 Glimmentladung 162, 168.  
 Glimmhaut 165.  
 Glimmlichtlampe 168.  
 Glimmlichtoszillograph 168.  
 Glimmentladung 162, 165.  
 —, Spannungsverteilung im 166.  
 Glühdrahtgleichrichter 154.  
 Glühemission 155, 160, 212.  
 Glühkathode 155, 158.  
 — mit Bariumoxyd im Hochvakuum 155, 161.  
 Goldblattvoltmeter 8.  
 Graphit, Leitfähigkeit 189.  
 Gravitationselement 222.  
 Gray, St. 20.  
 Großdyn =  $10^5$  dyn 37.  
 Grundschwingungen 246.  
 Grüneisen, Ed. 191.  
 Gudden, B. 196, 233.  
 Guericke, Otto von 41, 42, 51, 150.  
 Halbwertszeit 53, 231.  
 —, radioaktive 231.  
 Hall, E. A. 195.  
 Halleffekt, normaler 196.  
 Hallkonstante 195.  
 Hammerunterbrecher 135.  
 Hauksbee, Fr. 168.  
 Hauptschlußdynamo 117.  
 —, Kennlinie 117.  
 Hauptschlußmotor 122.  
 Hauptlagen, 1. und 2., 98.  
 Hautwirkung 142.  
 Heliumentwicklung des Radiums 229.  
 Heliumionen, zweiwertige 226.  
 Henry, Einheit 126.  
 Hertz, H. 255.  
 Heusler, Fr. 104.  
 Heuslersche Legierungen 104, 105.  
 Hittorf, J. W. 165, 182.  
 Hitzdrahtstrommesser 6.

- Hitzdrahtstrommesser, Schema 6.  
 —, Umeichung als Voltmeter 10.  
 Hochfrequenz 140.  
 Hochspannungsakkumulator 225.  
 Hochvakuum, Definition 154.  
 —, unselbständige Elektrizitätsleitung im 154.  
 Höhenstrahlung 154, 233, 235.  
 Hohlraum im Dielektrikum 57.  
 Holtz, W. 49.  
 Hysteresisschleife 105.  
 —, Verzerrung durch Entmagnetisierung 107.  
 Ikonoskop 160.  
 Impedanz = Wechselstromwiderstand 133.  
 Impuls, Liniensumme des 110.  
 Induktion 71.  
 —, Anwendung 115.  
 — bei Hochfrequenz 140.  
 — in bewegten Leitern 72, 85, 89, 268.  
 Induktionserscheinungen, ihre Relativität 72, 267.  
 Induktionsgesetz 73, 84.  
 Induktionskonstante 74, 89, 250, 268.  
 Induktionsläufer für Wechselstrommotore 90, 123.  
 Induktionsofen 135.  
 Induktionsspule 70.  
 Induktor, Strom- und Spannungskurve 136.  
 Influenz 21, 141, 181.  
 Influenzkonstante 30, 89, 250.  
 Influenzmaschine 47.  
 — als Motor 50.  
 —, Holtzsche 11, 49.  
 —, Multiplikatorverfahren 48.  
 Influenzwirkung auf Isolatoren 35.  
 Ionen als Elektrizitätsträger 150.  
 — bei metallischer Leitung 188.  
 —, Beseitigung durch elektrisches Feld 151.  
 —, Beweglichkeit der 152.  
 —, ihre Wertigkeit 150.  
 —, Ladung der 176.  
 —, Lebensdauer der 151.  
 —, Reibung 180.  
 —, Wiedervereinigung der 151, 153.  
 Ionengeschwindigkeit, Messung der 152, 182.  
 Ionengitter, ihre elektrische Leitung 187.  
 Ionenleitung in geschmolzenen Salzen 184.  
 Ionenleitung in Gläsern 184.  
 — in Salzkristallen 187.  
 — in wäßrigen Lösungen 175.  
 —, spontane 153.  
 —, unselbständige in Zimmerluft 152.  
 Ionenquelle 150.  
 Ionenwanderung, Sichtbarmachung 182.  
 Ionenwind 33, 168.  
 Ionisation, spontane von Luft 153.  
 Ionisationskammer 225.  
 Ionisatoren 150.  
 Isolatoren 20.  
 Isotope 171.  
 Joos, G. 268.  
 Justi, E. 204, 205.  
 Kadmium-Normalelement 220.  
 Käfigschutz 51.  
 Kamerlingh-Onnes, H. 203.  
 Kanalstrahlen 165, 226.  
 Kapazität 31.  
 —, Berechnung 31.  
 — für konaxiale Zylinder 33.  
 — konzentrischer Kugeln 33.  
 Kathode 145.  
 Kathodenfall 166.  
 Kathodenstrahlen 155, 166, 226.  
 —, elektrische Ablenkung der 159, 170.  
 —, magnetische Ablenkung 156.  
 —, Nachweis der Ladung 167.  
 —, sekundäre 155.  
 Kathodenstrahloszillograph = Braunsch'sches Rohr 159.  
 Kationenleiter 188.  
 Kaufmann, W. 236.  
 Kennlinie eines Dreielektrodenrohres 158.  
 — eines Generators 117.  
 Kernchemie 234.  
 Kerzenflamme als Ionenquelle 150.  
 Kilogrammäquivalent 177.  
 Kilogrammatom 176.  
 Kilogrammolekül 176.  
 Kilomol als Masseneinheit 176.  
 Kilowattstunde, Preis 117.  
 von Kleist 34.  
 Koerzitivkraft 105.  
 Kollektor 116, 120.  
 Kollektormotor 122.  
 Kommutator 116.  
 Kompaßnadel 63, 66.  
 Kompensationsmethode 221.  
 Kondensator, Begriff 16.  
 —, Beispiele 17.  
 —, elektrolytischer 184.  
 —, Kapazität 31.  
 Kondensator, technischer, mit Papierisolation 34.  
 Kondensatorplatten, deren Anziehung 39, 50.  
 Kondensatortelefon 50.  
 Konduktor 17.  
 Kontaktpotential = Berührungsspannung 209.  
 Konzentrationselement 216.  
 Kraftfluß 74.  
 —, Änderung durch Eisen-schluß 92 107.  
 —, Lokalisierung 95.  
 Kraftflußdichte 84.  
 —, Berechnung 97.  
 — eines Polgebietes 97.  
 —, Verteilung in Spulen und Stäben 96.  
 Kräfte, elektromotorische 47.  
 —, elektrostatische 7.  
 — im elektrischen Feld 36.  
 — im magnetischen Feld 84.  
 — in inhomogenen Magnetfeldern 94.  
 Kraftstoß 12, 91.  
 Kraftwirkung auf bewegte Ladungen 87.  
 Kreisel, mechanischer 69, 111.  
 Kreisfrequenz 113.  
 Kreisstrom, molekularer 110, 113.  
 Kriechgalvanometer 91, 104.  
 Kugelkondensator 32.  
 Kurzschlußläufer 90.  
 Kurzschlußstrom 121.  
 Kurzwellentelegraphie 260.  
 Kurzwellentherapie 181.  
 Ladung, elektrische 19.  
 —, elektrische, eines Kondensators 27.  
 —, elektrische, ihr Haften auf Isolatoren 21.  
 —, elektrische, Messung durch Stromstöße 25.  
 —, elektrische, Sitz 23.  
 —, spezifische 157, 177.  
 Ladungsgesetz, Coehnsches 207.  
 Ladungstrennung 47, 115, 209, 222.  
 Larmor-Präzession 111.  
 Läufer 90, 116, 118.  
 Lautverstärker 158.  
 Lebensdauer und Bestand 153.  
 — von Ionen 151.  
 Leidener Flasche 34.  
 Leiter erster Klasse 214.  
 — zweiter Klasse 216.  
 —, chemische Vorgänge im flüssigen 4.  
 —, gegenseitige Anziehung 3.  
 —, im Magnetfeld 88.  
 —, Kraft auf Stabmagnete 3.

Sachverzeichnis.

- Leiter, Magnetfeld von flüssigem 4.  
 —, stromdurchflossener, Energie des 126.  
 —, Warmwirkung von flüssigem 4.  
 Leitfähigkeit, elektrische 20.  
 — der Kaliumhalogenide 188.  
 —, spezifische 179, 181.  
 —, spezifische, von Metallen 189.  
 Leitung, elektrolytische 175.  
 — in Flüssigkeiten 174.  
 — in Flüssigkeiten von hohem spezifischem Widerstand 185.  
 —, lichtelektrische 197.  
 —, Mechanismus, Modell 145.  
 —, metallische, Deutung 193.  
 —, selbständige, in Gasen von niederem Druck 165.  
 —, unselbständige 146, 148, 150.  
 Leitungsstrom 5, 25, 81.  
 —, Richtung 71.  
 — durch Feldzerfall 145.  
 Leitungsvorgang durch dauernde Ströme 145.  
 —, Grundtatsachen 147.  
 Lenard-Fenster 169.  
 Lenz, H. F. E. 89.  
 Lenzsche Regel 89, 103, 128.  
 Leuchtröhren 168.  
 Leuchtschirm 159, 227.  
 Lichtbogen 171.  
 Lichtelektrische Elektronenabspaltung 200, 228.  
 Lichtelement, Nutzeffekt 216.  
 Lichtenberg G. C. 19.  
 Lichtenbergsche Figuren 21.  
 Lichtgeschwindigkeit 88, 250.  
 Lichtwellen als elektrische Wellen 262.  
 Lichtzeiger 6.  
 Liniensumme der Feldstärke 28, 75, 81.  
 Linsenwirkung bei elektrischen Wellen 261.  
 Lorentz-Umformungen 269.  
 Loschmidt-Zahl 287.  
 Lösungsdruck 223.  
 Luft, flüssige, im Magnetfeld 104.  
 —, ihr molekulares Bild 19, 154.  
 Luftspalt eines Elektromagneten 107.  
 Magnet, permanenter 68.  
 —, Spannungsmessung von permanentem 80.  
 Magnetfeld, Abschirmung 107.  
 — der Erde 66, 85.  
 Magnetfeld der Kathodenstrahlen 156.  
 — einer stromdurchflossenen Spule 63, 65, 79.  
 — eines Dipols 257.  
 — eines elektrolytischen Leiters 4.  
 — eines geraden Leiters 2, 80.  
 — eines kreisförmigen Leiters 62, 80.  
 — eines Stabmagneten 65.  
 — eines stromdurchflossenen Gases 5.  
 —, Erzeugung durch mechanische Bewegung 67.  
 —, Feldrichtung 63.  
 —, homogenes 63, 64, 79.  
 — in Hohlräumen 106, 107.  
 —, inhomogenes 94.  
 —, Materie im 100.  
 — ohne Pole 64.  
 —, permanentes 68.  
 — eines Spulenbündels 63.  
 —, Trägheit des 127, 136.  
 Magnetische Menge 74, 96.  
 — Momente, ihre Messung 98.  
 — Polarisierbarkeit 108, 111.  
 — Stoffwerte 102.  
 — Stoffwerte, Messung 108.  
 Magnetisches Feld, Kräfte 84.  
 — Feld, Richtung 66, 87.  
 Magnetisierung 101, 108, 286.  
 —, remanente 69, 92.  
 Magnetometer 65.  
 Magnetonen 110.  
 Magnetoskop 65.  
 Magnetostatik 95.  
 Magnetostriktion 105.  
 Magnetpole 64, 96.  
 Masse, Abhängigkeit von der Geschwindigkeit 236, 270.  
 Massenspektrograph 170.  
 Maxwell, J. C. 24.  
 Maxwellsche Gleichungen 74, 80, 268.  
 Meidinger-Element 217.  
 Meissner, A. 241.  
 Menge, magnetische 74, 96.  
 Mesotron 235.  
 Michelson, A. A. 268.  
 Mikroampere =  $10^{-6}$  Amp. 11.  
 Mikrofarad =  $10^{-6}$  Farad 32.  
 Mikrophon 50, 119, 157, 213.  
 —, Kondensator- 50.  
 Milliampere 11.  
 Millikan, A. 41.  
 Mischelement 171.  
 Mischleiter 196.  
 — supraleitend 204.  
 Mol 286.  
 Molekülabstand, mittlerer, in Luft 19.  
 Molekülfelder, elektr. 43.  
 Molekulargewicht 170, 176, 286.  
 Molekularströme 69, 112, 205.  
 —, Modell 112.  
 —, Nachweis 70.  
 Moleküle, polare 56.  
 —, unpolare 56.  
 Molekulation 150, 178.  
 Molekülzahl, spezifische 177, 286.  
 Molekülzahldichte 59, 108, 286.  
 Moment, elektrisches 44, 55.  
 —, elektrisches, Herstellung durch Influenz 46.  
 —, elektrisches, Meßverfahren 44.  
 —, elektrisches, permanentes 46.  
 —, elektrisches, und Kraft im inhomogenen Felde 45.  
 —, magnetisches 93, 95, 101.  
 —, magnetisches, Messung 94.  
 Multiplikatorverfahren 48.  
 Nebelstrahlmethode 227.  
 Nebenbegriffe 287.  
 Nebenschlußdynamo 117.  
 Nebenschlußmotor 122.  
 Neon 144, 162, 248.  
 Nernst, W. 223.  
 Neutronen 234.  
 Niederspannungstransformator 135.  
 — für Hochfrequenz 140.  
 Niveauflächen, elektrische 43.  
 Nordpol 63.  
 Normalelement 9, 220.  
 Nullmethoden 55, 98.  
 Oberflächenspannung, Verkleinerung durch elektrische Felder 40, 221.  
 Oberschwingung 246.  
 Oersted 66, 286.  
 Oersted, H. Ch. 62, 262.  
 Ohm, G. S. 262.  
 Ohmsches Gesetz 9, 147, 189, 193.  
 — bei elektrolytischer Leitung 181.  
 —, Deutung 147.  
 Ohmsche Spannung 129.  
 Osmotischer Druck 176.  
 Oszillograph 6.  
 —, Glimmlicht- 168.  
 —, Braunsch'sches Rohr 159.  
 Oxydkathoden 155, 161.  
 Panzerschutz, magnetischer 107.  
 Papierkondensator 34.  
 Parallelschaltung von induktivem und kapazitivem Widerstand 134.

- Paramagnetische Stoffe 103.  
 — Substanz, Modell 94.  
 Paramagnetismus 94, 102.  
 —, atomistische Deutung 109.  
 Pechblende, radioaktive 224.  
 Peltier-Effekt 216.  
 Pendel, mechanisches,  
   Schwingungsdauer 138.  
 Permalloy 113.  
 Permeabilität, magnetische  
   100, 101.  
 $\mu_H$  = Wasserstoffexponent  
   286.  
 Phasenverschiebung 123, 132.  
 Photographische Platte, Bah-  
   nen der  $\alpha$ -Strahlen in ihr  
   228.  
 Photonen 235.  
 Pistolenkugel, Messung ihrer  
   Geschwindigkeit 52.  
 Plancksches Wirkungssele-  
   ment 110.  
 Plasma 163.  
 Plattenkondensator 15, 32.  
 —, Anziehung der Platten 39.  
 Pol, negativer, positiver 5.  
 Pole von Magnetfeldern 65,  
   96.  
 Polarisierung des Dielektri-  
   kums 35, 45.  
 — elektrischer Wellen 262.  
 Polarisationsspannung 179,  
   218.  
 Polarisierbarkeit, molekulare,  
   elektrische 59.  
 —, molekulare magnetische  
   109.  
 Polarisierung, elektrische 35.  
 Polgebiete, Kräfte zwischen  
   98.  
 Polstärke 74.  
 Positive Säule 163.  
 Positron 233.  
 Potential, elektrisches 43.  
 Potentialgefälle = elektrische  
   Feldstärke 27.  
 Präzession 111.  
 Präzisionswiderstände 190.  
 Priestley, J. 24.  
 Primärschleife 134.  
 Probespule 84.  
 Proton 234.  
 Pyroelektrizität 46.  
 Quadrantenvoltmeter 53.  
 Quantenbedingung 111.  
 Quecksilberbogenlampe 172.  
 Quecksilberdampfgleichrich-  
   ter 172.  
 Quecksilberunterbrecher 135.  
 Radioaktiver Zerfall 230.  
 Radioaktivität, künstliche  
   234.  
 Radium (Ra) 224, 232.  
 Radium (Ra), Zerfallsreihe  
   232.  
 Radiumbromid 232.  
 Radiumemanation (RaEm),  
   Zerfall von 232.  
 Raumladung, elektrische 30,  
   162.  
 Reaktionswärme, chemische  
   43.  
 Regener, E. 227.  
 Registrierung 6.  
 Reibung, innere 149, 209.  
 — zwischen Elektronen und  
   Metall 189.  
 Reibungselektroskop 13, 51.  
 Reibungselektrizität 41, 51,  
   148, 206.  
 Reihenschaltung von Elemen-  
   ten 9.  
 — von induktivem und kapazi-  
   tivem Widerstand 133.  
 Relativität 269.  
 Relaxationszeit 128.  
 Remanenz 105.  
 Resonanz 141.  
 Resonator 242.  
 Richtgröße 6, 138.  
 Richtung des elektrischen  
   Stromes 66, 71.  
 Ringspule ohne Außenfeld  
   101.  
 Ringstrom, elektrodenloser  
   144.  
 Ritter, J. W. 218.  
 Rogowski, W. 77.  
 Röntgen, W. C. 68, 224.  
 Röntgenlicht als Ionisator  
   150, 152.  
 —, Messung der Strahlungs-  
   stärke 153.  
 Röntgenlampen 157, 168.  
 Röntgenlicht 226.  
 Rotationsinduktion 86.  
 Rowland, H. A. 68.  
 Rutherford, E. 228, 233.  
 Saite 245.  
 Saitenstrommesser 3, 6.  
 Saitenvoltmeter, ein auf Volt  
   umgeicherter Saitenstrom-  
   messer 3, 6.  
 Sättigung, magnetische 105,  
   112.  
 Sättigungsstrom 153, 155,  
   162, 201.  
 Säule, positive 163, 165.  
 Seebeck, Th. 214.  
 Scheinwiderstand 131.  
 Scheitelwert eines Wechsel-  
   stromes 131.  
 Scherung der Hysteresis-  
   schleife 108.  
 Schlagweite von Funken in  
   Zimmerluft 174.  
 Schleifengalvanometer 6.  
 Schleifring 115.  
 Schlüpfung 90.  
 Schlußjoch 92.  
 Schneckenfederwaage 58, 65.  
 Schutzring 30, 39.  
 Schwabekondensator 39, 41.  
 —, Feldlinienbild 41.  
 Schwabekörper bei der Elek-  
   trophorese 207.  
 Schwabeversuch 41.  
 Schwerelement 222.  
 Schwingungen, elektrische  
   136.  
 —, elektrische, Anwendung  
   139.  
 —, elektrische, gedämpfte  
   137.  
 —, elektrische, Zustände-  
   kommen 137.  
 —, erzwungene elektrische  
   243.  
 —, linear polarisierte 123.  
 —, mechanische 122, 136.  
 —, sehr langsame elektrische  
   138.  
 —, ungedämpfte elektrische  
   240.  
 Schwingungsdauer, elektri-  
   scher Schwingungskreis  
   138.  
 —, mechanisches Pendel  
   138.  
 Schwingungskreis, elektri-  
   scher 137, 240.  
 Seignettesalzkrystalle 61.  
 Sekundärschleife 134.  
 Sekundärstrahlen 225.  
 Sekundärstrom, lichtelektri-  
   scher 202.  
 Selbstabschnürung überlaste-  
   ter Leiter 190.  
 Selbstinduktion, als Trägheit  
   von Strom und Magnet-  
   feld 127.  
 — bei Hochfrequenz 141.  
 —, Definition 125.  
 —, Koeffizient, Berechnung  
   126.  
 Selbststeuerung 240.  
 Selen 196.  
 Sender 253.  
 Siemens, Werner von 117.  
 Skineffekt 142.  
 Soddy, F. 230.  
 Sonden 164, 166.  
 Spannung, Beispiele 10.  
 —, Einheit 9.  
 —, elektrische 7.  
 —, induktive 130.  
 —, induzierte 74.  
 —, magnetische 76.  
 —, Ohmsche und induktive,  
   Erläuterung 129.  
 —, thermoelektrische 214.

- Spannungsmesser, Eichung 8.  
 —, magnetischer 76.  
 —, statische 8.  
 —, stromdurchflossene 9.  
 Spannungsstoß 72, 91, 92.  
 — bei der Selbstinduktion 126.  
 —, Eichung 72.  
 Spannungsteilerschaltung 10, 13.  
 Spannungswaage 7.  
 Spiegelgalvanometer 6, 12, 26, 27.  
 Spin 113.  
 Spitzenströme 50, 168.  
 Spitzenwirkung 33.  
 Spitzenzähler 229.  
 Sprühverluste durch Spitzenströme 51.  
 Sprungtemperatur 204.  
 Stahlmagnet 64.  
 Ständer 119.  
 Stehende Wellen 247, 256.  
 Steuergitter 158, 172.  
 Steuerung von Sprechströmen 119.  
 Stoppuhr mit Schalter 13.  
 Störleitung in Salzkristallen 187.  
 Stoßausschlag 13, 26.  
 →, mechanischer 113.  
 Stoßionisation 163, 167, 173.  
 Strahlen, radioaktive 224.  
 Strahlungsfeld des Dipols 55.  
 Streichholz als Ionenquelle 150.  
 — als Widerstand 229.  
 Strom beim Feldzerfall 25.  
 —, Beispiele 10.  
 —, Einheit 7.  
 —, elektrischer, Grundbegriff 5.  
 —, Magnetfeld eines 1.  
 —, Trägheit von 128.  
 —, Wärmewirkung 4.  
 —, wattloser 134.  
 Stromabfall bei Induktion 128.  
 Strommesser, Eichung 7.  
 —, magnetische 5.  
 Stromquelle, Definition 47, 222.  
 —, kapazitive 47.  
 Stromquellen, chemische 216.  
 —, induktive 115.  
 Stromstärke bei bewegter Ladung 67, 146.  
 —, effektive 130.  
 —, Scheitelwerte 131.  
 Stromstoß 12, 26, 91.  
 Stromtor 172.  
 Stromverdrängung 143.  
 Stromwandler 134.  
 Stromwärme 180.  
 Stromwindungszahl 66, 69.  
 —, Erhöhung durch Eisen 69.  
 Stromzeitsumme 12, 26.  
 Substanz, elektrische 19.  
 —, magnetische 70, 74, 96.  
 Supraleitung 203.  
 Suszeptibilität, elektrische 55.  
 — — spezifische 55, 287.  
 —, magnetische 101, 286.  
 — — spezifische 101, 102.  
 Synchronmotor 119.  
 Szintillationsverfahren 227.  
 Taschenlampenbatterie 220.  
 Telegraphie, drahtlose 258.  
 Telephon, Schema 118.  
 — als Wechselstromgenerator 118.  
 —, Kondensator- 50.  
 Temperaturabhängigkeit des Widerstandes von Legierungen 191.  
 — — von reinen Metallen 191.  
 Tesla-Transformator 140.  
 Thermoelektrische Spannung 215.  
 Thermoelement 215.  
 Thermokreuz 216.  
 Thomson, J. J. 41, 170.  
 Thomsonsche Formel = Gl. (173) 134.  
 Thorium 231.  
 — A und B 231.  
 Thoriumemanation 230.  
 Thyatron 172.  
 Tomaschek, R. 266.  
 Tonabnehmer 119.  
 Tonfrequenzkreis 241.  
 Topfmagnet 99.  
 Torftrocknung, elektrische 208.  
 Toter Punkt eines Motors 120.  
 Trägerbeweglichkeit 149, 181, 193, 196.  
 Trägergeschwindigkeit 149.  
 Trägerleitung 175.  
 — in Luft 150.  
 Trägheit des Magnetfeldes 127.  
 — lichtelektrischer Ströme 203.  
 —, mechanische 127.  
 Trägheitskräfte, Beschleunigung von Elektronen durch 192.  
 Transformatoren 134.  
 Trennkräfte 47.  
 Tribolumineszenz 227.  
 Trockenelement 220.  
 Trommelläufer 116.  
 Trouton-Noble-Versuch 267.  
 Tubandt, G. 188.  
 Turbinenunterbrecher 135.  
 Turmalinkristall 46.  
 Überführungszahlen 183.  
 Übergangswiderstand zwischen Metallen 213.  
 Übersetzung eines Stromwandlers 134.  
 Überspannung 175.  
 Ultrarot 262.  
 Ultraviolett 172.  
 Umwandlung der Elemente, radioaktive 233.  
 Unipolarinduktion 86.  
 Unselbständige Elektrizitätsleitung im Hochvakuum 154.  
 — Elektrizitätsleitung in Flüssigkeiten von hohem spezifischem Widerstand 185.  
 — Elektrizitätsleitung in Luft 147, 150, 152.  
 Unterbrecher, elektrolytischer — für Induktoren 135. [135.  
 Uran 235.  
 —, sichtbare Reichweite 233.  
 Urspannung 47.  
 Vakuum, elektrisches Feld im 18.  
 Verkettung elektrischer und magnetischer Feldlinien 83.  
 Verschiebungsdichte 29, 30.  
 —, elektrische, Definition 29.  
 Verschiebungsstrom 80, 81, 132, 147.  
 — bei Hochfrequenz 141.  
 — bei stehenden Wellen 247.  
 — des Dipols 252.  
 —, Magnetfeld 81.  
 Versorium 45.  
 Vielplattenkondensator, Bauart 33.  
 Volt, Definition 9.  
 Volta, A. 47, 263.  
 Voltmeter = Strommesser auf elektrolytischer Grundlage.  
 Voltspannung 211.  
 Voltmeter, Eichung 8.  
 —, statische, mit Hilfsfeld 53.  
 —, stromdurchflossene 9.  
 Voltsekunden 72.  
 Wagnerscher Hammer 134.  
 Waitz, J. S. 51.  
 Walkiers 51.  
 Walter, B. 139, 173.  
 Wandergeschwindigkeit 198.  
 Wärmeleitfähigkeit 192.  
 Wasserstoffatom, Masse des 156, 170.  
 Wasserstoffexponent 286.  
 Wasserzersetzung 176.  
 Wattloser Strom 130, 132.  
 Wattsekunde = Voltampere-sekunde 37.

- Weber, W. 89, 250.  
 Wechselspannung 116.  
 Wechselstrom 116.  
 —, bei hoher Frequenz physiologisch unwirksam 181.  
 —, effektive Stromstärke 130.  
 —, Frequenz 116.  
 —, Scheitelwert 131.  
 Wechselströme, Herstellung hochfrequenter 238, 243.  
 —, Herstellung sehr langsamer 138.  
 Wechselstromgenerator mit Außenpolen 115, 119.  
 — mit Innenpolen 118.  
 — mit spulnfreiem Läufer 118.  
 Wechselstromkollektormotor 122.  
 Wechselstromkurve der Induktionsapparate 136.  
 Wechselstromsynchronmotor 119.  
 Wechselstromwiderstand 132.  
 —, Berechnung des 132.  
 Weglänge, freie, der Elektronen 194, 198.  
 —, freie, von Gasmolekülen 154, 19.  
 Wehnelt, A. 135, 167.  
 Weicheisenstrommesser, Modell 4.  
 Weiss, P. 114.  
 Wellen, elektrische, Brechung 261.  
 —, elektrische, Geschwindigkeit 250.  
 Wellen, elektrische, Polarisation 261.  
 —, elektrische, Reflexion 256.  
 —, halbfreie, elektrische 258.  
 —, Nachweis fortschreitender 256.  
 —, stehende elektrische 247.  
 Wellenlänge, Messung 256.  
 Wellentelegraphie 258.  
 Wellenwiderstand 251.  
 Wellenzahl = Kehrwert der Wellenlänge.  
 Wertigkeit von Ionen und Trägern 150, 177.  
 Widder 127.  
 Widerstand 9.  
 —, induktiver 10, 128, 131.  
 —, kapazitiver 133.  
 —, Messung durch Feldzerfall 53.  
 —, Schema 10.  
 —, spezifischer 149, 179, 189.  
 Widerstand, spezifischer, von Metallen 189.  
 —, technischer 9.  
 — von Brücken 213.  
 Widerstände, Messung großer 53.  
 Widerstandsthermometer 191.  
 Wiedemann-Franzsche Regel 192.  
 Wiedervereinigung von Elektrizitätsträgern 151.  
 Wien, M. 182.  
 Wilcke, J. C. 17, 21, 47.  
 Wilson, B. 42.  
 —, C. T. R. 227.  
 Wimshurst 50.  
 Wind, elektrischer 33, 160.  
 Windungsfläche 84.  
 Winkelgeschwindigkeit = Kreisfrequenz 113.  
 Wirbelstromdämpfung 91.  
 Wirbelströme 89, 140.  
 Wirbelstromheizung 140.  
 Wirkung 110.  
 Wirkungselement, Plancksches 110.  
 Wolframdraht, geheizter, als Elektronenquelle 155.  
 Zahl der Elektronen in Metallen 193.  
 Zählverfahren, elektrisches 229.  
 Zahn, H. 182.  
 Zahnradläufer 118.  
 Zeigervoltmeter 8.  
 Zeitmessung durch Feldzerfall 52.  
 Zeitsumme der Spannung 72.  
 — des Stromes 12.  
 Zerfall des elektrischen Feldes 20.  
 —, radioaktiver 230.  
 Zerfallsreihen 232.  
 Zerspaltung 235.  
 Zirkular polarisierte Schwingungen 123.  
 Zündverzögerung 173.  
 Zweifadenvoltmeter 8.  
 Zweiphasenmotor für Wechselstrom 124.  
 Zylinderkondensator 33.

**Einheiten und wichtige Konstanten.****Längen-Einheiten.**

$$1 \mu = 10^{-6} \text{ m} \quad 1 \text{ m}\mu = 10^{-9} \text{ m} \quad 1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m} \quad 1 \text{ XE} = 10^{-13} \text{ m}$$

$$1 \text{ Parsec} = 3,08 \cdot 10^{16} \text{ meter} = 3,26 \text{ Lichtjahre}$$

**Kraft-Einheiten.**

$$1 \text{ Gro\ss}dyn = 1 \text{ kg} \cdot \text{m/sec}^2 = 10^5 \text{ dyn} = 0,102 \text{ Kilopond}$$

$$1 \text{ Kilopond} = 9,81 \text{ Gro\ss}dyn \quad 1 \text{ Millipond} = 0,98 \text{ dyn}$$

**Druck-Einheiten.**

$$1 \text{ Gro\ss}dyn/\text{m}^2 = 10^{-5} \text{ Bar} = 1,02 \cdot 10^{-5} \text{ Kilopond/cm}^2$$

$$= 10,2 \cdot 10^{-6} \text{ techn.} = 9,87 \cdot 10^{-6} \text{ physikal. Atmosphären}$$

$$1 \text{ techn. Atm.} = 1 \text{ Kilopond/cm}^2 = 9,81 \cdot 10^4 \text{ Gro\ss}dyn/\text{m}^2 = 735,6 \text{ mm Hg-Säule}$$

$$1 \text{ physikal. Atmosphäre} = 760 \text{ mm Hg-Säule} = 10,33 \text{ m Wassersäule}$$

$$= 1,033 \text{ Kilopond/cm}^2 = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Gro\ss}dyn/\text{m}^2$$

$$1 \text{ Bar} = 10^6 \text{ dyn/cm}^2 = 10^6 \text{ Gro\ss}dyn/\text{m}^2 = 750,06 \text{ mm Hg-Säule}$$

$$1 \text{ engl. Pfund/Zoll}^2 = 6,9 \cdot 10^3 \text{ Gro\ss}dyn/\text{m}^2 = 7,03 \cdot 10^{-2} \text{ Kilopond/cm}^2$$

$$1 \text{ mm Hg-Säule.} = 1 \text{ Torr} = 1,333 \cdot 10^2 \text{ Gro\ss}dyn/\text{m}^2 = 1,36 \cdot 10^{-3} \text{ Kilopond/cm}^2$$

$$1 \text{ mm Wassersäule} = 9,81 \text{ Gro\ss}dyn/\text{m}^2$$

**Energie-Einheiten.**

$$1 \text{ Gro\ss}dynmeter = 1 \text{ Wattsek} = 0,102 \text{ Kilopondmeter} = 2,39 \cdot 10^{-4} \text{ Kilokal.}$$

$$1 \text{ Kilokalorie} = 4,185 \cdot 10^3 \text{ Wattsek.} = 1,16 \cdot 10^{-3} \text{ Kilowattstunden}$$

$$1 \text{ Kilowattstunde} = 3,67 \cdot 10^6 \text{ Kilopondmeter} = 36,7 \text{ techn. Atm. m}^3 = 860 \text{ Kilokal.}$$

$$1 \text{ eVolt} = 1 \text{ Elektronenvolt} = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Wattsekunden}$$

$$\text{Ruhenergie des Elektrons} \quad m_0 \cdot c^2 = 5,11 \cdot 10^5 \text{ Elektronenvolt}$$

$$\text{Ruhenergie des Protons} \quad m_H \cdot c^2 = 9,42 \cdot 10^8 \text{ Elektronenvolt}$$

$$\text{Ruhenergie von 1 Kilogramm} \quad 1 \text{ kg} \cdot c^2 = 25 \cdot 10^9 \text{ Kilowattstunden}$$

**Wichtige Konstanten.**

$$\text{Elektrische Elementarladung } e = 1,60 \cdot 10^{-19} \text{ Amperesekunden}$$

$$\text{Ruhmasse des Elektrons } m_0 = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

$$\text{Spezifische Elektronenladung } e/m_0 = 1,759 \cdot 10^{11} \text{ Amperesek./kg}$$

$$\text{Atomgewicht des Neutrons} = 1,00895 \quad \text{Atomgewicht des Protons} = 1,0076$$

$$\text{Masse des Protons } m_H = 1,673 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

$$\text{PLANCKSche Konstante } h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Watt} \cdot \text{sec}^2$$

$$\text{BOLTZMANNsche Konstante } k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Wattsekunde/Grad}$$

$$\text{Gravitationskonstante } \gamma = 6,68 \cdot 10^{-11} \text{ Gro\ss}dyn \cdot \text{m}^2/\text{kg}^2$$

$$\text{Influenzkonstante } \epsilon_0 = 8,859 \cdot 10^{-12} \text{ Amperesekunden/Voltmeter}$$

$$\text{Induktionskonstante } \mu_0 = 1,256 \cdot 10^{-6} \text{ Voltsekunden/Amperemeter}$$

$$\text{Lichtgeschwindigkeit } c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2} = 2,998 \cdot 10^8 \text{ m/sec}$$

$$\text{BOHRsches Magneton } m_B = \mu_0 e h / 4 \pi m_0 = 1,15 \cdot 10^{-29} \text{ Voltsekundenmeter}$$

$$\text{Kleinster Bahnradius des H-Atom} = \epsilon_0 h^2 / \pi m_0 e^2 = 0,53 \cdot 10^{-10} \text{ m}$$

$$\text{Rydbergfrequenz } Ry = e^4 m_0 / 8 \epsilon_0^2 h^3 = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ sec}^{-1}$$

$$\text{SOMMERFELDSche Feinstrukturkonstante } \alpha = e^2 / 2 \epsilon_0 h c = 1/137$$

$$= \frac{\text{Geschwindigkeit } u \text{ des Elektrons in der kleinsten H-Bahn}}{\text{Lichtgeschwindigkeit } c}$$

## Oft gebrauchte Gleichungen.

<p>Spezif. Molekülzahl <math>N = \frac{\text{Molekülzahl } n}{\text{Masse } M} = \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{\text{Kilomol}}</math></p> <p>[Individuelle Masseneinheit Kilomol = (M) Kilogramm; (M) = Molekulargewicht, Zahl]</p>
<p>Masse <math>m</math> eines Moleküles <math>= 1/N</math></p> <p>Beispiel für <math>O_2</math>: Molekulargewicht (M) = 32; daher für <math>O_2</math> 1 Kilomol = 32 kg. Also</p> $m_{O_2} = \frac{1 \text{ Kilomol}}{6,02 \cdot 10^{23}} = \frac{32 \text{ kg}}{6,02 \cdot 10^{23}} = 5,32 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$
<p>(Massen-)Dichte <math>\rho = \frac{\text{Masse } M}{\text{Volumen } \bar{V}}</math></p> <p>Molekülzahldichte <math>N_v = \frac{\text{Molekülzahl } n}{\text{Volumen } V}</math></p> $N_v = \rho N$ <p>Beispiel für <math>O_2</math> bei <math>T = 0^\circ C</math> und <math>p = 760 \text{ mm Hg-Säule}</math></p> $\rho = 1,43 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}; \quad N = \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{32 \text{ kg}}; \quad N_v = \rho N = 2,7 \cdot 10^{25}/\text{m}^3$
<p>Massenkonzentration <math>c = \frac{\text{Masse des gelösten Stoffes}}{\text{Volumen der Lösung}}</math></p> <p>Molekülkonzentration <math>N_v = \frac{\text{Zahl der gelösten Moleküle}}{\text{Volumen der Lösung}}</math></p> $N_v = c N$
<p>Spezif. Ionenladung <math>= \frac{\text{Ladung } ze \text{ des Ions}}{\text{Masse } m \text{ des Ions}} = N \cdot ze = z \cdot 9,65 \cdot 10^7 \frac{\text{Amp. Sek.}}{\text{Kilomol}}</math></p> <p><math>z =</math> Wertigkeit; <math>1/z</math> Kilomol = 1 Kilogrammäquivalent</p>
<p>H-Ionen-Konzentration <math>c_H = \frac{\text{Masse } M \text{ der H-Ionen}}{\text{Volumen } \bar{V} \text{ der Lösung}}</math></p> <p>Wasserstoff-Exponent <math>p_H =</math> negativer dekadischer Logarithmus des Zahlenwertes von <math>c_H</math>, jedoch nur, wenn <math>c_H</math> in Kilomol/m<sup>3</sup> (= Mol/Liter) gemessen wird.</p> <p>Beispiel für reinstes Wasser bei 25 Grad C:</p> $c_H = 0,1 \text{ Milligramm/m}^3 = 10^{-7} \text{ Kilomol/m}^3; \quad p_H = -\log 10^{-7} = 7$
<p>1 GAUSS = <math>10^{-4}</math> Voltsek/m<sup>2</sup>; 1 OERSTED = 79,6 Amp/meter</p> <p>Induktionskonstante <math>\mu_0 = 1 \text{ GAUSS/OERSTED}</math></p> <p>Diese beiden entbehrlichen Einheiten hat man nur geschaffen, um im Vakuum die Zahlenwerte der Kraftflußdichte <math>\mathfrak{B}</math> und der Feldstärke <math>\mathfrak{H}</math> gleich groß zu machen.</p> <p>Beispiel: <math>\mathfrak{H} = 5 \cdot 10^4</math> Oersted; <math>\mu_0 \mathfrak{H} = \mathfrak{B} = 5 \cdot 10^4 \mu_0</math> Oersted = <math>5 \cdot 10^4</math> Gauß.</p> <p>Man findet GAUSS und OERSTED häufig in technischen Darstellungen der Magnetisierungskurven, und zwar gleichzeitig mit einer technischen Definition der Magnetisierung <math>\mathfrak{I}_t = \mathfrak{I}/4\pi</math> und der Suszeptibilität <math>\kappa_t = \kappa/4\pi</math>. Als Abszisse benutzt man die Feldstärke <math>\mathfrak{H}_{tk}</math> in einem gedachten Längskanal, gemessen in OERSTED; als Ordinate die technische Magnetisierung <math>\mathfrak{I}_t = (\mathfrak{B}_m - \mu_0 \mathfrak{H}_{tk})/4\pi</math>, gemessen in GAUSS. (<math>\mathfrak{B}_m =</math> Kraftflußdichte mit Eisen, § 70.) Dann ist das Verhältnis</p> $\frac{\mathfrak{I}_t}{\mathfrak{H}_{tk}} = \mu_0 \kappa_t = \mu_0 \frac{\mu - 1}{4\pi}.$ <p>Erst eine Umstellung von <math>\mu_0</math> liefert</p> $\frac{\mathfrak{I}_t}{\mu_0 \mathfrak{H}_{tk}} = \frac{\mathfrak{I}_t}{\mathfrak{H}_{tk}} = \kappa_t = \frac{\mu - 1}{4\pi}.$ <p>Diese technische Darstellung ist historisch bedingt und umständlicher als die in den §§ 72 und 74 angewandte. Dort wurde als Abszisse <math>\mathfrak{H}_{tk}</math>, als Ordinate <math>\mathfrak{I} = \mathfrak{B}_m - \mathfrak{H}_{tk}</math> aufgetragen, und zwar beide mit der Einheit Voltsek/m<sup>2</sup>. Dann ist das Verhältnis <math>\mathfrak{I}/\mathfrak{H}_{tk} = \kappa = \mu - 1</math>.</p>

## Nebenbegriffe.

Abgeleitete physikalische Begriffe müssen nach allgemeiner Auffassung unabhängig von speziellen Einheiten definiert werden. Trotzdem finden sich im Schrifttum noch viele entbehrliche, nur mit Hilfe spezieller Einheiten definierbare *Nebenbegriffe*. — In allen folgenden Beispielen bedeutet (*M*) das Molekulargewicht als dimensionslose Zahl. — (*M*) gramm wird Mol genannt.

$$\text{Molvolumen} = \frac{\text{Volumen}}{\text{Masse}} \cdot (M) \text{ gramm} = \text{spezif. Volumen} \cdot (M) \text{ gramm}$$

$$\text{Molwärme} = \frac{\text{Wärmemenge}}{\text{Masse Temp.}} \cdot (M) \text{ gramm} = \text{spezif. Wärme} \cdot (M) \text{ gramm}.$$

$$\text{Loschmidtzahl} = \frac{\text{Molekülzahl}}{\text{Masse}} \cdot (M) \text{ gramm} = \text{spezif. Molekülzahl} \cdot (M) \text{ gramm}$$

$$\text{Zahl der Mole} = \frac{\text{Masse } M}{(M) \text{ gramm}} = \frac{\text{Molekülzahl } n}{\text{Loschmidtzahl}}$$

$$\begin{aligned} \text{molare Gaskonstante} &= \text{Gaskonstante } R \cdot (M) \text{ gramm} \\ &= \text{Boltzmannkonstante} \cdot \text{Loschmidtzahl} \end{aligned}$$

$$\text{Faradayzahl} = \frac{1}{z} \cdot \frac{\text{Ionenladung}}{\text{Ionenmasse}} \cdot (M) \text{ gramm} = \frac{1}{z} \cdot \text{spezif. Ionenladung} \cdot (M) \text{ gramm}$$

(*z* = Wertigkeit)

$$\text{Molsuszeptibilität} = \frac{\text{Suszept.}}{\text{Dichte}} \cdot (M) \text{ gramm} = \text{spezif. Suszept.} \cdot (M) \text{ gramm}$$

$$\text{Molrefraktion} = \frac{\text{Refraktion}}{\text{Dichte}} \cdot (M) \text{ gramm} = \text{spezif. Refraktion} \cdot (M) \text{ gramm}$$

$$\text{Äquivalentleitfähigkeit} = \frac{1}{z} \cdot \frac{\text{spezif. Leitfähigkeit}}{\text{Massenkonzentration}} \cdot (M) \text{ gramm}$$

Neuerdings findet man im Schrifttum die Stoffmenge neben Länge, Masse usw. wie eine weitere (stillschweigend eingeführte) Grundgröße behandelt. Für ihre Einheit benutzt man leider das früher für (*M*) Gramm eingeführte Wort Mol mit der Festsetzung: Die Einheitsstoffmenge 1 Mol enthält ebenso viele Moleküle wie 32 g Sauerstoff. Die nicht mit der Grundgröße Masse, sondern mit der Stoffmenge als Grundgröße gebildeten Größen müssen natürlich eigene Namen und Buchstaben erhalten. Als solche benutzt man Namen und Buchstaben der alten Nebenbegriffe.

Beispiele: Man schreibt

nicht mehr *Molwärme*  $C = 6 \frac{\text{cal}}{\text{Grad}}$ , sondern Molwärme  $C = 6 \frac{\text{cal}}{\text{Mol} \cdot \text{Grad}}$

nicht mehr *Molvolumen*  $v = 22,4 \text{ Liter}$ , sondern Molvolumen  $v = 22,4 \frac{\text{Liter}}{\text{Mol}}$

nicht mehr *Loschmidtzahl*  $L = 6,02 \cdot 10^{23}$ , sondern Loschmidtzahl  $L = \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{\text{Mol}}$

(Nebenbegriffe *kursiv* gedruckt)

Zur Umrechnung der mit der alten Grundgröße Masse gebildeten Größen auf die mit der neuen Grundgröße Stoffmenge gebildeten Größen dient ein „Molgewicht“ genanntes Verhältnis

$$\frac{\text{Masse}}{\text{Stoffmenge}} = (M) \frac{\text{Gramm}}{\text{Mol}}$$

Das ist einwandfrei, aber umständlicher als die alte Anwendung der individuellen Masseneinheiten Mol = (*M*) Gramm.

Periodisches System der Elemente.  
Ordnungszahlen (fett) und Atomgewichte.

Gruppe	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
I	1 H 1,008								
II	3 Li 6,94	4 Be 9,02	5 B 10,82	6 C 12,00	7 N 14,01	8 O 16,00	9 F 19,00		10 Ne 20,18
III	11 Na 23,00	12 Mg 24,32	13 Al 26,97	14 Si 28,06	15 P 31,02	16 S 32,06	17 Cl 35,46		18 Ar 39,94
IV	19 K 39,10	20 Ca 40,08	21 Sc 45,10	22 Ti 47,90	23 V 50,95	24 Cr 52,01	25 Mn 54,93	26 Fe 55,84	27 Co 58,94
V	37 Rb 85,44	38 Sr 87,63	39 Y 88,92	40 Zr 91,22	41 Nb 92,9	42 Mo 96,0	43 Tc 99,9	44 Ru 101,7	45 Rh 106,7
VI	55 Cs 132,8	56 Ba 137,4	57 La 138,9	58 Ce 140,1	59 Pr 140,9	60 Nd 144,3	61 Pm 144,9	62 Sm 150,4	63 Eu 152,0
VII	87 ? ?	88 Ra 226,0	89 Ac (227)	90 Th 232,1	91 Pa (231)	92 U 238,1	93 Np 237	94 Pu 244	95 Am 243
Lanthaniden			57 La 138,9	58 Ce 140,1	59 Pr 140,9	60 Nd 144,3	61 Pm 144,9	62 Sm 150,4	63 Eu 152,0
			64 Gd 157,3	65 Tb 158,9	66 Dy 162,5	67 Ho 164,9	68 Er 167,2	69 Tm 168,9	70 Yb 173,1
			71 Lu 174,9	72 Hf 178,5	73 Ta 181,8	74 W 183,8	75 Re 186,2	76 Os 190,2	77 Ir 192,2
			78 Pt 195,1	79 Au 197,0	80 Hg 200,6	81 Tl 204,4	82 Pb 207,2	83 Bi 208,9	84 Po (209)
			85 At 210	86 Rn 222	87 Fr 223	88 Ra 226	89 Ac 227	90 Th 232	91 Pa 231