EINFÜHRUNG IN DIE ELEKTRIZITÄTSLEHRE

VON

R. W. POHL

EINFÜHRUNG IN DIE ELEKTRIZITÄTSLEHRE

VON

R. W. POHL
PROFESSOR DER PHYSIK AN DER
UNIVERSITÄT GÖTTINGEN

MIT 393 ABBILDUNGEN

Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH
1927

ISBN 978-3-662-35980-8 ISBN 978-3-662-36810-7 (eBook)
DOI 10.1007/978-3-662-36810-7

ALLE RECHTE, INSBESONDERE DAS DER ÜBERSETZUNG
IN FREMDE SPRACHEN, VORBEHALTEN.
Copyright 1927 by Springer-Verlag Berlin Heidelberg
Ursprünglich erschienen bei Julius Springer in Berlin 1927.
Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1927

DIES BUCH WIDME ICH ZUM 81. GEBURTSTAGE

HERRN PROFESSOR LIC.

ADOLF METZ

IN HAMBURG

ALS ZEICHEN DER VEREHRUNG UND DER DANKBAREN
ERINNERUNG AN MEINE GYMNASIALZEIT IM JOHANNEUM

Vorwort.

Dies Buch enthält im wesentlichen die Niederschrift des Abschnittes „Elektrizität" meiner zweisemestrigen Vorlesung über Experimentalphysik. Die Vorlesung wendet sich an den großen Kreis aller naturwissenschaftlich und technisch interessierten Studierenden.

Auswahl und Anordnung des Stoffes sind so getroffen, daß die Zusammenhänge zwischen den experimentellen Tatsachen deutlich hervortreten. Der Leser soll eine Vorstellung von der großartigen Synthese gewinnen, die der heutigen Elektrizitätslehre gelungen ist. Außerdem soll die gewählte Darstellung den Übergang von den Lehrbüchern der Experimentalphysik zu den Werken der theoretischen Physik erleichtern.

Alle Zahlenangaben benutzen die Einheiten, in denen unsere heutigen elektrischen Meßinstrumente geeicht sind, nämlich Ampere und Volt. Die Benutzung des Volt-Ampere-Maßsystemes läßt die wichtigsten Zusammenhänge in eindringlicher Klarheit hervortreten. Die Abkehr von den sogenannten absoluten Einheiten der Elektrizitätslehre bedarf keiner Rechtfertigung mehr, seitdem GUSTAV MIE 1910 sein so überaus anregendes „Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus" herausgegeben hat.

Die Versuche sind durchweg einfach gehalten. Sie zeigen nach Möglichkeit das wesentliche frei von zufälligem äußerlichen Beiwerk. Auch erfordern sie nur einen sehr bescheidenen Bestand technischer Hilfsmittel[1]). Bei der Ausarbeitung der Versuche hat mir seit Jahren Herr Mechanikermeister SPERBER geholfen. Bei der Herstellung der Abbildungen haben mich die Herren cand. phys. HILSCH, Dr. HOMANN und Dr. KNAUER wesentlich unterstützt. Die Herren Dr. FESEFELDT und Dr. RUPP hatten die Freundlichkeit, eine Korrektur zu lesen. Allen genannten Herren danke ich sehr.

Einen ganz besonderen Dank muß ich am Schluß noch meiner lieben Frau aussprechen. Ohne ihren ständigen ermunternden Zuspruch hätte mich meine groteske Schwerfälligkeit im Schreiben das Buch nie vollenden lassen.

Göttingen, Januar 1927.
I. Physikalisches Institut der Universität.

R. W. POHL.

[1]) Als Bezugsquelle nenne ich die Firma Spindler & Hoyer G. m. b. H. in Göttingen.

Inhaltsverzeichnis.

Seite

I. Meßinstrumente für Strom und Spannung 1

Einleitung S. 1. — Strom und Spannung S. 1. — Kennzeichen des Stromes S. 2. — Strommesser oder Amperemeter S. 6. — Kennzeichen der Spannung S. 8. — Statische Spannungsmesser oder Elektrometer S. 8. — Stromverbrauchende Voltmeter S. 10. — Veranschaulichung von Volt und Ampere. Spannungsteilerschaltung S. 11.

II. Das elektrische Feld 15

Feld und Feldlinien S. 15. — Die elektrischen Substanzen oder Ladungen S. 20. — Zeitlicher Zerfall des elektrischen Feldes durch Leitung S. 21. — Mechanismus des Feldzerfalles S. 22. — Messung der elektrischen Substanz S. 24. — Beispiel einer Messung elektrischer Substanz oder Elektrizitätsmenge S. 27. — Kapazität eines Kondensators S. 28. — Kondensatoren verschiedener Bauart. Relative Dielektrizitätskonstante S. 29. — Anwendung der Kondensatorgleichung S. 30. — Beweglichkeit der Elektrizitätsatome in Leitern S. 31. — Sitz der Elektrizitätsatome im Ruhezustande auf der Leiteroberfläche S. 32. — Influenz S. 35. — Anwendung der Influenz: Paarweises Vorkommen der Elektrizitätsatome S. 37. — Anwendung der Influenz: Faradayscher Käfigschutz S. 37. — Anwendung der Influenz: Influenzmaschinen S. 38. — Sitz der Elektrizitätsatome auf und in Isolatoren S. 43. — Die Dielektrizitätskonstante S. 45. — Atome als elektrische Felder S. 47. — „Reibungselektrizität" S. 47. — Messung des elektrischen Feldes. Feldstärke $\mathfrak{E}$ und Verschiebungsdichte $\mathfrak{D}$ S. 49. — Zusammenhang von Feldstärke $\mathfrak{E}$ und Verschiebungsdichte $\mathfrak{D}$ S. 52. — Spannung P als Liniensumme von $\mathfrak{E}$ S. 53. — Verteilung von $\mathfrak{E}$ in Feldern verschiedener Gestalt. Berechnung von Kapazitäten S. 53. — Kräfte und Arbeit im elektrischen Felde S. 55. — Die Energie eines elektrischen Feldes S. 58. — Berechnung von Kräften in verschiedenen elektrischen Feldern S. 60. — Energieänderung des elektrischen Feldes während der Arbeitsleistung. Weitere Beispiele für Kräfte in elektrischen Feldern S. 62. — Hochempfindliche statische Voltmeter oder Elektrometer S. 64. — Die Ladung des einzelnen Elektrizitätsatoms S. 65.

III. Das magnetische Feld 67

Einige typische Magnetfelder S. 67. — Die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ und das Magnetometer S. 70. — Eisen im Magnetfeld einer Spule und die Molekularströme S. 72. — Wesensunterschied des elektrischen und magnetischen Feldes S. 74.

IV. Verknüpfung elektrischer und magnetischer Felder 77

Vorbemerkung S. 77. — Die Induktionserscheinungen S. 77. — Das Induktionsgesetz S. 79. — Die magnetische Spannung M S. 81. — Vertiefte Auffassung des Induktionsvorganges. Geschlossene elektrische Feldlinien. II. Maxwellsche Gleichung S. 86. — Gleichstrom, Wechselstrom und Verschiebungsstrom S. 88. — Das Magnetfeld des Verschiebungsstromes und seine magnetische Spannung S. 92. — Schlußwort S. 93.

V. Kraftfluß, Selbstinduktion, magnetische Energie, Kräfte in Magnetfeldern 95

Kraftflußdichte $\mathfrak{B}$ und Kraftfluß $B = \mathfrak{B}F$ S. 95. — Der magnetische Kreis S. 99. — Die Permeabilität des Eisens und die Hysteresisschleife S. 100. — Die Selbstinduktion S. 102. — Die Energie eines Magnetfeldes S. 104. — Kräfte in verschiedenen magnetischen Feldern S. 107.

Seite

VI. Anwendungen des Kraftflusses, insbesondere Generatoren und Motoren 112

Generatoren S. 112. — Energieumsatz in Generatoren, Lenzsches Gesetz und Wirbelstrom S. 117. — Die Permeabilität diamagnetischer Substanzen S. 119. — Elektromotoren S. 120.

VII. Trägheit des Magnetfeldes und elektrische Schwingungen 127

Die Selbstinduktion als Trägheit des Magnetfeldes S. 127. — Transformatoren und Induktoren S. 129. — Elektrische Schwingungen S. 134. — Einige Anwendungen elektrischer Schwingungen S. 137.

VIII. Mechanismus der Leitungsströme 145

Unselbständige Leitung in Zimmerluft mit sichtbaren Elektrizitätsträgern. Zur Deutung des Ohmschen Gesetzes S. 148. — Unselbständige Leitung in Luft. Ionen als Elektrizitätsträger S. 151. — Unselbständige Ionenleitung in Zimmerluft. Röntgenlicht als Ionisator. Ionenbeweglichkeit S. 153. — Unselbständige Ionenleitung in Luft. Der Sättigungsstrom S. 154. — Unselbständige Elektrizitätsleitung im Hochvakuum S. 155. — Das Atomgewicht des Elektrons nach Beobachtungen an Kathodenstrahlen S. 157. — Anwendungen der unselbständigen Elektronenleitung des Hochvakuums S. 159. — Selbständige Leitung in Gasen und Dämpfen von niedrigem Druck S. 161. — Einige Anwendungen der selbständigen Leitung in Gasen von niedrigem Druck S. 163. — Selbständige Elektrizitätsleitung in Gasen von hohem Druck (Spitzen-, Büschelstrom, Funken und Lichtbogen) S. 168. — Leitung in Flüssigkeiten. Allgemeines S. 172. — Elektrolytische oder Ionenleitung in wässerigen Lösungen S. 173. — Ladung der Ionen. Faradays Äquivalentgesetz. Loschmidtsche Zahl N S. 174. — Das Ohmsche Gesetz bei der elektrolytischen Leitung. Die Geschwindigkeit der Ionen S. 176. — Entstehung der Stromwärme S. 180. — Technische Anwendungen der Elektrolyse wässeriger Lösungen S. 181. — Ionenleitung in geschmolzenen Salzen und in unterkühlten Flüssigkeiten (Gläsern) S. 182. — Leitung in Flüssigkeiten von hohem spezifischem Widerstand S. 184. — Elektrizitätsleitung in Metallen S. 184. — Temperaturabhängigkeit der metallischen Leitung. Die Supraleitung. S. 187. — Zusammenhang von elektrischer Leitfähigkeit und Wärmeleitfähigkeit bei Metallen S. 190. — Selbständige Elektrizitätsleitung nichtmetallischer fester Körper S. 191. — Unselbständige Elektrizitätsleitung isolierender Kristalle S. 193. — Schlußwort S. 194.

IX. Elektrische Felder in der Grenzschicht zweier Substanzen 195

Elektrophorese und Strömungsströme S. 195. — Elektrische Felder in der Grenzschicht zweier Metalle S. 198. — Metalle als Leiter erster Klasse. Thermoelektrische Spannungen S. 199. — Elektrische Felder in der Grenzschicht von Metallen und Elektrolyten. Leiter zweiter Klasse, Elemente S. 201. — Polarisation bei der elektrolytischen Leitung S. 203. — Akkumulatoren S. 204. — Unpolarisierbare Elektroden und Elemente. Normalelemente S. 205. — Nachweis der Polarisationsspannung durch Änderung der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten S. 207. — Elektrische Felder in der Grenzschicht von Gasen und Flüssigkeiten S. 208. — Der Austritt von Elektronen aus der Oberfläche. Das Mikrophon S. 209.

X. Die Radioaktivität 213

Die radioaktiven Strahlen S. 213. — Beobachtung einzelner Elektronen und Ionen S. 215. — Unmittelbare Abzählung der universellen Konstante N, der Zahl der Moleküle im Mol S. 218. — Der Zerfall der radioaktiven Atome. Elektrizitätsatome als wesentliche Bausteine der Elemente S. 219. — Zertrümmerung von Atomen. Die Frage der Urelemente. Die elektrische Natur jeder Masse S. 222.

XI. Elektrische Wellen 226

Vorbemerkungen S. 226. — Herstellung hochfrequenter Wechselströme durch ungedämpfte Schwingungen S. 226. — Erzwungene elektrische Schwingungen S. 230. — Der elektrische Dipol S. 232. — Stehende elektrische Drahtwellen zwischen zwei Paralleldrähten S. 235. — Die Bedeutung der stehenden elektrischen Drahtwellen. Ausbreitung elektrischer Felder mit Lichtgeschwindigkeit S. 237. — Direkte Messung der Geschwindigkeit fortschreitender Drahtwellen S. 239. — Der Verschiebungsstrom des Dipols. Die Ausstrahlung freier elektrischer Wellen S. 241. — Halbfreie elektrische Wellen. Wellentelegraphie S. 247. — Die Wesensgleichheit der elektrischen Wellen und der Lichtwellen. Das gesamte Spektrum elektrischer Wellen S. 249.

I. Meßinstrumente für Strom und Spannung.

§ 1. Einleitung. Bei einer Darstellung der Mechanik beginnt man mit den Begriffen Länge, Zeit und Masse. Man macht sich sogleich mit den modernen Meßinstrumenten vertraut. Man denkt gar nicht daran, etwa die ganze historische Entwicklung der Sekunde klarzulegen. Man führt keine Experimente vor, bei denen die Zeit mit einer Sonnenuhr oder Wasseruhr gemessen wird. Ohne Bedenken greift man zu einer Taschenuhr oder einer modernen Stoppuhr, die $^1/_{100}$ Sekunden abzulesen gestattet. Es genügt, ein paar Worte über die Grundlagen aller Uhren zu bringen. Man kann sich einer Uhr bedienen, ohne die Konstruktionseinzelheiten oder gar ihre geschichtliche Entwicklung zu kennen.

Beim Übergang zur Wärmelehre führt man allgemein zwei neue Begriffe ein, Temperatur und Wärmemenge. Thermometer in moderner Ausführung werden von Anfang an als Hilfsmittel des Experiments benutzt.

Seltsamerweise verläßt man diese bewährte Methode beim Übergang zur Elektrizitätslehre. Man quält sich lange Kapitel hindurch, dem historischen Gange folgend, ohne Meßinstrumente ab. Alle Versuche stehen im Zeichen der geriebenen Siegellackstange und des unvermeidlichen Katzenfelles.

Wir halten bei aller Pietät für die historische Entwicklung dies Verfahren für überholt. Wir wählen den gleichen Weg, der bei der Darstellung der Mechanik und der Wärmelehre seit langem üblich ist. Wir beginnen mit der Einführung zweier neuer Begriffe, Strom und Spannung. Wir machen uns sogleich mit den modernen Meßinstrumenten vertraut, indem wir nur ihre Grundlagen, nicht ihre konstruktiven Einzelheiten behandeln.

Beim Übergang von der Mechanik und Wärmelehre zur Elektrizitätslehre sind zwei spezifisch elektrische Begriffe erforderlich. Die Wahl von Strom und Spannung ist willkürlich, aber bequem. An sich könnte man ebensogut von Elektrizitätsmenge und Kapazität ausgehen oder von einem anderen passend gewählten Paar.

§ 2. Strom und Spannung. „Elektrischer Strom" und „elektrische Spannung" gehören durchaus der täglichen Umgangssprache an. Der Laie verbindet mit diesen Worten etwa folgenden Sinn:

1. Jeder elektrische Anschluß hat zwei „Klemmen", „Pole" oder „Kontakte", z. B. die bekannten Stöpselkontakte zum Anschluß einer Glühlampe. Spüren die Finger beim Berühren der beiden Kontakte ein Kribbeln, so ist zwischen den Kontakten „Spannung" vorhanden.

2. Verbindet man die beiden Kontakte durch ein Stück Bindfaden, Holz oder Glas, so passiert nichts. Diese Stoffe „isolieren".

3. Nimmt man statt des Bindfadens usw. einen Draht, so gibt es ein Feuerwerk. Der Draht schmilzt oder verpufft, man redet von „Kurzschluß" oder gar von „Lichtbogen".

4. Schließt man an die Kontakte mittels zweier Drähte einen Apparat an, z. B. eine Tischlampe, so „fließt durch diese Drähte und die Lampe ein Strom".

So weit etwa die Rolle von Strom und Spannung in der Gemeinsprache. Wir wollen jetzt die Begriffe Strom und Spannung ein wenig schärfer fassen.

Wir fragen in den §§ 3 und 5 nach den Kennzeichen des Stromes und den Kennzeichen der Spannung.

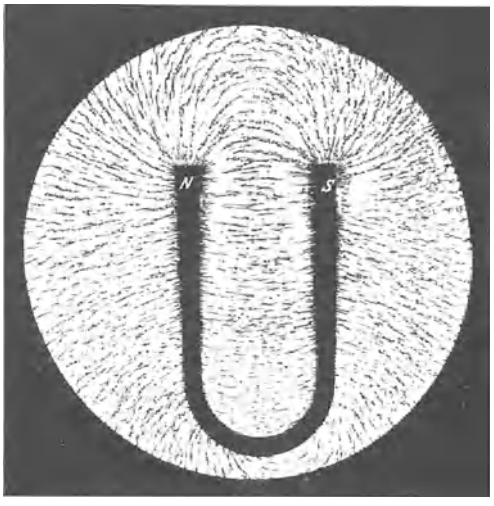


Abb. 1. Magnetische Feldlinien, dargestellt mit Eisenfeilicht.

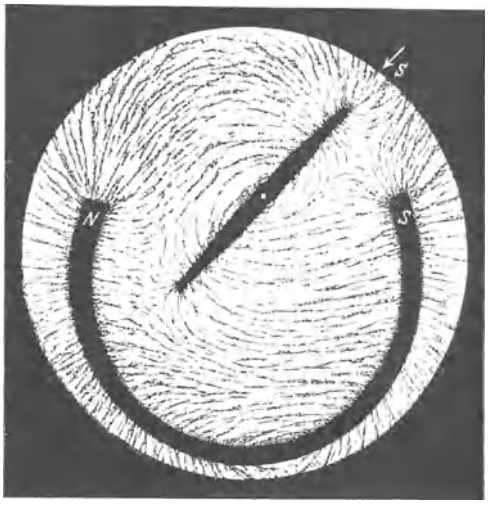


Abb. 2. Magnetische Feldlinien. Der Hufeisenmagnet *NS* dreht die Kompaßnadel gegen den Uhrzeiger.

§ 3. Kennzeichen des Stromes. Ob durch ein Metallrohr Wasser fließt, ist dem Rohr nicht ohne weiteres anzusehen. Wir müssen etwa durch Anlegen unseres Ohres ein sausendes Geräusch feststellen oder dgl. In entsprechender

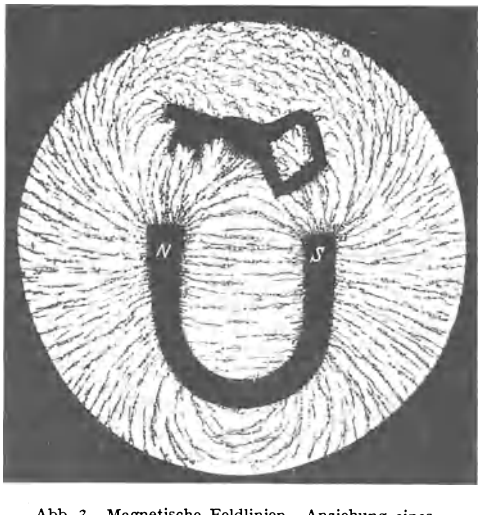


Abb. 3. Magnetische Feldlinien. Anziehung eines eisernen Schlüssels durch einen Hufeisenmagneten.

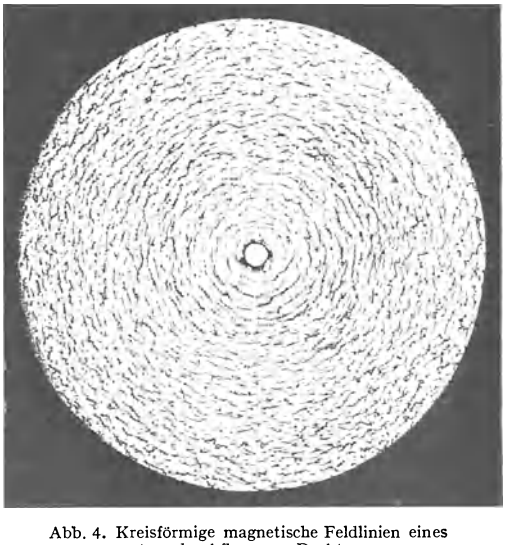


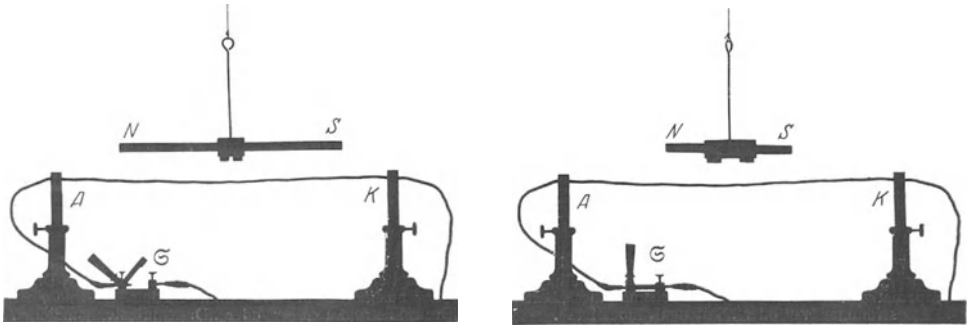
Abb. 4. Kreisförmige magnetische Feldlinien eines stromdurchflossenen Drahtes.

Weise macht sich uns das Fließen eines elektrischen Stromes erst durch gewisse Wirkungen bemerkbar. Diese betrachten wir als Kennzeichen des Stromes.

Bevor wir diese Kennzeichen aufzählen, schalten wir zwei altbekannte Beobachtungen ein:

1. Zwischen dem „Nordpol" und dem „Südpol" eines Stahlmagneten verlaufen „magnetische Feldlinien". Um sie sichtbar zu machen, legen wir z. B. einen Hufeisenmagneten auf ein Papier oder eine Glasplatte und streuen auf sie unter leichtem Klopfen etwas Eisenfeilicht. 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 durch Eisenfeilicht dargestellten Feldlinien ein ungemein anschauliches Bild. Abb. 2 zeigt uns einen Hufeisenmagneten, der eine Kompaßnadel zu „drehen sucht", Abb. 3 zeigt



a b

Abb. 5 a, b. Starr befestigter Leiter KA und beweglich aufgehängter Stabmagnet NS. G = Schalter.

einen Hufeisenmagneten, der ein Stück weiches Eisen (Schlüssel) „anzieht". Wir bedienen uns hier absichtlich einer etwas primitiven Ausdrucksweise.

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

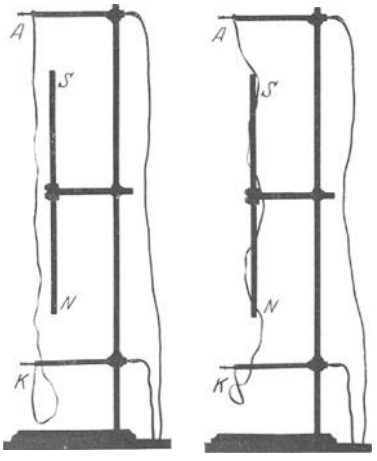
1. Der Strom erzeugt ein Magnetfeld. Ein vom Strom durchflossener Draht ist von ringförmigen magnetischen Feldlinien umgeben.

Die Abb. 4 zeigt diese Feldlinien mit Eisenfeilicht 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. 5a). Beim Einschalten des Stromes stellt sich der Magnet quer zum Leiter (Abb. 5b).

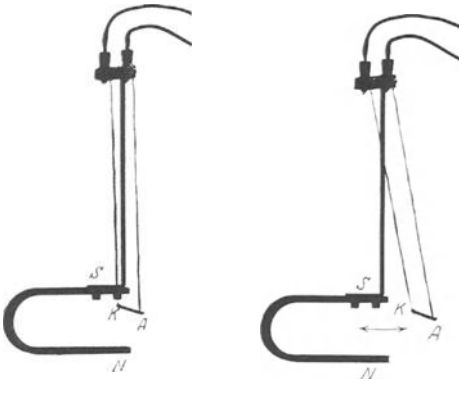
b) Der Vorgang läßt sich kinematisch umkehren. In Abb. 6a wird der Stabmagnet NS festgehalten. Neben ihm hängt ein leicht bewegliches, gewebtes Metallband KA. Beim Stromdurchgang stellt sich der Leiter quer zum Magneten: das Band wickelt sich spiralig um den Magneten herum (Abb. 6b).



a b

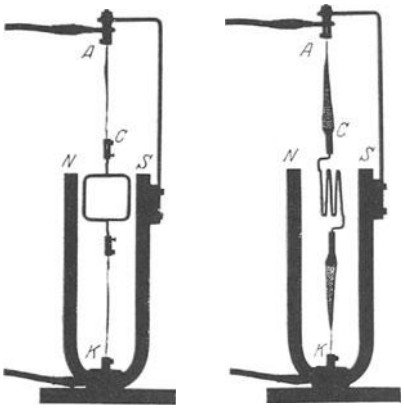
Abb. 6 a, b. Starr befestigter Stabmagnet NS und beweglicher, biegsamer Leiter KA aus gewebtem Metallband.

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



a b

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

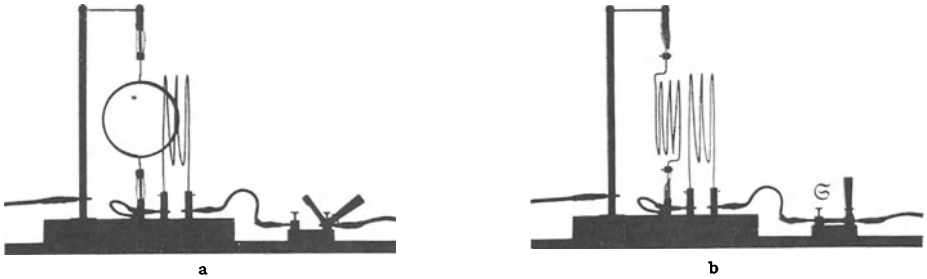


a b

Abb. 8 a, b. Feststehender Hufeisenmagnet *N S* und drehbarer Leiter *KA* in Spulenform. Zuleitungen zur „Drehspule" aus gewebtem Metallband. Zugleich Schema eines „Drehspulstrommessers" oder „Drehspulgalvanometers".

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



a b

Abb. 9 a, b. Rechts eine feste, links eine drehbare Spule. Zuleitungen zur „Drehspule" aus gewebtem Metallband.

stromdurchflossenen Leiters ersetzen. Wir nehmen eine feste und eine drehbare Spule, die vom gleichen Strome durchflossen werden (Abb. 9a). Die bewegliche Spule stellt sich parallel zu der festen (Abb. 9b).

Abb. 10 a, b. Feststehende Spule und drehbar aufgehängtes weiches Eisen *Fe*.

f) Endlich nehmen wir (in Analogie zu Abb. 3) in Abb. 10 ein Stück weiches Eisen *Fe*. Es wird in das Magnetfeld eines aufgespulten Leiters hineingezogen (Abb. 10b).

Soweit unsere Beispiele für die mechanischen Bewegungen, die das Magnetfeld eines Stromes hervorruft.

2. Der vom Strom durchflossene Leiter wird erwärmt. Er kann bis zur Weißglut erhitzt werden. Das zeigt jede Glühlampe. Die Abb. 11 gibt einen ganz einfachen Versuch über die Ausdehnung des Drahtes infolge der Stromwärme.

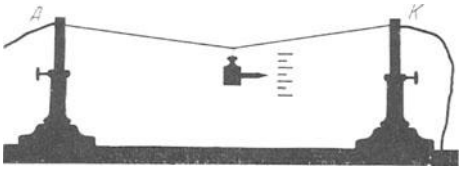


Abb. 11. Längenausdehnung eines vom Strom erwärmten Drahtes KA.

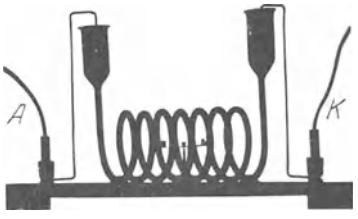


Abb. 12. Eine Kompaßnadel im Magnetfeld einer stromdurchflossenen Flüssigkeitsspirale.

Das alles bezog sich auf feste Leiter, wir haben Metalldrähte benutzt

Ein flüssiger Leiter zeigt in gleicher Weise Magnetfeld und Wärmewirkung. Zum Nachweis des Magnetfeldes benutzt man in Abb. 12 eine mit angesäuertem Wasser gefüllte Glasspirale. Zwischen ihren Windungen befindet sich eine kleine Kompaßnadel. Die Enden der Nadel sind durch angeklebte Papierfähnchen kenntlich gemacht. Zur Zu- und Ableitung des Stromes dienen zwei Drähte K und A.

Außer dem Magnetfelde und der Wärmewirkung beobachten wir bei flüssigen Leitern noch eine dritte Wirkung:

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. 13). Beim Stromdurchgang steigen von der Elektrode A Sauerstoffbläschen auf, von der Elektrode K Wasserstoffbläschen.

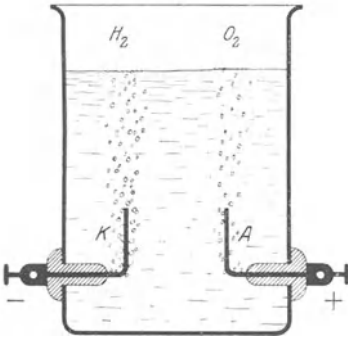


Abb. 13. Abscheidung von Wasserstoff (H_2) und Sauerstoff (O_2) beim Durchgang des Stromes durch verdünnte Schwefelsäure.

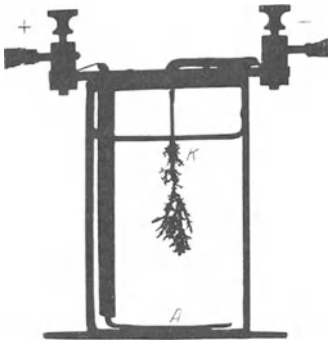


Abb. 14. Abscheidung von Bleikristallen beim Durchgang des Stromes durch wässrige Bleiazetatlösung.

Vereinbarungsgemäß nennt man die Elektrode K, an der sich Wasserstoff entwickelt, 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 wässeriger Bleiazetatlösung ragen als Elektroden zwei Bleidrähte herein. Bei Stromdurchgang bildet sich vor unseren Augen am negativen Pol K ein überaus zierliches, aus Kristallblättern zusammengesetztes „Bleibäumchen" (Abb. 14). In diesem Falle besteht also die elektrolytische Wirkung in der Ausscheidung eines Metalles.

Endlich nehmen wir statt eines festen und flüssigen Leiters ein leitendes Gas. In dem U-förmigen Rohr der Abb. 15 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.

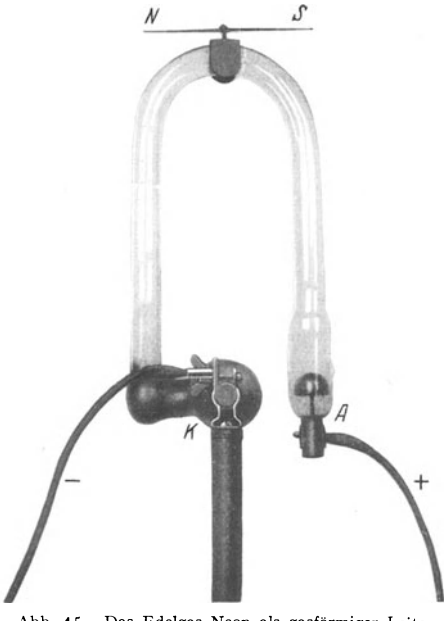


Abb. 15. Das Edelgas Neon als gasförmiger Leiter in einem U-förmigen Glasrohr. K und A metallische Zuleitungen. NS Kompaßnadel.

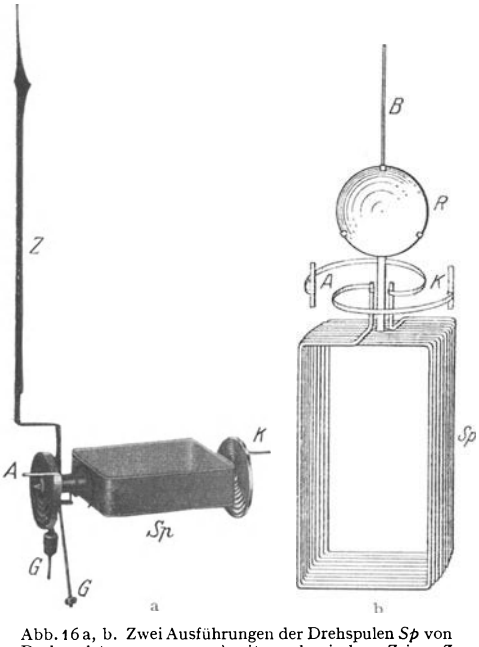


Abb. 16a, b. Zwei Ausführungen der Drehspulen Sp von Drehspulstrommessern: a) mit mechanischem Zeiger Z und Spitzenlagerung, wie in den Strommessern der Abb. 31, 32 und 58; G sind Gewichte zum Auswuchten der Spule. b) mit Spiegel R und Lichtzeiger und Bandaufhängung B, wie bei den „empfindlichen Strommessern" oder „Galvanometern" in den Abb. 33, 49 und 142. K und A sind spiralige Stromzuführungen, K und A bzw. B liefern überdies die „Direktionskraft", d. h. drehen die Spule im stromlosen Zustand in die Nullstellung zurück.

Kurz zusammengefaßt haben wir also bisher folgende Kennzeichen eines Stromes in einem Leiter beobachtet:

1. Das Magnetfeld
2. Die Erwärmung } bei allen Leitern.
3. „Chemische" Wirkungen (in erweitertem Sinn) } in flüssigen und gasförmigen Leitern.

§ 4. Strommesser oder Amperemeter. Alle drei in § 3 genannten Kennzeichen des elektrischen Stromes lassen sich zum Bau von Meßinstrumenten benutzen:

a) Strommesser auf magnetischer Grundlage. 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. 16a zeigt die Spule eines solchen Strommessers mit einem mechanischen Zeiger. Statt seiner benutzt man bei empfindlichen Instrumenten einen „Lichtzeiger". Der bewegliche Teil trägt einen Spiegel R zur Reflexion eines Lichtstrahles (Abb. 16b).

Wir werden in Zukunft alle „Drehspulinstrumente" durch das Schema der Abb. 18 darstellen.

Technische Varianten sind das Schleifengalvanometer (Abb. 17) und das Saitengalvanometer. Sie vereinigen hohe Empfindlichkeit mit großer Einstellungsgeschwindigkeit. Sie sind für Registrierapparate unentbehrlich. Beim Schleifengalvanometer („Oscillographen") tritt an die Stelle

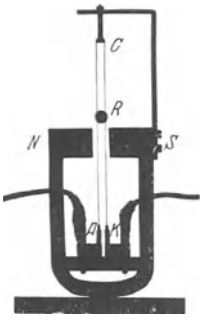


Abb. 17. Attrappe eines Schleifenstrommessers oder Oscillographen. ACK gespannte Drahtschleife mit Spiegel R.

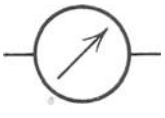


Abb. 18. Zeichenschema eines Drehspulstrommessers. Wird späterhin auch bei solchen Strommessern angewandt, die als Spannungsmesser oder Voltmeter umgeeicht sind.

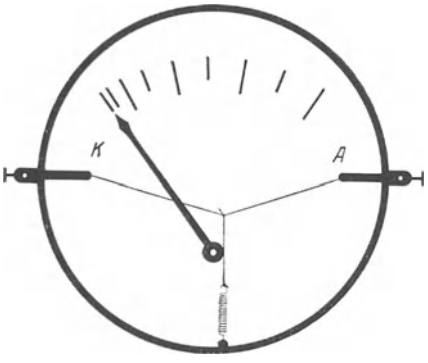


Abb. 19. Schema eines Hitzdrahtstrommessers. Man denke sich den Faden zwischen der gespannten Spiralfeder und dem Hitzdraht KA um die Achse des Zeigers herumgeschlungen.

der Spule eine gespannte Schleife mit ganz kleinem leichten Spiegel. Beim Saitengalvanometer ist der Trapezleiter der Abb. 7 durch eine gespannte Saite ersetzt. Ihre Bewegung wird mikroskopisch beobachtet.

b) Strommesser, die die Wärmewirkung benutzen. Der zu messende Strom erwärmt einen Draht KA. Dieser wird länger. Die Verlängerung wird irgendwie auf eine Zeigeranordnung übertragen, z. B. nach der Art der Abb. 19. Diese „Hitzdrahtinstrumente" werden wir fortan in unseren Skizzen durch das Schema der Abb. 20 wiedergeben.

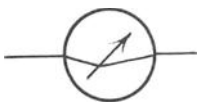


Abb. 20. Zeichenschema eines Hitzdrahtstrommessers. Wird späterhin auch bei solchen Hitzdrahtstrommessern angewandt, die als Spannungsmesser oder Voltmeter umgeeicht sind.

c) Strommesser auf elektrolytischer Grundlage. Man mißt die vom Strom am negativen Pol abgeschiedene Metallmenge mit der Wage und bestimmt die zugehörige Zeit mit der Uhr. Die pro Sekunde abgeschiedene Menge ist das Maß für die Stromstärke. Einrichtungen zu direkter Ablesung dieser Meßgröße mit Zeiger und Skala sind unschwer anzugeben, aber durchaus nicht üblich.

Um mit den Meßinstrumenten den Strom messen zu können, braucht man noch die Festlegung einer Einheit. Über die Festlegung der physikalischen Einheiten herrscht in der elementaren Literatur vielfach Unklarheit.

Jede Einheit ist willkürlich. Es ist z. B. bei der elektrischen Strommessung Sache der Willkür, ob man die magnetische, die elektrolytische oder die Wärmewirkung des Stromes zur Definition der Einheit benutzt.

Infolgedessen gibt es eine ganze Reihe verschiedener Maßsysteme. Wir entscheiden uns ausschließlich für das „internationale elektrische Maßsystem".

Das internationale elektrische Maßsystem definiert die Stromeinheit elektrolytisch. Die Einheit der Stromstärke hat derjenige Strom, der in einer Sekunde 1,1180 Milligramm Silber abscheidet. Diese Stromeinheit heißt „1 Ampere". Die Festlegung des Ampere erfolgt also unter Benutzung von Uhr und Wage, zwei besonders zuverlässigen Meßinstrumenten. Die Ampere-Einheit genügt der Forderung leichter Reproduzierbarkeit. Die seltsamen Dezimalen entstammen historischen Rücksichten. Sie ermöglichen die Umrechnung der internationalen Stromeinheit auf andere zuvor übliche mit einfachen Zehnerpotenzen.

Außer der internationalen Stromeinheit halten sich in der physikalischen Literatur noch immer zwei andere Stromeinheiten. Beide gehören in das sog. „absolute" oder „Zentimeter-Gramm-Sekunde-System". Beide sind Einheiten, mit denen man nie mißt, sondern nur rechnet. Kein Strommesser wird mit ihnen geeicht

§ 5. Kennzeichen der Spannung. 1. Die Spannung hat die Fähigkeit, in Leitern einen Strom zu erzeugen.

Verbindet man zwei Kontakte, Klemmen oder dgl., zwischen denen eine elektrische Spannung herrscht, durch einen Leiter, so fließt durch diesen Leiter ein Strom. Das bedarf nach dem in § 2 Gesagten keiner weiteren Erläuterung.

2. Zwei Körper, zwischen denen eine elektrische Spannung herrscht, üben Kräfte auf einander aus.

Das läßt sich leicht mit einem Kraftmesser, d. h. mit einer Wage, beweisen. Wir sehen in Abb. 21 einen aus leichtem Aluminiumrohr gebauten Wagebalken. Er ist auf der Metallsäule *S* gelagert. Am linken Arm befinden sich eine Metallscheibe *K*, auf dem rechten als Gegengewicht 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

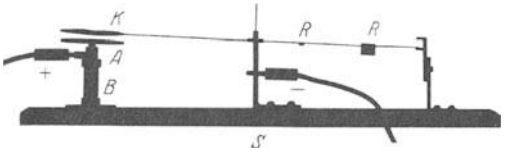


Abb. 21. „Spannungswage", *B* = Bernsteinisolator.

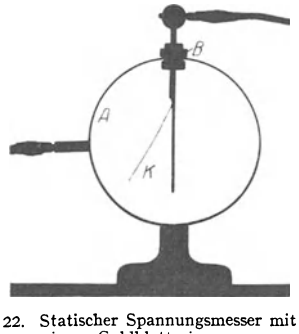


Abb. 22. Statischer Spannungsmesser mit einem Goldblattzeiger.

Säule *S* durch je einen Draht mit den beiden Kontakten der städtischen Zentrale. Sogleich schlägt der Wagebalken aus. Die zwischen *A* und *K* herrschende Spannung ruft also leicht nachweisbare Kräfte hervor.

Die beiden in diesem Paragraphen genannten Kennzeichen der Spannung lassen sich zum Bau von „Spannungsmessern" oder „Voltmetern" verwenden. Wir unterscheiden demgemäß:

a) Stromverbrauchende Spannungsmesser,

b) Statische Spannungsmesser oder „Elektrometer".

Wir behandeln beide Gruppen getrennt in den §§ 6 und 7.

§ 6. Statische Spannungsmesser oder Elektrometer. Diese Instrumente benutzen die durch die Spannung hervorgerufenen Kräfte. Sie entsprechen dem Prinzip einer Briefwage: die von den Spannungen herrührenden Kräfte

rufen Ausschläge hervor, die man direkt an einer Skala ablesen kann. Wir nennen aus einer großen Reihe nur drei verschiedene Ausführungsformen:

a) Das „Goldblattelektrometer" (Abb. 22). In das Metallgehäuse A ragt, durch Bernstein B oder dgl. isoliert, ein Metallstift herein. An diesem befindet sich seitlich als beweglicher Zeiger ein Blättchen aus Goldschaum K.

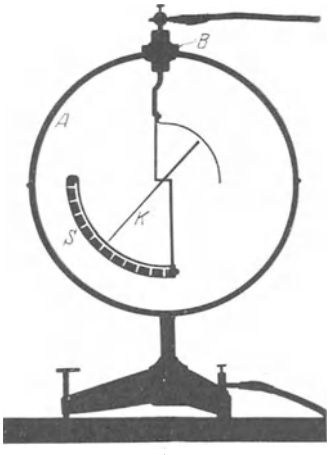


Abb. 23. Statischer Spannungsmesser mit einem Aluminiumzeiger in Spitzenlagerung. Brauchbar von einigen Hundert bis etwa 10000 Volt.

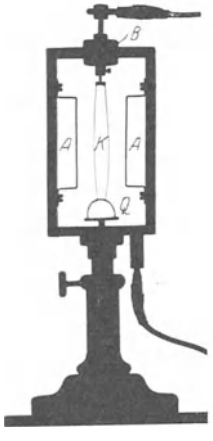


Abb. 24a. Attrappe eines „Zweifadenelektrometers" od. „Zweifadenvoltmeters". Meßbereich etwa 30 bis 400 Volt.

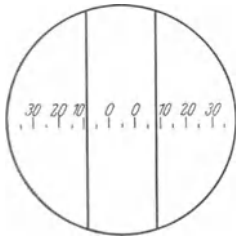


Abb. 24b. Gesichtsfeld eines Zweifadenvoltmeters.

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 Ausschlages an einer Skala abgelesen.

b) Das „Zeigerelektrometer" (Abb. 23). Alles wie bei a), nur ist das Goldblättchen durch einen zwischen Spitzen gelagerten Aluminiumzeiger K ersetzt.

c) Das „Zweifadenelektrometer" (Abb. 24a). Auch bei ihm ist ein Metallstift durch Bernstein 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. 24b 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 Demonstrationsinstrument. Sein gewöhnlicher Meßbereich erstreckt sich von ca. 30 bis 400 Volt.

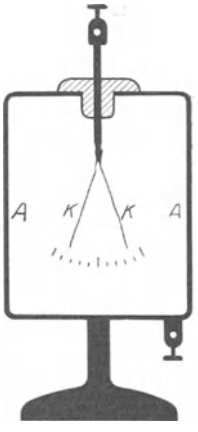


Abb. 25. Statischer Spannungsmesser oder statisches Voltmeter mit zwei Goldschaumzeigern KK.

Eine ältere Variante dieses Instrumentes zeigt die Abb. 25. Statt der beiden Metallfäden haben wir zwei Zeigerblättchen aus Goldschaum. Beide Zeiger werden von den ihnen benachbarten Wänden angezogen. Die Zeiger spreizen voneinander. Das umschreibt man in älteren Darstellungen häufig als eine Abstoßung der Zeiger. — Diese einfache Ausführung reicht für viele Beobachtungen völlig aus.

Als Schema eines statischen Spannungsmessers werden wir in Zukunft stets die in Abb. 26 gegebene Skizze benutzen.

Die Einheit der Spannung ist im internationalen elektrischen Maßsystem das Volt. Sie wird dadurch festgelegt, daß man die Spannung eines „Kadmium-Normalelementes" als 1,0187 Volt definiert. Die Dezimalen entstammen wieder historischen Rücksichten. Ohne Tradition und ohne frühere Maßsysteme hätte man die Spannung des Normalelementes als 1 Volt festgelegt.

Abb. 26. Zeichenschema eines „statischen Spannungsmessers", „statischen Voltmeters" oder „Elektrometers". Ohne Eichung auch „Elektroskop" genannt.

Das internationale Normalelement enthält als Elektroden nicht Zn und Kohle, wie die bekannten Elemente unserer Taschenlampen, sondern Hg und Cd (§ 95).

§ 7. Stromverbrauchende Voltmeter. Diese Instrumente sind im Prinzip umgeeichte Amperemeter. Die Möglichkeit dieser Umeichung beruht auf der Gültigkeit des „Ohmschen Gesetzes" für metallische Leiter:

Man definiert allgemein für jeden Leiter als Widerstand[1]) w den Quotienten

$$\frac{\text{Spannung } P \text{ zwischen den Enden eines Leiters}}{\text{Strom } i \text{ im Leiter}} .$$

Dieser als Widerstand w definierte Quotient P/i ist im allgemeinen durchaus keine Konstante für den betreffenden Leiter. Der Widerstand w hängt in komplizierter Weise von der Stromstärke i und zahlreichen Versuchsbedingungen ab. Nur in Sonderfällen gibt es eine Konstanz des Quotienten P/i. In diesen Sonderfällen „gilt das Ohmsche Gesetz", eines unserer wichtigsten Erfahrungssätze. Es lautet in Worten:

Spannung P zwischen den Enden eines Leiters und Strom i in dem Leiter sind einander proportional.

$$P = i \cdot w . \qquad (1)$$

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

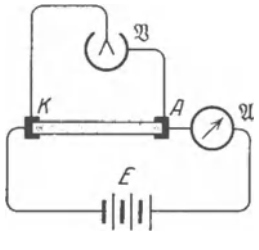


Abb. 27. Zur Vorführung des Ohmschen Gesetzes.

Das zeigt man mit Hilfe der in Abb. 27 gezeichneten Anordnung. Eine Stromquelle E schickt einen Strom durch einen metallischen Leiter KA, z. B. von Band- oder Streifenform. Das Amperemeter $\mathfrak{A}$ gibt die Stärke des Stromes i, das Voltmeter $\mathfrak{V}$ die Spannung P zwischen den Enden des Leiters KA. Wir verändern die Stromstärke i, indem wir verschiedene Stromquellen E benutzen, z. B. einmal etliche Elemente, dann die städtische Zentrale. Dividieren wir zusammengehörige Werte von Spannung P und Strom i, so finden wir stets den als Widerstand w definierten Quotienten P/i konstant.

Man mißt den Widerstand w also durch den Quotienten Volt/Ampere, ebenso wie man z. B. eine Geschwindigkeit durch cm/sek mißt. Für den Quotienten cm/sek hat man als sprachliche Kürzung das Wort „cel" einzuführen versucht. Es hat sich nicht eingebürgert. Analog hat man den Quotienten Volt/Ampere mit dem Wort „Ohm" benannt. Dies Wort wird ganz allgemein und international angewandt.

[1]) Das Wort „Widerstand" wird im Deutschen in einem recht unerfreulichen Doppelsinn gebraucht. Einmal bezeichnet es den Quotienten Spannung durch Strom, P/i, den man an einem beliebigen Leiter mißt. Das andere Mal meint man einen Apparat, z. B. einen aufgespulten Drahtleiter, wie er in Abb. 30 abgebildet ist. Den Widerstand als Apparat werden wir in diesem Buch stets mit einem großen W bezeichnen.

Finden wir z. B. bei der Messung in Abb. 27 für unseren Leiter KA das als Widerstand definierte Verhältnis zu 500 Volt/Ampere, so sagt man kurz: Der Leiter KA hat einen Widerstand

$$w = 500 \text{ Ohm}.$$

Wir werden in Zukunft einen Leiter, dessen Widerstand für uns wichtig ist, in unseren Schaltskizzen als zackige Linie darstellen (Abb. 28).

Die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes für metallische Leiter erlaubt eine einfache Umeichung der Strommesser. Es ist nur nötig, für die metallischen Drähte des Strommessers das Ohmsche Gesetz anzuwenden. Wir wollen das im einzelnen an einem Beispiel aus dem täglichen Leben klar machen, nämlich an der Geldzählwage.

Abb. 28. Zeichenschema eines Widerstandes, vgl. die Anmerkung auf S. 10.

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

1 g Gold sind laut Reichsgesetz 2,79 Goldmark oder Mark = Gramm · 2,79.

Wir haben die Zahlen der Grammeichung nur mit 2,79 zu multiplizieren, um die Grammeichung in die Markeichung zu verwandeln.

Analog gilt nun für den stromdurchflossenen Leitungsdraht im Innern eines Amperemeters das Ohmsche Gesetz

$$\frac{\text{Volt}}{\text{Ampere}} = w \qquad \text{oder} \qquad \text{Volt} = \text{Ampere} \cdot w\,,$$

wo w den Widerstand des Leitungsdrahtes im Amperemeter bedeutet. — Wir haben daher die Zahlen der Ampereeichung nur um das w-Fache zu erhöhen, um eine Voltskala zu erhalten.

Die stromverbrauchenden Voltmeter sind also, wie schon einmal gesagt, grundsätzlich nichts anderes als umgeeichte Amperemeter. Aus diesem Grunde zeichnen wir sie in unseren Schaltskizzen auch mit dem Schema der Abb. 18 oder 20, im Unterschied von Abb. 26, dem Schema eines statischen Voltmeters.

Unsere ganzen Ausführungen über Volt- und Amperemeter sollen in keiner Weise erschöpfend sein. Sie sollen nur oberflächlich die einfachsten Grundlagen unserer modernen technischen Amperemeter und Voltmeter und ihrer Eichung erläutern. Sie ermöglichen uns, mit modernen elektrischen Meßinstrumenten ebensogut zu arbeiten, wie bei der Darstellung der Mechanik mit modernen Uhren, ohne irgend etwas von ihrem feineren Bau zu wissen.

Es ist zweckmäßig, uns zunächst durch einige Beispiele eine gewisse Vorstellung von der Größenordnung von Volt und Ampere zu machen.

§ 8. Veranschaulichung von Volt und Ampere. Spannungsteilerschaltung.

a) Spannungen von der Größenordnung 1 Volt herrschen zwischen den Klemmen elektrischer Elemente, wie sie für Hausklingeln und dgl. üblich sind.

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 Spannungen der Größenordnung 100 000 Volt, gelegentlich bis zu einer Million Volt.

e) Noch viel höher sind die Spannungen zwischen Wolken und Erde, die Blitze hervorrufen. Einige hundert Millionen Volt sind wahrscheinlich noch zu niedrig gegriffen.

Man braucht für sehr viele Versuche veränderliche Spannungen. Es gibt einen einfachen technischen Kunstgriff, diese Spannungen als Bruchteile einer Höchstspannung herzustellen. Man benutzt die Spannungsteilerschaltung (Abb. 29). Man verbindet die beiden Klemmen der Stromquelle E durch einen „Widerstand" W[1]). Das ist in praxi stets ein spiralig 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

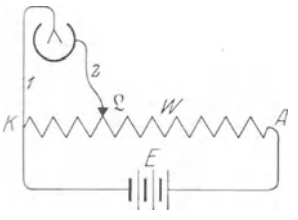


Abb. 29. Schema der Spannungsteilerschaltung.

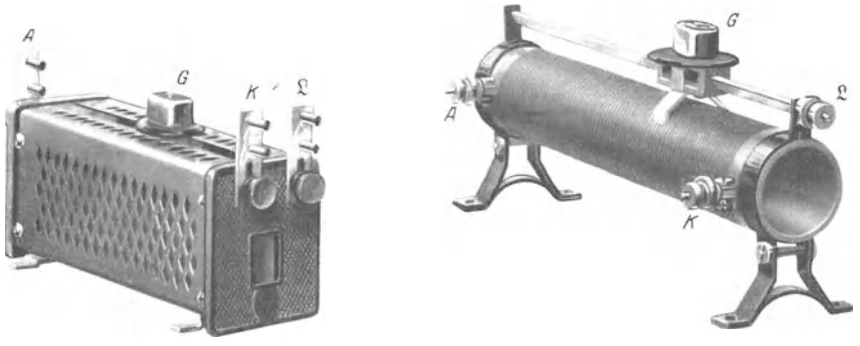


Abb. 30. Zwei technische Ausführungen von Widerständen mit Gleitkontakten, links mit Schutzgehäuse.

Läufer. Dann können wir durch Verschieben des Läufers zwischen *1* und *2* jede Spannung zwischen Null und der Höchstspannung herstellen.

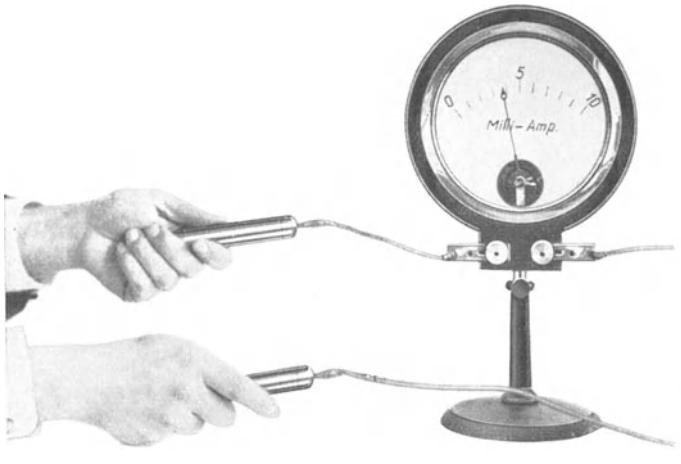


Abb. 31. Einschaltung einer Versuchsperson in einen Stromkreis. Strommesser nach dem Schema der Abb. 8.

Die Abb. 30 zeigt zwei handliche Ausführungen eines solchen Widerstandes für Spannungsteilerschaltungen. Der Griff G dient zum Verschieben des Läufers.

[1]) Vgl. die Anmerkung auf S. 10.

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.

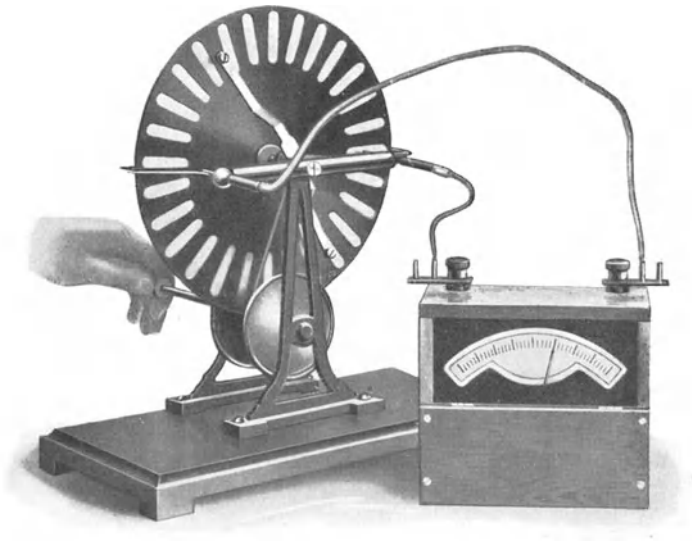


Abb. 32. Messung des von einer Holtzschen (!) Influenzmaschine gelieferten Stromes mit einem Drehspulamperemeter (Schema der Abb. 8).

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

c) $^1/_{1000}$ Ampere nennt man ein „Milliampere". 3—5 Milliampere beträgt die Stromstärke, die unser Körper zu spüren anfängt. Das zeigt man leicht mit

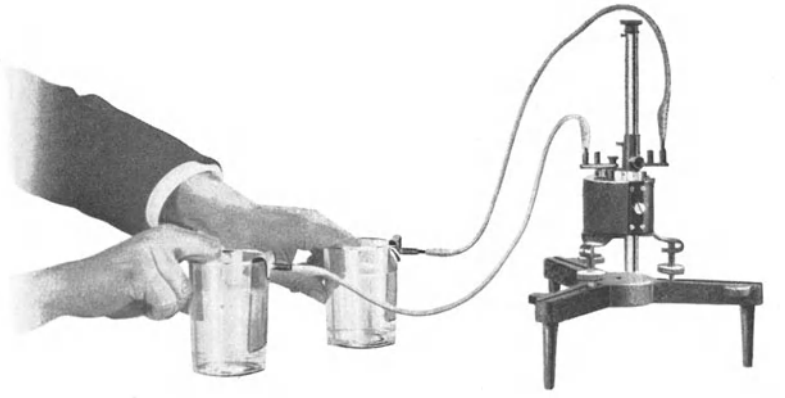


Abb. 33. Beobachtung schwacher Ströme beim Spannen der Fingermuskeln. Das Drehspulgalvanomete (Schema der Abb. 8) mit Spiegel und Lichtzeiger steht auf einem Eisenfuß.

der Anordnung der Abb. 31. Die Versuchsperson ist mittels zweier metallischer Handhaben in den Stromkreis eingeschaltet. Die erforderliche Spannung erhöht man langsam und gleichmäßig nach dem oben erläuterten Spannungsteilverfahren.

d) Ströme von ca. 10^{-5} Ampere liefert das als „Influenzmaschine" bekannte Kinderspielzeug. Wir messen diesen Strom sogleich mit einem technischen Amperemeter, wie Abb. 32 zeigt. Anfänger glauben häufig, eine Influenzmaschine liefere „statische" Elektrizität, ein Amperemeter aber messe nur „galvanische". Einen Unterschied zwischen statischer und galvanischer Elektrizität gibt es nicht!

e) 10^{-6} Ampere nennt man ein „Mikroampere". Ströme dieser Größenordnung können wir leicht mit unserem Körper erzeugen. Wir tauchen in Abb. 33 je zwei Finger der linken und rechten Hand in ein mit Leitungswasser gefülltes Glasgefäß. Die Daumen legen wir auf die Außenwand. In jedes der beiden Gefäße taucht eine Zinkplatte. Von den beiden Zinkplatten führen Leitungsdrähte zum Amperemeter mit Spiegelablesung, meist Spiegelgalvanometer genannt. Bei zwangloser Haltung der Hände beobachten wir keinen Strom. Spannen wir die Fingermuskel der einen Hand, so zeigt das Galvanometer einen Strom der Größenordnung 10^{-6} Ampere. Spannen wir die Finger der anderen Hand, so beobachten wir einen gleichen Strom, aber in entgegengesetzter Richtung.

f) Gute Spiegelgalvanometer lassen Ströme bis herab zu etwa 10^{-11} 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 Nullpunkt des Instruments, wenngleich viel langsamer, so doch genau so regellos, wie ein Staubteilchen, an dem wir die Brownsche Bewegung beobachten.

II. Das elektrische Feld.

§ 9. Feld und Feldlinien. Die Abb. 34 zeigt uns zwei einander parallele Metallplatten *A* und *K*. Ihre Träger enthalten Bernsteinisolatoren *B*. Wir verbinden die Platten durch 2 Drähte mit der städtischen Zentrale und dann durch zwei andere mit einem Zweifadenvoltmeter. Wir haben dann das leichtverständliche Schema der Abb. 35a.

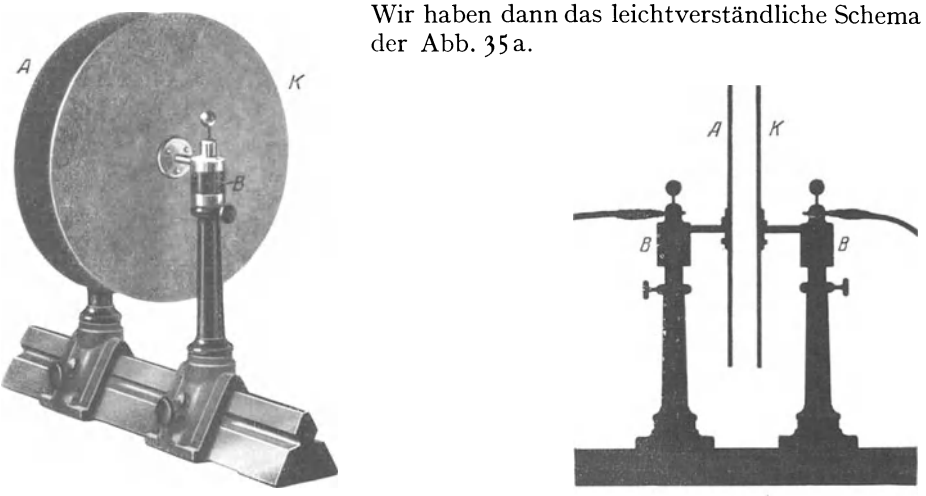


Abb. 34. Pattenkondensator mit Bernsteinisolatoren *B* im Lichtbild und im Schattenriß. Plattendurchmesser ca. 22 cm.

Das Voltmeter zeigt uns, daß zwischen den beiden Platten die Spannung von 220 Volt herrscht.

Als Ursache der Spannung wird man zunächst die Verbindung der Platten mit der Zentrale ansprechen. Der Versuch widerlegt diese Auffassung. Die Spannung bleibt auch nach Abschaltung der beiden zur Zentrale führenden Leitungsdrähte erhalten (Abb. 35b). Das ist höchst wichtig.

Es erhebt sich die Frage: Wodurch unterscheiden sich nun die Platten, zwischen denen eine Spannung herrscht, von ihrem gewöhnlichen Zustand? Wo sitzt die Ursache? Auf einer der Platten oder auf beiden? Oder gar im Zwischenraum?

Ein einfacher Versuch zeigt die wesentliche Beteiligung des Zwischenraumes. Wir schieben, ohne die Platten zu berühren, eine isolierende Platte, z. B. aus Hartgummi, in den Zwischenraum hinein

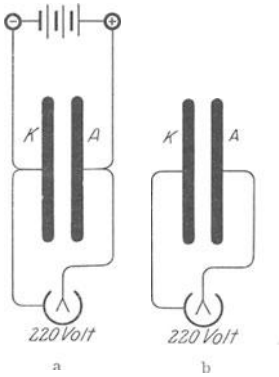


Abb. 35a, b. *KA* Plattenkondensator, a in, b nach Verbindung mit der städtischen Zentrale.

(Abb. 36). Die Spannung sinkt, sagen wir auf 100 Volt, herunter Wir ziehen das Stück Hartgummi wieder heraus, und die alte Spannung von 220 Volt ist wiederhergestellt.

Analog verläuft der Versuch, wenn wir statt einer isolierenden Platte eine solche aus Metall einführen. Der Zwischenraum ist also am Zustandekommen der Spannung wesentlich beteiligt.

Wir fragen weiter: Was liegt im Zwischenraum vor? Der Physiker antwortet: Ein „elektrisches Feld".

Das klingt zunächst wie ein Wort, das sich dort einstellt, wo ein Begriff fehlt. Dem ist aber nicht so. „Elektrisches Feld" ist ein Fachausdruck,

Abb. 36. Eine isolierende Platte zwischen den Kondensatorplatten.

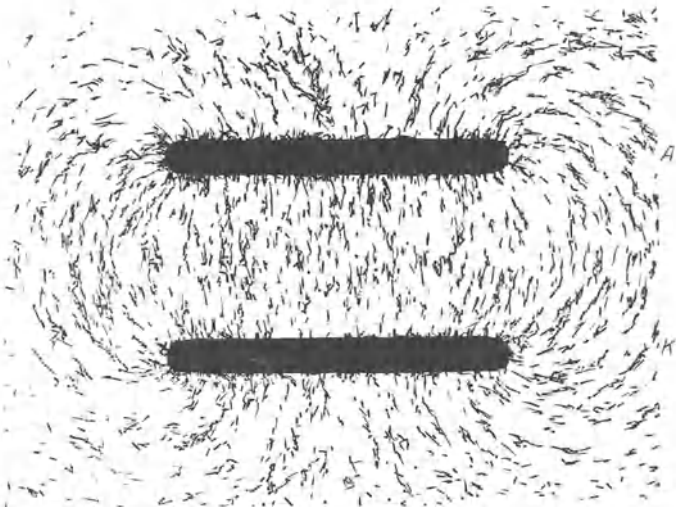


Abb. 37. Elektrische Feldlinien eines Plattenkondensators, mit Gipskristallen sichtbar gemacht. Diese sowie alle folgenden Bilder elektrischer Feldlinien ohne Retouche.

mit dem die Physik eine fest umrissene, ausschließlich der Erfahrung entnommene Vorstellung verbindet. Wir wollen versuchen, uns an der Hand von Experimenten mit dem elektrischen Feld vertraut zu machen.

Zu diesem Zweck stellen wir zunächst ein „zweidimensionales" elektrisches Feld her. Wir kleben, statt die Platten der Abb. 34 zu benutzen, zwei diesem entsprechende Stanniolstreifen *K* und *A* auf eine Glasplatte. Wir verbinden die beiden Streifen mit einer Stromquelle von hoher Spannung, z. B. der schon als Kinderspielzeug erwähnten Influenzmaschine. Durch ganz langsames Drehen rufen wir zwischen den Streifen eine Spannung von rund 3000 Volt hervor. Dann stäuben wir unter vorsichtigem Klopfen frischgepulverte Gipskristalle auf die Glasplatte. Die kleinen Kristalle ordnen sich in eigentümlicher, linienhafter Weise an. Wir sehen ein Bild „elektrischer Feldlinien" (Abb. 37). Sie gleichen äußerlich den magnetischen Feldlinien zwischen Magnetpolen, die wir in den Abb. 1—3 mit Eisenfeilicht sichtbar machten.

Selbstverständlich brauchen die beiden Körper, zwischen denen ein elektrisches Feld herrscht, nicht parallele Metallplatten zu sein. Die Platten können beispielsweise auch geneigt zueinander stehen. Dann bekommen wir im Zweidimensionalen das Bild der Abb. 38.

Die eine Platte kann weiterhin zum Draht entarten. Dann gibt es die Feldlinien der Abb. 39.

Ganz allgemein heißen zwei leitende Körper, zwischen denen

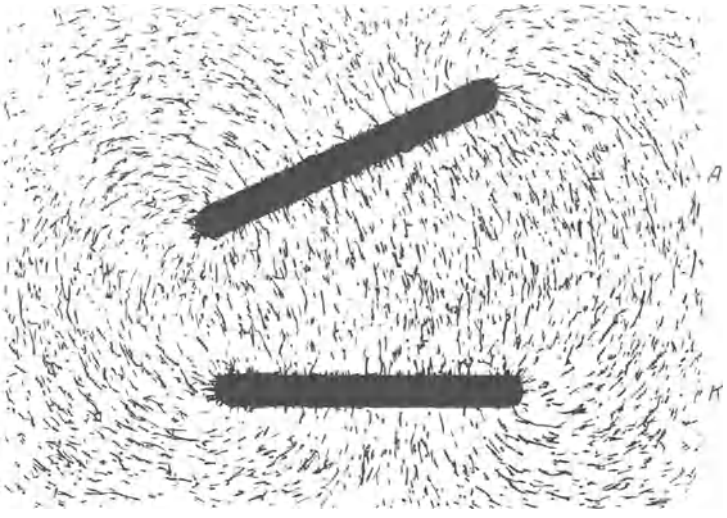


Abb. 38. Elektrische Feldlinien zwischen schräg zueinander stehenden Platten.

ein elektrisches Feld herrscht oder hergestellt werden kann, ein „Kondensator". Wir nennen noch vier weitere Beispiele:

a) Zwei benachbarte Kugeln oder Drähte. Abb. 40 gibt eine Vorstellung vom Verlaufe der Feldlinien.

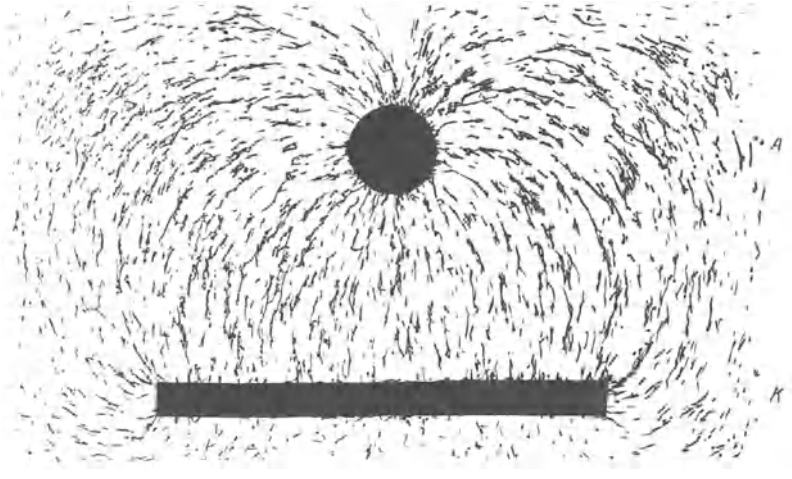


Abb. 39. Elektrische Feldlinien zwischen Platte und Kugel bzw. Draht.

So wie Abb. 40a sieht etwa das Feld zwischen den Polen unserer elektrischen Leitungsanschlüsse aus. Ist, wie meist bei städtischen Elektrizitätswerken, die eine der beiden Leitungen dauernd mit dem Erdboden verbunden, so haben wir das in der Abb. 40b skizzierte Feld. Und zwar ist in dieser Abbildung „Erdung" des negativen Poles angenommen.

b) Eine Kugel oder Trommel im Zimmer auf einem isolierenden Glasfuß stehend. Ältere Lehrbücher nennen solches Gebilde einen „Konduktor". Dieser Konduktor ist nur die eine Hälfte des Kondensators. Die andere wird von dem Erdboden oder den Zimmerwänden, den Möbeln und dem Experimentator gebildet. Abb. 41 gibt das Feldlinienbild.

c) Eine funkentelegraphische Antenne und der Rumpf eines Dampfers (Abb. 42). Man

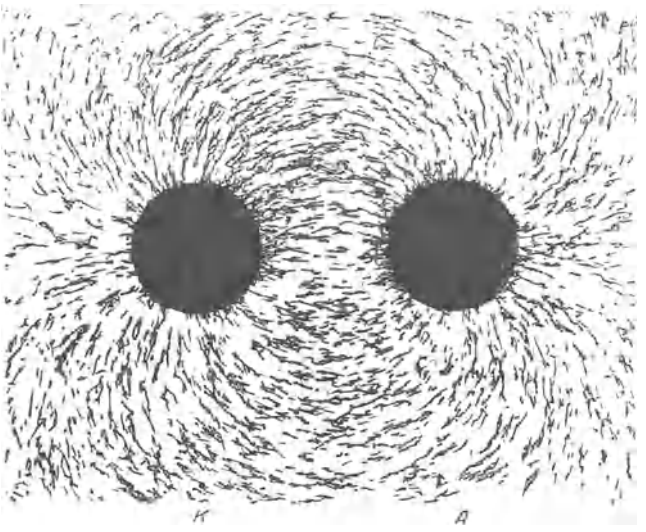


Abb. 40a. Elektrische Feldlinien zwischen zwei Kugeln bzw. Paralleldrähten.

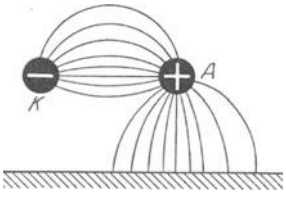


Abb. 40b. Skizze der elektrischen Feldlinien zwischen den Leitungen der städtischen Zentrale und der Zimmerwand.

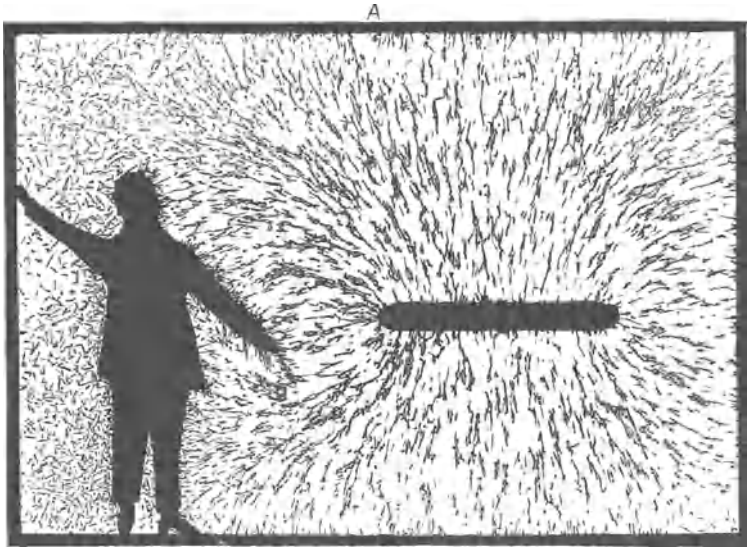


Abb. 41. Elektrische Feldlinien zwischen einem altertümlichen „Elektrizitätsträger" („Konduktor") und der Umgebung. Man beachte ihre Veränderung durch die Bewegungen des Experimentators.

sieht die Feldlinien von der Antenne zu den Masten und dem Schiffskörper verlaufen.

d) Endlich gibt uns Abb. 43 das Feldlinienbild unseres statischen Voltmeters. Ein solches Voltmeter ist auch nichts anderes als ein Konden-

sator. Man glaubt zu sehen, wie die Spannung mittels der Feldlinien die Zeiger anhebt.

Den engen Zusammenhang zwischen Feldlinien und Spannung zeigt eindringlich der in Abb. 44 skizzierte Versuch. Unser Plattenkondensator

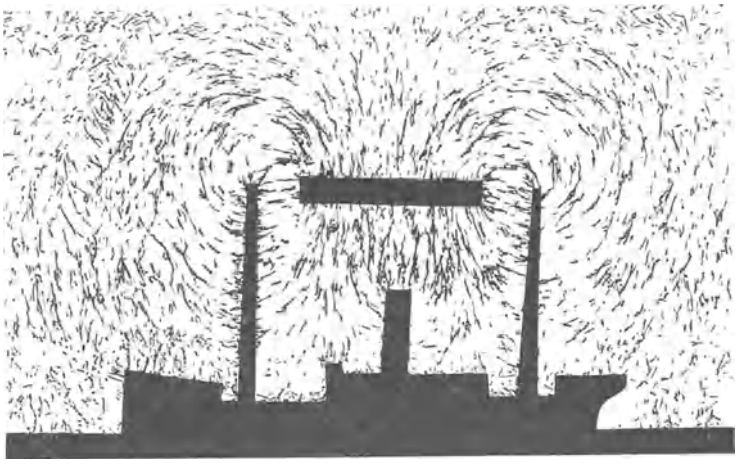


Abb. 42. Elektrische Feldlinien zwischen Antenne und Schiffskörper.

steht mit dem Fadenvoltmeter in Verbindung, also Schema der Abb. 44a. Die Spannung betrage 220 Volt, hervorgerufen durch kurzes Berühren mit der städtischen Zentrale. Wir vergrößern den Zwischenraum zwischen den beiden Platten und verlängern dadurch die Feldlinien: die Spannung steigt (Abb. 44b). Wir nähern die Platten wieder, verkürzen die Feldlinien; die Spannung sinkt (Abb. 44c). Wir kehren zur Ausgangsstellung zurück: es sind genau wieder 220 Volt. Es ist ungemein wirkungsvoll, mit welcher Präzision die vom Zwei-

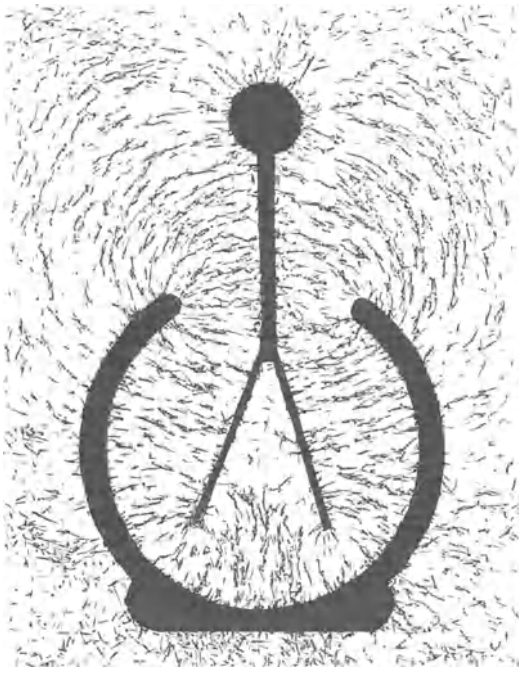


Abb. 43. Elektrische Feldlinien im statischen Voltmeter, oder das Elektrometer als Kondensator.

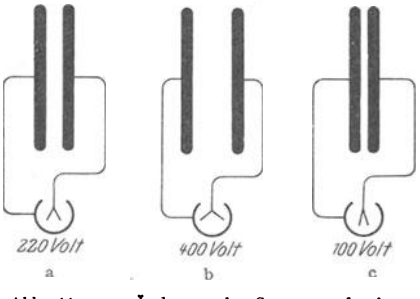


Abb. 44 a—c. Änderung der Spannung durch Längenänderung der Feldlinien.

fadenvoltmeter angezeigte Spannung auch den kleinsten und schnellsten Änderungen der Feldlinien folgt.

Alle in diesem Paragraphen beschriebenen Versuche sind unabhängig davon, ob sich der Kondensator in Luft oder im Hochvakuum befindet. Ein elektrisches Feld kann auch im leeren Raum existieren. Die Luft ist durchaus nicht für das Zustandekommen des elektrischen Feldes wesentlich. Sie ist für das, was wir im elektrischen Felde beobachten, von ganz untergeordneter Bedeutung. Ihr Einfluß ist, wenn wir von Funken u. dgl. absehen, nur bei sehr genauen Messungen erkennbar. Bei gewöhnlichem Atmosphärendruck erscheinen etliche Zahlen um $0{,}6\,{}^0/_{00}$ anders, als sie im Hochvakuum beobachtet werden. Das sei hier gleich vorweg bemerkt.

„Elektrisches Feld" ist also ein besonderer Zustand des Raumes. Wir lernen ihn ausschließlich durch die Erfahrung kennen. Ein Raum, in dem ein elektrisches Feld herrscht, ist ein anderer als ein Raum ohne ein solches. Wir beobachten in einem elektrischen Feld andere Vorgänge als in einem gewöhnlichen Raume. Das ist das Entscheidende. Einer dieser Vorgänge, der erste, den wir kennengelernt haben, ist die kettenförmige Anordnung von Gipskristallen, die wir als Abbild elektrischer Feldlinien bezeichnen.

Es ist nur eine anschauliche Ausdrucksweise, wenn wir von elektrischen Feldlinien zwischen zwei Körpern statt von einem elektrischen Felde zwischen ihnen sprechen. Der Begriff „elektrische Feldlinien" bringt in bildhafter Weise die Vorzugsrichtung zum Ausdruck, die ein Raumelement im elektrischen Feld von einem ohne elektrisches Feld unterscheidet.

Wir müssen die Grundbegriffe der elektrischen Welt ebenso der Erfahrung entnehmen und in Worte fassen wie die Grundbegriffe der mechanischen Welt. Das vergesse man nie. Wir können keine Mechanik treiben, wenn wir eine Erscheinung wie die der Schwere nicht durch vielfältige Erfahrung kennengelernt haben. Wir können nicht in die elektrische Welt eindringen, ohne uns an Hand der Erfahrung mit dem vertraut zu machen, was wir elektrisches Feld nennen. Man soll am Anfang ganz naiv und unbefangen verfahren. Es ist schließlich kein Unglück, wenn man in ganz drastischer Vergröberung eine elektrische Feldlinie mit einer sichtbaren Kette von Gipskristallen identifiziert. Späterhin wird man ganz von selbst zwischen den elektrischen Feldlinien und ihrem grobanschaulichen Bild zu unterscheiden wissen.

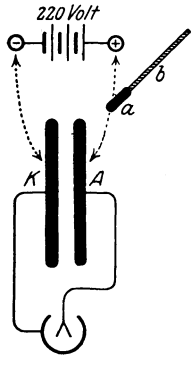


Abb. 45. Umfüllen elektrischer Substanzen von den Polen der städtischen Zentrale in die Platten eines Kondensators.

§ 10. Die elektrischen Substanzen oder Ladungen. Das elektrische Feld und die Feldlinien befinden sich in dem Raume zwischen den beiden Platten od. dgl., die den Kondensator begrenzen. Die Feldlinien enden an der Oberfläche der Platten (Abb. 37—43).

Dort, wo die Feldlinien enden, befinden sich die elektrischen Substanzen. Sie bestehen, wie wir bald sehen werden, aus einzelnen Elektrizitätsatomen (§ 37).

Zunächst wollen wir zeigen, daß sich die elektrischen Substanzen umfüllen lassen. Zu diesem Zweck verbinden wir in Abb. 45 unseren Plattenkondensator wieder mit dem Zweifadenvoltmeter. Die beiden Kreise sind die Kontakte der städtischen Zentrale. Außerdem haben wir einen

„Löffel", eine Metallplatte *a*, am Bernsteinstiel *b* (vgl. Abb. 46). Es ist die Hälfte eines Kondensators der Seite 18 unter b) erwähnten Art.

Diesen Löffel führen wir etliche Male längs der beiden gestrichelten Wege zwischen den Kontakten der Zentrale und den Kondensatorplatten hin und her. Schon nach wenigen Hin- und Hergängen haben wir der rechten Kondensatorplatte so viel positive und der linken so viel negative Substanzen zugeführt, daß unser Voltmeter über 100 Volt Ausschlag zeigt.

Dann fahren wir fort, indem wir den Löffel längs sich überkreuzender Bahnen bewegen. Die Platte, die vorher positive elektrische Substanz bekam, erhält jetzt negative und umgekehrt. Die Spannung sinkt, da sich die nacheinander eingefüllten Elektrizitätsatome entgegengesetzten Vorzeichens kompensieren. Man sieht hier deutlich, daß es zwei verschiedene Sorten elektrischer Substanz gibt, die sich wie positive und negative Größen unterscheiden.

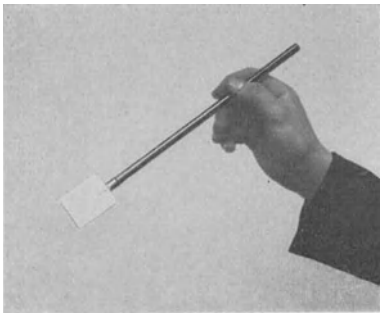


Abb. 46. „Löffel am Bernsteinstiel", kleiner „Konduktor" oder „Elektrizitätsträger".

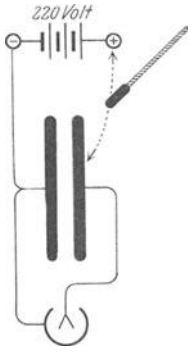


Abb. 47. Die negativen Elektrizitätsatome werden der linken Kondensatorplatte durch Leitung, die positiven der rechten Kondensatorplatte mittels eines „Elektrizitätsträgers" zugeführt.

Man kann den eben beschriebenen Versuch etwas vereinfachen. Man führt der einen der beiden Kondensatorplatten die elektrische Substanz durch einen Leitungsdraht zu und füllt dann nur zu der anderen mit dem Löffel hinüber. Man hat dann das Schema der Abb. 47.

Statt „elektrischer Substanz" sind auch die Worte „elektrische Ladung" oder „Elektrizitätsmenge" üblich. Wir bevorzugen das Wort „elektrische Substanz", weil wir nur atomistisch unterteilte Substanzen kennen und die Existenz positiver und negativer Elektrizitätsatome für unser ganzes physikalisches Weltbild von fundamentaler Bedeutung ist. Der Klarheit halber sei schon hier bemerkt, daß man ein negatives Elektrizitätsatom meistens kurz als „ein Elektron" bezeichnet. Die späteren Entwicklungen werden zeigen, warum das negative Elektrizitätsatom in der Namensgebung bevorzugt worden ist.

Am Anfang und am Ende der elektrischen Feldlinien sitzen Elektrizitätsatome entgegengesetzten Vorzeichens. Das ist der wichtige Inhalt dieses Paragraphen.

§ 11. Zeitlicher Zerfall des elektrischen Feldes durch Leitung. Unsere Kondensatorplatten (vgl. Abb. 34) wurden von Bernstein getragen. Wir wissen aus dem täglichen Leben von Bernstein wie von Porzellan, Hartgummi usw., daß es „isoliert". Ebenso weiß jeder Laie, daß Metalle leiten. Auch haben wir gehört, daß jedes Metall nicht nur leitet, sondern dem Strom einen in Ohm meßbaren Widerstand entgegensetzt. Wir wollen diese bisher recht oberflächliche Kenntnis vertiefen. Wir wollen zunächst zeigen, daß zwischen Isolatoren und Leitern ein kontinuierlicher Übergang besteht.

Verbinden wir die beiden Platten unseres Kondensators durch ein Metall, so verschwindet das elektrische Feld momentan. Die Fäden des Voltmeters sinken in unmeßbar kurzer Zeit zusammen.

Aber auch alle anderen Körper zerstören das elektrische Feld in mehr oder minder langer Zeit. Wir zeigen das, indem wir nacheinander unsere beiden Kondensatorplatten mit einem Taschentuch, mit einem Stück Holz, mit einem Glasstab, einem Bindfaden usw. überbrücken. Es dauert etliche Sekunden, gelegentlich wohl auch eine Minute, bis das Feld zusammengebrochen ist.

Auch Bernstein, Porzellan u. dgl. lassen das Feld nicht dauernd bestehen. Der Zusammenbruch erfolgt nur langsamer, etwa in Stunden. Bernstein, Porzellan u. dgl. sind nur die Endglieder einer Reihe, in der man die Körper in der Reihenfolge ihrer „Leitfähigkeit" ordnen kann. Am anderen Ende dieser Reihe stehen die guten Leiter oder Metalle.

Es gibt keinen Leiter schlechthin und keinen Isolator schlechthin. Jeder Isolator leitet etwas, d. h. er zerstört das Feld, wenn auch erst in langer Zeit. Kein Leiter ist vollkommen, d. h. es dauert stets eine, wenn auch sehr kurze, so doch endliche Zeit, bis das Feld zerstört ist. Einen absoluten Isolator, in dem das elektrische Feld unbegrenzt zeitlich beständig ist, gibt es nicht unter den greifbaren (materiellen) Körpern.

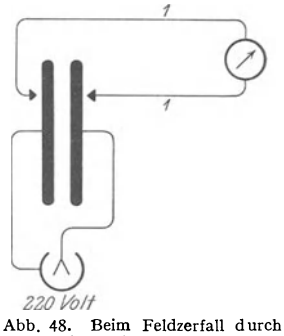


Abb. 48. Beim Feldzerfall durch einen Leitungsdraht *1* zeigt ein eingeschalteter Strommesser einen Stoßausschlag

§ 12. Mechanismus des Feldzerfalles. Was geht in einem Körper, der zwei Kondensatorplatten verbindet und das elektrische Feld zerfallen läßt, vor sich? Was passiert, während die Feldlinien und, sagen wir einmal grob, ihre Enden, die Elektrizitätsatome, verschwinden? Das wollen wir zunächst für einen guten Leiter, nämlich einen Metalldraht, experimentell ermitteln.

Zu diesem Zweck nehmen wir wieder unseren Plattenkondensator in Verbindung mit dem Zweifadenvoltmeter (Abb. 48). Durch kurze Verbindung mit der Zentrale rufen wir ein Feld von 220 Volt hervor. Der Leitungsdraht zum Zer-

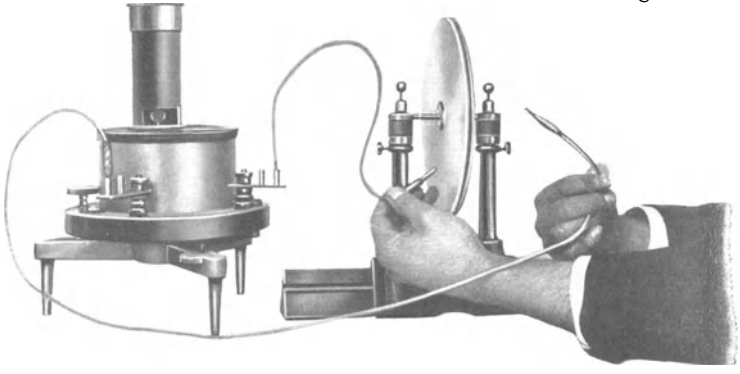


Abb. 49. Technische Ausführung des Versuches von Abb. 48. Links ein hochempfindlicher Drehspulstrommesser (Spiegelgalvanometer) auf einem Eisenfuß. Durch das rechteckige Fenster am Fuß des Turmes sieht man den Spiegel, der den Lichtzeiger auf die Skala wirft. — Rechts der Plattenkondensator mit ca. 1,5 mm Plattenabstand.

stören des Feldes ist 1. In ihn haben wir einen empfindlichen Strommesser (Spiegelgalvanometer) eingeschaltet. Berühren wir die Drahtenden mit den Platten, so klappen die Voltmeterfäden momentan zusammen. Gleichzeitig macht der Lichtzeiger des Strommessers einen kurzen „Stoßausschlag". Die Abb. 49 zeigt den Versuch.

Wir vermuten, daß ein kurzdauernder Strom fließt, dessen Magnetfeld die Drehung der Galvanometerspule hervorruft. Um sicher zu gehen, gilt es aber, auch die beiden anderen Kennzeichen des Stromes nachzuweisen: die Wärmewirkung und die Elektrolyse.

Beides gelingt leicht. Wir haben nur unseren bisher benutzten Plattenkondensator durch einen in der Technik üblichen Kondensator mit großen Flächen zu ersetzen. Die Bauart eines solchen technischen Kondensators ist einfach.

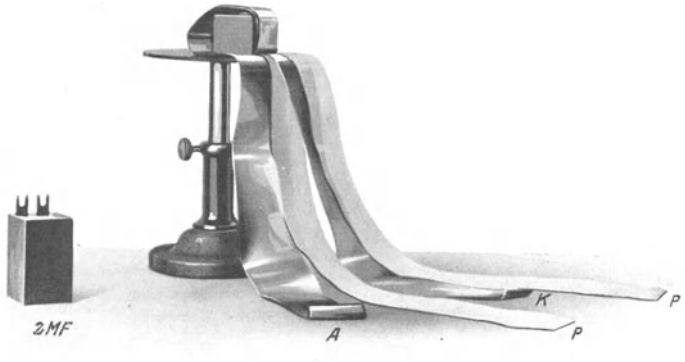


Abb. 50. Links ein zusammengesetzter, rechts ein teilweise auseinander gewickelter technischer Papierkondensator von 2 Mikrofarad Kapazität. Die beiden Stanniolstreifen haben je rund 0,6 m² Fläche. Ihr Abstand oder die Dicke der Papierstreifen *P* beträgt rund 0,02 mm.

Sie wird durch die Abb. 50 erläutert. Man legt zwei lange Stanniolstreifen *K* und *A* und zwei Streifen isolierenden paraffinierten Papiers *PP* aufeinander, rollt sie auf und preßt sie zusammen. Die Papierisolation ist nicht entfernt so vollkommen, wie die mit Bernstein und Luft (Abb. 34). Man nimmt jedoch die relativ geringe Haltbarkeit des elektrischen Feldes in einem solchen „Papierkondensator" ruhig mit in den Kauf. Denn die außerordentlich gedrängte Konstruktion hat den Vorteil großer Raumersparnis und Billigkeit.

Wir nehmen einen sehr großen technischen Papierkondensator. Er ist aus 50 von den in Abb. 50 links abgebildeten kleineren zusammengesetzt. Wir schließen an jede seiner beiden Stanniolplatten einen Draht. Diese Drähte legen wir an die Kontakte der städtischen Zentrale und „laden" so den Kondensator, seine eine Platte erhält negative, die andere positive elektrische Substanz. Im Kondensator entsteht ein elektrisches Feld von 220 Volt Spannung. Dann legen wir die Drähte des Kondensators an eine kleine elektrische Glühlampe. Sie blitzt hell auf. Wir sehen die Wärmewirkung des Stromes (Abb. 51).

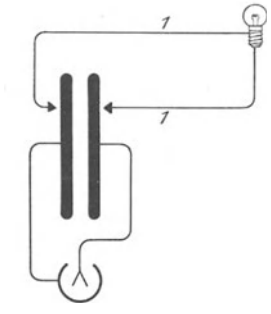


Abb. 51. Beim Feldzerfall durch einen Leitungsdraht *I* leuchtet eine eingeschaltete Glühlampe auf.

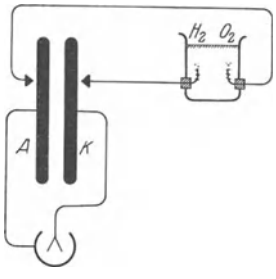


Abb. 52. Beim Feldzerfall durch einen Leitungsdraht zeigen sich in einem eingeschalteten flüssigen Leiter elektrolytische Wirkungen.

Endlich ersetzen wir die Glühlampe durch das in Abb. 13 abgebildete elektrolytische Gefäß. Wir sehen beim Anlegen der Drähte einen Augenblick Gasblasen

von den Elektroden aufsteigen (Abb. 52). Somit ist auch die elektrolytische Wirkung sichergestellt.

Wir kommen also zu dem Ergebnis: Während das elektrische Feld und die Enden seiner Feldlinien verschwinden, fließt durch den Leiter eine kurze Zeit ein elektrischer Strom.

§ 13. Messung der elektrischen Substanz. Der Feldzerfall durch Leitung bringt uns einen wichtigen Fortschritt. Zur vollen Beherrschung physikalischer Erscheinungen gehört ihre Messung. Bisher fehlt uns ein Maß sowohl für das elektrische Feld wie für die elektrische Substanz an den Enden der Feldlinien. Der Feldzerfall durch Leitung wird uns jetzt die Möglichkeit geben, zunächst wenigstens die Menge der elektrischen Substanz zu messen. Die Ausmessung des elektrischen Feldes wird dann später in § 28 folgen.

Wie stets, gehen wir auch hier von dem besonders übersichtlichen Felde des Plattenkondensators aus. Das Feld werde wieder durch vorübergehende Ver-

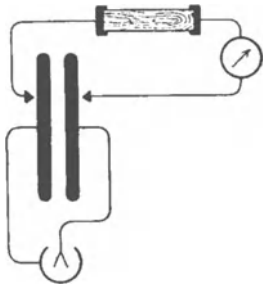
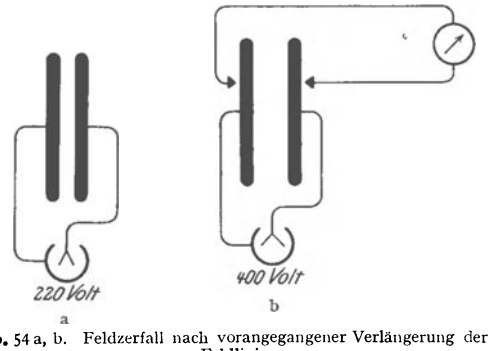


Abb. 53. Langsamer Feldzerfall durch ein schlecht leitendes Stück Holz.



a b

Abb. 54 a, b. Feldzerfall nach vorangegangener Verlängerung der Feldlinien.

bindung mit den Polen der städtischen Zentrale hergestellt. Nach unserer Grundvorstellung enthalten dann beide Platten eine bestimmte Menge elektrischer Substanz. Auf der einen Platte befinden sich positive, auf der anderen negative Elektrizitätsatome, und zwar in gleicher Anzahl. Das entnehmen wir vorläufig roh der völligen Symmetrie des Feldlinienbildes in Abb. 37.

Die Menge der einmal „eingefüllten" elektrischen Substanzen darf sich durch das, was hinterher mit dem Kondensator vorgenommen wird, nicht ändern. Sonst hätte die Anwendung des Substanzbegriffes keinen Sinn. Es darf keinen Einfluß haben, ob wir die Spannung des Kondensators hinterher durch Ausziehen der Feldlinien verändern oder durch Einführung einer isolierenden Platte in den Zwischenraum. Auch muß sich die Menge elektrischer Substanz als gleich erweisen, gleichgültig, ob das Feld kurze oder lange Zeit besteht, langsam oder rasch zerfällt.

Nach diesen Vorbemerkungen wenden wir uns wieder der Beobachtung zu. Wir wiederholen den Grundversuch des vorigen Paragraphen: Wir lassen das Feld unseres Plattenkondensators durch einen Metalldraht zusammenbrechen, der ein Spiegelgalvanometer enthält (Abb. 48 und 49). Zuvor laden wir die Platten wieder auf 220 Volt. Das Galvanometer gibt wieder den gleichen Ausschlag wie früher, und zwar 150 cm.

Wir wiederholen diesen Versuch, indem wir das Feld durch einen schlechten Leiter alias schlechten Isolator zerfallen lassen. Wir schalten als solchen in den metallischen Leitungsdraht ein Stück Holz oder Glas ein (Abb. 53). Das Feld

bricht langsam, d. h. in etwa 3—4 Sekunden, zusammen. Das verfolgen wir am Voltmeter. Trotzdem gibt überraschenderweise unser Galvanometer genau den gleichen Stoßausschlag von 150 cm. Die Größe des Stoßausschlages hängt also nicht vom Widerstande des Leiters ab, der das Feld zerstört.

Wir wiederholen den Versuch zum dritten Male mit einer weiteren Abänderung: wir erteilen dem Kondensator eine Spannung von 220 Volt (Abb. 54a). Dann vergrößern wir den Plattenabstand um einige Millimeter. Die Feldlinien werden länger. Die Spannung steigt auf über 400 Volt (Abb. 54b). Nunmehr lassen wir wieder das Feld durch den Leiter zerfallen. Wir beobachten wiederum einen Stoßausschlag von 150 Skalenteilen, obwohl doch jetzt eine viel höhere Spannung den Strom durch den Widerstand des Leiterkreises hindurchtreibt.

Der Stoßausschlag des Galvanometers zeigt also eine Konstanz unter genau den Bedingungen, unter denen wir eine Konstanz der elektrischen Substanzen zu fordern haben. Infolgedessen

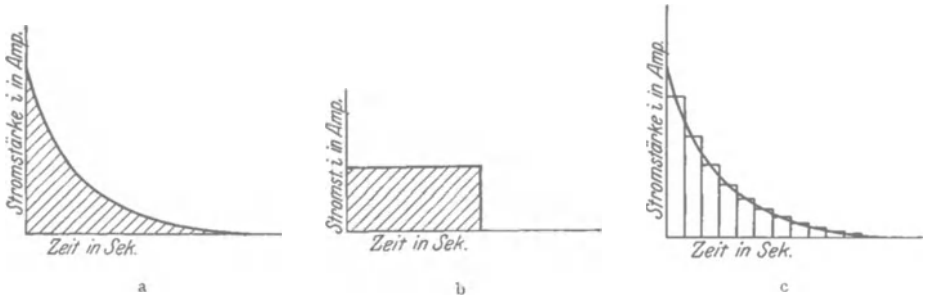


Abb. 55 a—c. Drei Beispiele für „Zeitsummen des Stromes".

können wir den Stoßausschlag des Galvanometers als ein Maß für die in den Kondensatorplatten vorhandene oder an den Feldlinienenden befindliche Menge positiver und negativer elektrischer Substanz betrachten. Beide Mengen sind, wie erwähnt, gleich groß, da auf beiden Platten oder allgemein Feldgrenzen gleich viele Feldlinien enden.

Selbstverständlich ist der Stoßausschlag zunächst nur ein relatives Maß und als solches von nur lokaler Brauchbarkeit. Glücklicherweise hat aber der Stoßausschlag des Galvanometers eine sehr einfache physikalische Bedeutung. Er läßt sich in ganz durchsichtiger Weise an das internationale elektrische Volt-Ampere-Maßsystem anschließen. Wir haben also klarzustellen, was ein Stoßausschlag oder „ballistischer" Ausschlag im Gegensatz zu einem konstanten Galvanometerausschlag bedeutet.

Wir nehmen das Resultat vorweg. Es lautet: Der Stoßausschlag des Galvanometers hängt nur von der Zeitsumme des Stromes ab, solange die Flußzeit des Stromes klein gegen die Schwingungsdauer des Galvanometers ist. Unter Zeitsumme des Stromes ($\int i\,dt$) oder „Stromstoß" versteht man die im Diagramm der Abb. 55a schraffierte Fläche. Diese Fläche nimmt die Gestalt eines Rechteckes an, falls der Strom i während der Flußzeit t konstant ist (Abb. 55b). In diesem Falle wird die Zeitsumme des Stromes einfach gleich dem Produkte Strom mal Zeit, gemessen in Amperesekunden.

Zur Bestätigung unserer Behauptung benutzen wir einen möglichst direkten Weg[1]). Wir stellen uns in Abb. 56 mittels Spannungsteilung (§ 8) eine Spannung von $^1/_{100}$ Volt her. Diese Spannung schalten wir in einen Stromkreis, der unser Stoßgalvanometer von 20 Sekunden Schwingungsdauer und einen Widerstand von 10^6 Ohm enthält. Der durch das Galvanometer fließende Strom i beträgt dann nach dem Ohmschen Gesetze $10^{-2}/10^6 = 10^{-8}$ Ampere. — Jetzt kommt das Wesentliche: Wir

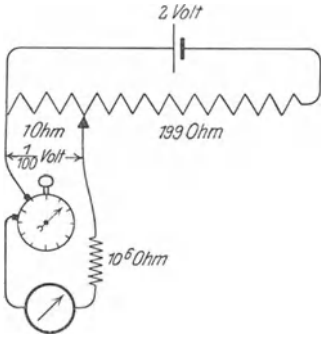


Abb. 56. Eichung der Stoßausschläge eines langsam schwingenden Strommessers in Amperesekunden.

Abb. 57. Diese auf $^1/_{50}$ Sekunde ablesbare Stoppuhr schließt einen Stromkreis während der Laufzeit ihres Zeigers. Sie ermöglicht die bequeme Herstellung bekannter Amperesekunden.

schalten weiterhin in den Stromkreis einen Schalter, der in das Uhrwerk einer $^1/_{50}$-Sekunden-Stoppuhr eingebaut ist (Abb. 57). Dieser Schalter ist nur so lange geschlossen, wie die Uhr läuft. Wir können demnach den Strom kurze und genau meßbare Zeiten hindurchfließen lassen. Auf diese Weise erhalten wir Ausschläge α für verschiedene Produkte it. Wir wiederholen die Messungen dann noch mit zwei größeren Stromstärken, indem wir die Zeiten wieder beliebig zwischen einigen Zehnteln und etwa 2 Sekunden abstoppen. Bilden wir die Quotienten it/α für die verschiedenen Messungen, so finden wir unabhängig von der Stärke i und der Dauer k des Stromes die gleichen Werte, etwa $5 \cdot 10^{-10}$ Amperesekunden pro Zentimeter Ausschlag. Also war die Größe des Stoßausschlages wirklich nur durch das Produkt Strom mal Zeit bestimmt. Wir haben unsere Behauptung für Stromzeitsummen der in Abb. 55b gezeichneten Form bewiesen. Damit ist der Beweis aber allgemein

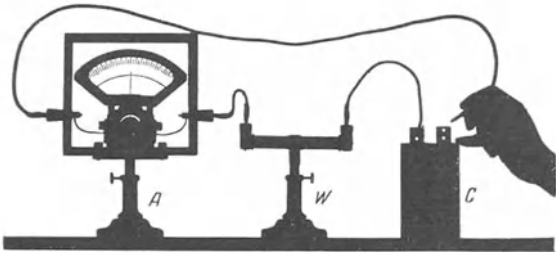


Abb. 58. Zeitlicher Verlauf des Feldzerfalles in einem technischen Papierkondensator C.

[1]) Statt seiner könnte man auch an die Stoßausschläge eines Pendels in der Mechanik anknüpfen.

geführt. Denn jede beliebige Stromzeitsumme läßt sich, wie Abb. 55c zeigt, aus einfachen Produkten it zusammensetzen.

Kurz zusammengefaßt haben wir also gefunden: Ein Stoßausschlag unseres Galvanometers von 1 cm bedeutet $5 \cdot 10^{-10}$ Amperesekunden. Wir haben die Stoßausschläge im internationalen elektrischen Maßsystem geeicht.

Zur Erläuterung des Wortes „Amperesekunden" geben wir noch einen Versuch. Wir nehmen wieder statt unseres Plattenkondensators einen technischen „Papierkondensator" C (Abb. 58). In den Amperemeterkreis schalten wir zunächst einen Silitwiderstand W von ca. 10^7 Ohm. Wir laden den Kondensator auf 220 Volt und lassen hinterher das Feld durch den Amperemeterkreis zerfallen. Wir sehen den Strom mit kleiner Amperezahl einsetzen und etliche Sekunden lang abklingend fließen (Abb. 59b).

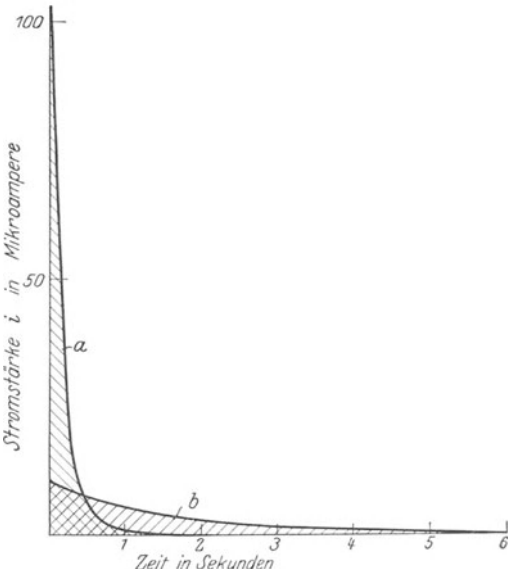


Abb. 59. Gleiche Amperesekundenzahlen bei verschieden raschem Feldzerfall.

Dann wiederholen wir den Versuch, nachdem wir einen 10mal kleineren Silitwiderstand, also nur 10^6 Ohm eingeschaltet haben. Jetzt setzt der Strom beim Zerfall des Feldes mit der 10fachen Amperezahl ein und klingt, wie Abb. 59a zeigt, in etwa einer Sekunde ab. Dabei sind die Flächen von Abb. 59a und Abb. 59b die gleichen. Hatten doch die Kondensatorplatten anfänglich in beiden Fällen die gleiche Menge elektrischer Substanz, also die gleiche Amperesekundenzahl, erhalten.

Wir können das Amperemeter statt bei der „Entladung" auch bei der Ladung des Kondensators beobachten. Die Zahl der Amperesekunden ist bei der Ladung und der Entladung die gleiche.

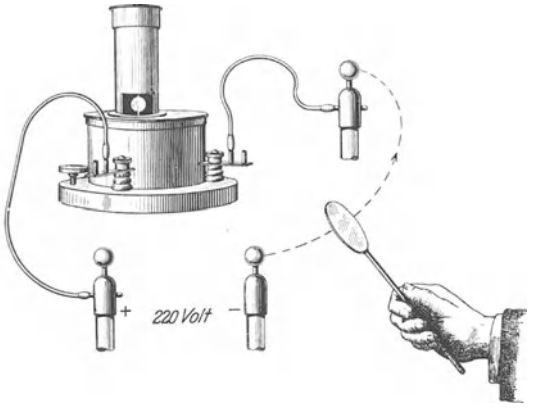


Abb. 60. Messung der Ladung eines „Elektrizitätsträgers".

§ 14. Beispiel einer Messung elektrischer Substanz oder Elektrizitätsmenge. In § 13 haben wir die Stoßausschläge unseres Galvanometers in internationalem elektrischen Maße geeicht: 1 cm Stoßausschlag bedeutet $5 \cdot 10^{-10}$ Amperesekunden. Jetzt soll das geeichte Galvanometer zur Messung einer unbekannten Elektrizitätsmenge benutzt werden. Wir wählen einen für spätere Paragraphen wichtigen Einzelfall. Er betrifft den

mehrfach benutzten „Löffel am Bernsteinstiel" (vgl. die Abb. 46 und 47). Ein solcher Löffel ist nur die eine Hälfte eines Kondensators. Die andere wird von den Zimmerwänden usw. gebildet (S. 18). Dieser Löffel soll vorübergehend den negativen Pol der Zentrale berühren. Wieviel Amperesekunden nimmt er dabei auf? Zur Beantwortung dient die Versuchsanordnung der Abb. 60. Wir berühren mit dem Löffel zunächst die Klemme der Zentrale. Dann bringen wir ihn auf ganz beliebiger Bahn mit der freien Klemme des Galvanometers in Berührung. Wir bekommen, unabhängig von der Bahn, stets den gleichen Ausschlag, nämlich in unserem Beispiel 1,5 cm. Demnach ist $7{,}5 \cdot 10^{-10}$ Amperesekunden die Menge elektrischer Substanz, die der Löffel beim Berühren der Klemme der Zentrale aufnimmt. Dieser einfache Versuch wird uns in den §§ 28 und 64 von großem Nutzen werden. Unter anderem ist der „Löffel" für uns das Urbild eines „Elektrizitätsträgers".

§ 15. Kapazität eines Kondensators. Verschiedene Kondensatoren haben für elektrische Substanz ein verschiedenes Fassungsvermögen. Das haben wir mehrfach gesehen. Technische Kondensatoren, wie wir sie in den §§ 12 und 13 benutzten, faßten in ihren Platten größere Mengen positiver und negativer elektrischer Substanz als unser Plattenkondensator der Abb. 34. Das Amperesekundenmaß der elektrischen Substanzen ergibt die Möglichkeit, das elektrische Fassungsvermögen oder „Kapazität" eines Kondensators in Zahlen anzugeben.

Haben wir einen Ballon, in den wir ein Gas, also gewöhnliche Substanz, mit dem Druck P hineinpressen, so gilt für die Menge Q des im Ballon enthaltenen Gases

$$Q = C \cdot P \tag{2}$$

Oder $C = Q/P$ mißt das Fassungsvermögen des Ballons. Dies Fassungsvermögen ist die Zahl der Liter, die pro Atmosphäre Druck in den Ballon hineingedrückt werden können.

Analog gilt für jeden Kondensator:

$$Q = C \cdot P\,. \tag{2}$$

Dabei bedeutet Q die Menge positiver elektrischer Substanz auf der einen Kondensatorplatte oder die gleich große negative auf der anderen. Weniger streng, aber bequem, spricht man einfach von der „Ladung eines Kondensators". Man meint aber damit die beiden gleich großen, durch das Vorzeichen unterschiedenen Ladungen der beiden Platten.

Nach Gl. (2) sollen also die aufgespeicherten Amperesekunden Q der Spannung P zwischen den Kondensatorgrenzen proportional sein. Das läßt sich mühelos mit Stoßausschlägen des Galvanometers beweisen. Man benutzt die in Abb. 48 skizzierte Anordnung.

Der Proportionalitätsfaktor $C = Q/P$ hat eine einfache Bedeutung: es ist die Zahl der Amperesekunden, die der Kondensator bei 1 Volt Spannung aufspeichert.

Man nennt C die Kapazität (Fassungsvermögen) des Kondensators. C wird also durch $\frac{\text{Amperesekunden}}{\text{Volt}}$ gemessen.

Unser Plattenkondensator der Abb. 34 hatte bei ca. 1,5 mm Plattenabstand und 220 Volt 100 cm Ausschlag des Stoßgalvanometers ergeben. Diese entsprechen nach Seite 27 $100 \cdot 5 \cdot 10^{-10} = 5 \cdot 10^{-8}$ Amperesekunden. Also betrug die Kapazität $C = 5 \cdot 10^{-8}/220 = 2{,}3 \cdot 10^{-10}$ Amperesekunden/Volt.

Es ist, wie wir sahen, üblich, statt Volt/Ampere die sprachliche Kürzung „Ohm" zu benutzen. Analog schreibt man statt „Amperesekunden" oft „Coulomb" und statt „Amperesekunden/Volt" fast ausnahmslos „Farad". Auch nennt man 10^{-6} Farad ein „Mikrofarad".

Unser Plattenkondensator mit rund 2 mm Abstand hatte demnach eine Kapazität von rund $2 \cdot 10^{-10}$ Farad oder $2 \cdot 10^{-4}$ Mikrofarad.

§ 16. Kondensatoren verschiedener Bauart. Relative Dielektrizitätskonstante. Man braucht häufig Kondensatoren, deren Kapazität sich stetig verändern läßt. Dafür kann man den in Abb. 34 abgebildeten Plattenkondensator benutzen. Es ist nur der Plattenabstand mittels einer Schlittenführung od. dgl. veränderlich zu machen. Die Technik verfährt jedoch meistens anders. Sie macht die eine der Platten in ihrer Ebene verschiebbar, so daß sich die beiden Platten mit verschieden großen Bruchteilen ihrer Gesamtfläche gegenüberstehen. Sie gelangt so zu dem heute allgemein bekannten Drehkondensator der Abb. 61.

Abb. 61. Schattenriß eines Drehkondensators.

Kondensatoren haben zwischen ihren Platten statt Luft häufig flüssige oder feste Isolatoren als „Dielektrikum". Gelegentlich statt Luft auch andere, meist stark komprimierte Gase. Wir nannten z. B. in Abb. 50 schon den technischen Papierkondensator. Bei ihm wurden die beiden Metallplatten durch paraffiniertes Papier getrennt.

Die Anwendung dieser Dielektrika hat zweierlei Gründe:

1. wird die Durchschlagsfestigkeit gesteigert. Der Kondensator verträgt höhere Spannung, ohne daß zwischen den Platten Funken überschlagen;

2. wird die Kapazität erhöht.

Beträgt die Kapazität mit einem anderen Dielektrikum als Luft das ε-fache der in Luft gemessenen (also $C_D = \varepsilon \cdot C_{\text{Luft}}$), so sagt man: Das Dielektrikum hat die Dielektrizitätskonstante ε. Die Tabelle 1 gibt Zahlenwerte für einige Dielektrika.

Tabelle 1.

Substanz	Relative, auf Luft = 1 bezogene Dielektrizitätskonstante ε	Substanz	Relative, auf Luft = 1 bezogene Dielektrizitätskonstante ε
Flüssige Luft	1,5	Petroleum	1,9—2,3
Eis	3,1	Paraffin	2,3
Schwefel	4,0	Bernstein	2,8
Quarz	4,5	Hartgummi	ca. 2,9
Diamant	5,5	Gläser	ca. 5,5—7
Wasser	81	Porzellan	4,5

Die Zahlen der Dielektrizitätskonstante sind Relativwerte. Sie sind auf Luft als willkürliche Einheit bezogen. Zahlenwerte im Volt-Ampere-Sekunden-System werden wir in § 29 kennenlernen.

Die Erhöhung der Kapazität auf das ε-fache bedeutet, daß die Spannung eines geladenen Kondensators durch Einschieben des Dielektrikums um den Faktor $1/\varepsilon$ verkleinert wird. Das sahen wir qualitativ schon in § 9. Später werden wir in § 25 an diese Tatsache anknüpfen.

Zu den Kondensatoren mit festem Dielektrikum gehört die altbekannte und viel benutzte „Leidener Flasche". Abb. 62 zeigt rechts eine technische Ausführung: ein Glaszylinder ist innen und außen mit einer Stanniolschicht beklebt. Abb. 63 gibt ein Feldlinienbild. Man kann leicht Flaschen herstellen, die bei 10^{-8} Farad Kapazität Spannungen von $5 \cdot 10^4$ Volt ertragen.

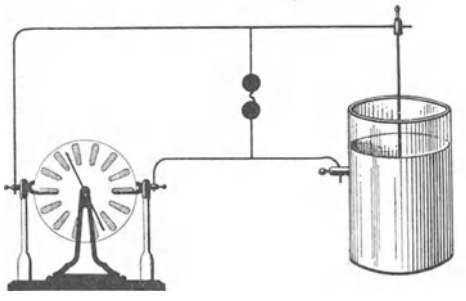


Abb. 62. Aufladung einer Leidener Flasche.

Eine kleine Influenzmaschine liefert Ströme von etwa 10^{-5} Ampere (§ 8). Sie muß also ca. 30 Sekunden ihren Strom in eine solche Flasche hineinschicken, bis diese auf $3 \cdot 10^4$ Volt aufgeladen ist. Ist diese Spannung erreicht, so springt zwischen den ca. 1 cm entfernten Kugeln einer angeschalteten Funkenstrecke ein laut knallender Funken über. Die Zeitdauer eines solchen Funkens beträgt etwa 10^{-6} Sekunden. Das läßt sich leicht 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, als deren Folge die Knallwelle auftritt.

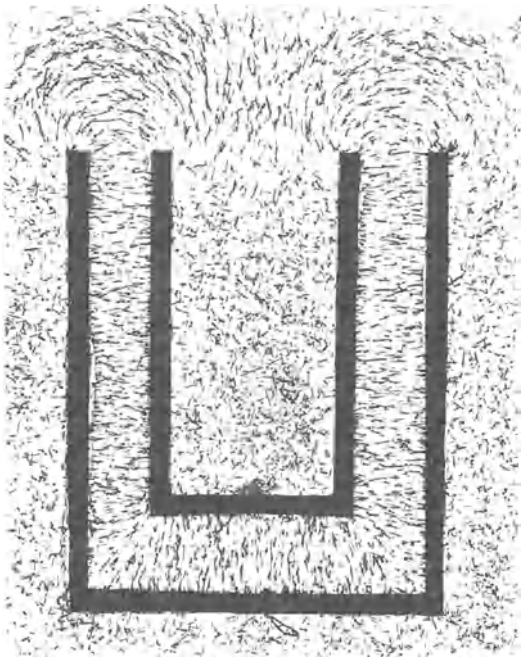


Abb. 63. Elektrische Feldlinien einer Leidener Flasche.

§ 17. Anwendung der Kondensatorgleichung $Q = CP$. Als Anwendung der Gleichung $Q = CP$ bringen wir die Messung einer sehr kurzen Zeit. Es soll die Flugzeit einer Pistolenkugel längs weniger Zentimeter Flugbahn bestimmt werden.

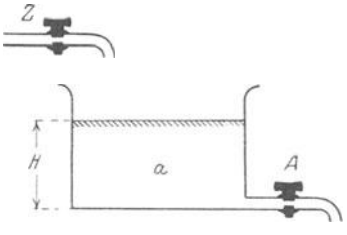


Abb. 64. Wassermodell zur Erläuterung einer elektrischen Zeitmessung.

Zur Erläuterung des Verfahrens geben wir zunächst eine mechanische Analogie. In Abb. 64 sei a ein Wasserbassin, Z der Zufluß, A der Abflußhahn. Zunächst seien beide Hähne offen. Dann stellt sich im Gleichgewicht eine gewisse Wasserhöhe H her; hängt doch die Ausflußgeschwindigkeit von der Höhe H ab Jetzt schließen wir erst den Zufluß Z, dann t sek später den Abfluß A. Dabei

senkt sich der Wasserspiegel um die kleine Strecke ΔH. Diese Höhenabnahme ΔH ist der Zeit t proportional.

Die Übertragung dieser einfachen Zeitmessung ins Elektrische ist in Abb. 65 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 Silitwiderstand von 10^4 Ohm. Statt der Hähne ist in beide Leitungen ein Stanniolstreifen eingeschaltet. Die Pistolenkugel durchschlägt erst den Stanniolstreifen *1* und sperrt den Zufluß. Nach 2 cm Flugstrecke durchschlägt sie den Streifen *2* und versperrt auch den Abfluß. Während der Flugzeit t sinkt die Kondensatorspannung in Analogie zur Wasserstandshöhe um den kleinen Betrag ΔP. Denn es fließt nach Gl. (2) die Elektrizitätsmenge $Q = it = C \cdot \Delta P$ durch den Silitwiderstand ab.

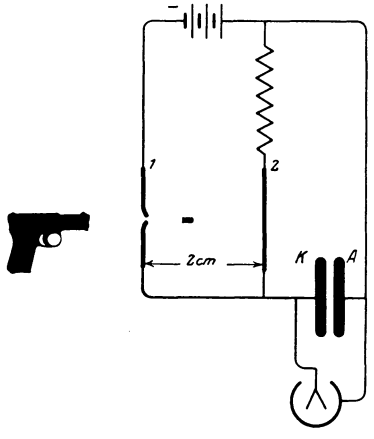


Abb. 65. Messung der Geschwindigkeit einer Revolverkugel.

Nach dem OHMschen Gesetz Gl. (1) ist $i = P/w$, also haben wir für die Flugzeit

$$t = \frac{C \cdot \Delta P}{P} \cdot w \text{ Sekunden.}$$

Für einen praktischen Versuch machen wir $C = 2 \cdot 10^{-7}$ Farad (technischer Papierkondensator), $w = 10^4$ Ohm, $P = 200$ Volt. Wir beobachten für 2 cm (= 0,02 m) Flugbahn eine Spannungsabnahme P von 10 Volt. Das gibt für die Flugzeit t den Wert 10^{-4} Sekunden. Dem entspricht eine Geschoßgeschwindigkeit $v = 0{,}02/10^{-4} = 200$ m/sek.

§ 18. Beweglichkeit der Elektrizitätsatome in Leitern. Leiter sind Körper die das elektrische Feld niederbrechen lassen, so daß die elektrischen Feldlinien und, grob gesagt, ihre Enden, die Elektrizitätsatome, verschwinden (§ 11). Während des Feldzerfalls fließt durch den Leiter ein zeitlich abnehmender Strom.

Aus dieser Tatsache schließen wir, daß die Elektrizitätsatome in Leitern verschieblich sind. Wir betrachten (wie wir gelegentlich schon stillschweigend getan!) den Strom als eine Wanderung von Elektrizitätsatomen durch den Leiter hindurch. Die Elektrizitätsatome entgegengesetzten Vorzeichens ziehen sich an (vgl. Abb. 40). Sie können, dank ihrer Beweglichkeit im Leiter, diesem Zuge folgen. Sie können sich so eng zusammenlegen, daß ihre Feldlinien nach außen nicht mehr in Erscheinung treten. Die Ladungen haben sich neutralisiert[1]). Nach kurzer Zeit ist der Bestand an örtlich getrennten positiven und negativen Elektrizitätsatomen erschöpft. Das Feld ist zusammengebrochen, die Spannung fort.

Das Bild zeigt uns jedoch sogleich, was zu geschehen hat, um die Spannung auch zwischen 2 Punkten eines Leiters aufrecht zu erhalten: es müssen die pro Sekunde eintretenden Verluste ersetzt werden. Beiden Punkten müssen pro Sekunde

[1]) 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 VIII. Kapitel in einfachster Weise.

ebenso viele Elektrizitätsatome je eines Vorzeichens nachgeliefert werden, wie ihnen durch Abwanderung und paarweise Neutralisation verloren gehen. Man hat also nur die beiden Punkte des Leiters durch andere Leiter mit einer „Stromquelle" zu verbinden, d. h. einem Element oder einer Maschine, die dauernd Elektrizitätsatome nachliefert. Jetzt kann der Strom fließen, ohne in beiden Punkten den Bestand an Elektrizitätsatomen zu erschöpfen, der zur Erzeugung des Feldes zwischen ihnen unerläßlich ist.

Man hat also nur eine der von uns schon empirisch benutzten Schaltungen der Abb. 27 oder 29 anzuwenden, um die Spannung zwischen 2 Punkten eines Leiters aufrecht zu erhalten.

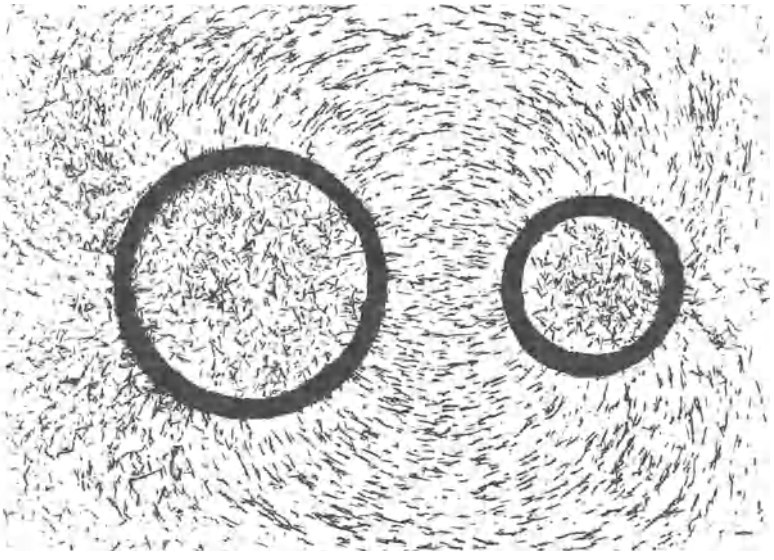


Abb. 66. Elektrische Feldlinien zwischen zwei Hohlkugeln. Das Innere der Hohlkugeln ist feldfrei.

Man tut gut daran, sich den Inhalt dieses Paragraphen in folgendem einfachen Satz zu merken: Zwischen zwei Punkten eines Leiters herrscht keine Spannung, ohne daß ein Strom fließt.

§ 19. Sitz der Elektrizitätsatome im Ruhezustande auf der Leiteroberfläche. In § 18 hatten wir eine neue Eigenschaft der elektrischen Substanzen kennen gelernt: ihre Beweglichkeit in Leitern. Diese Beweglichkeit ermöglicht es den Elektrizitätsatomen, durch das Innere von Leitern als Strom hindurch zuwandern, solange zwischen Punkten eines Leiters eine Spannung besteht oder aufrecht erhalten wird.

Die Beweglichkeit der Elektrizitätsatome in Leitern führt uns sogleich zu einer weiteren wichtigen experimentellen Tatsache: Ist kein Strom vorhanden, so befinden sich die Elektrizitätsatome auf der Oberfläche des Leiters, und in seinem Inneren herrscht kein elektrisches Feld.

Wir veranschaulichen das zunächst zweidimensional in Abb. 66 für den Fall zweier Hohlkugeln, die Elektrizitätsatome entgegengesetzter Vorzeichen tragen. Man denke sich etwa die beiden Kugeln mit je einem Pol der städtischen Zentrale

oder einer Influenzmaschine verbunden. Im Innern der Hohlkugeln herrscht kein Feld. Die Gipskristalle liegen regellos durcheinander.

Die Erklärung ist einfach: die Kugeln berühren sich nicht. Durch ihre Wandungen fließt kein Strom. Infolgedessen herrschen zwischen verschiedenen Punkten der Kugel keine Spannungen. Daher gibt es keine Feldlinien, die zwischen 2 Punkten der gleichen Kugel verlaufen.

Weiter zeigt uns das Bild, wie alle Feldlinien zwischen beiden Kugeln senkrecht auf der Leiteroberfläche einmünden. Das gleiche war schon bei allen unseren früheren Feldlinienbildern der Fall. Das ist für die Ruhelage der Elektrizitätsatome erforderlich. Tangentiale Komponenten des Feldes, also schräg einmündende Feldlinien, würden die Elektrizitätsatome längs der Leiteroberfläche weiterziehen. Sie würden einen Strom fließen lassen, bis die Elektrizitätsbewegung bei senkrechtem Zug der Feldlinien zur Ruhe kommt.

Das alles waren nur Versuche mit dem halbschematischen zweidimensionalen Gipsfeldlinienbild. Wir wollen jetzt mit drei einwandfreien Versuchen zeigen, daß die Elektrizitätsatome im Ruhezustand wirklich nur auf der äußeren Oberfläche des Leiters sitzen.

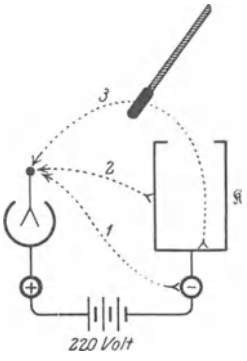


Abb. 67. Sitz der Elektrizitätsatome auf der Oberfläche eines fast allseitig geschlossenen Kastens K.

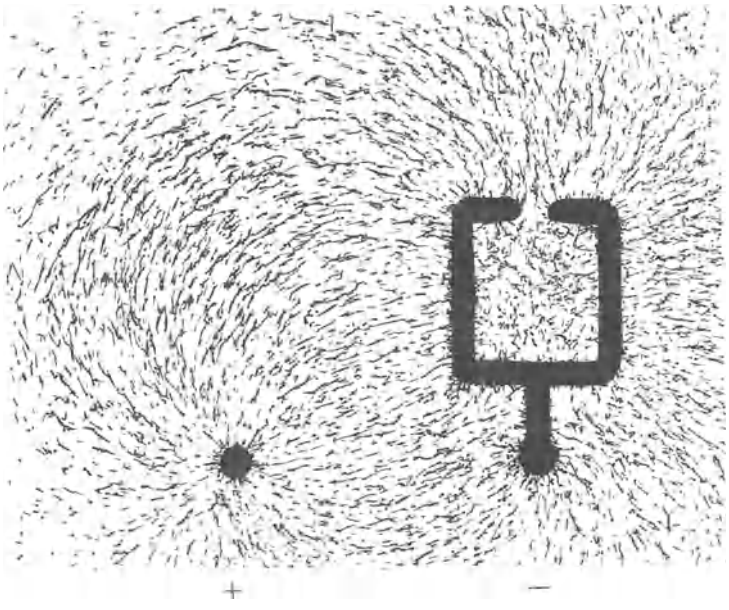


Abb. 68. Feldlinienbild zwischen einer Kugel und einem Kasten mit enger Öffnung.

Zu diesem Zwecke verbinden wir in Abb. 67 einen hohlen Kasten K, der im Deckel ein Loch hat, mit dem negativen Pol der städtischen Zentrale. Weiter nehmen wir unser Zweifadenvoltmeter. Sein Gehäuse verbinden wir mit dem positiven Pol der Zentrale durch einen Draht, so daß das Gehäuse positive Elektrizitätsatome erhält. Das Voltmeter ist nichts weiter als ein Kondensator

(Abb. 43). Wir können das Voltmeter also aufladen. Wir haben nur einen „Löffel" am Bernsteinstiel (Abb. 46) zwischen dem negativen Pol der Zentrale und der Fadenzuleitung des Voltmeters so hin und her zu führen, daß die Fäden negative Elektrizitätsatome erhalten (Weg *1*).

Das gleiche gelingt sofort, wenn wir statt des negativen Pols selbst die Außenseite unseres hohlen Kastens berühren (Weg *2*). Hingegen überträgt unser Löffel keine Spur negativer Elektrizitätsatome, wenn wir die Innenwand des Kastens berühren und dann zum Voltmeter gehen (Weg *3*). — 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 winzig kleine Amperesekundenzahl abschöpfen, die zur Aufladung des Voltmeters erforderlich ist.

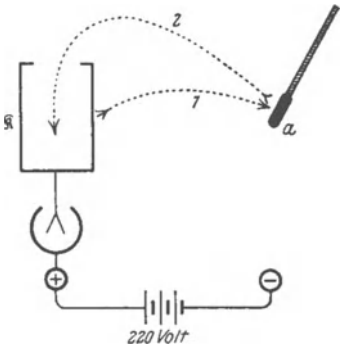


Abb. 69. Entnahme und Wiederabgabe von Elektrizitätsatomen mit dem Elektrizitätsträger *a*.

Ein Feldlinienbild erleichtert wieder das Verständnis (Abb. 68). Wir sehen, daß die den positiven und negativen Pol der Zentrale verbindenden Feldlinien alle auf der Außenseite des Kastens enden. Durch das kleine Loch im Deckel greift kaum eine Feldlinie zur Innenwand herein. Auf der Innenwand gibt es keine Feldlinienenden, also auch keine Elektrizitätsatome.

Ein anderer sehr instruktiver Versuch ist der folgende. Man setzt einen Kasten ⋔ 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. Wir berühren die Außenseite unseres Kastens mit dem Schöpflöffel und führen den Löffel dann etwa 1 m 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. Gehen wir auf dem Weg *2* zur Innenwand des Kastens, so füllen wir 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.

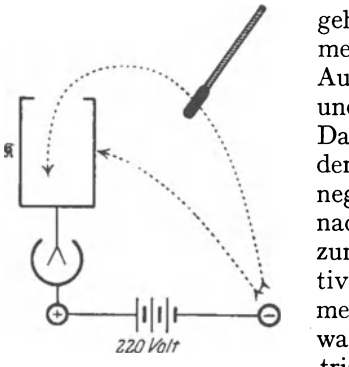


Abb. 70. Erzeugung hoher Spannungen zwischen dem Kasten ⋔ und dem Voltmetergehäuse.

Endlich ein dritter Versuch mit der gleichen Anordnung. Bewegen wir den Löffel in Abb. 70 zwischen dem negativen Pol und der Außenwand des Kastens hin und her, so bringen wir das Volmeter nicht über 220 Volt hinaus. Wir können also keine höhere als die ursprünglich verfügbare Spannung herstellen. Lassen wir aber die Wege des Löffels auf der Innenwand des Kastens enden, 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 altertümlicher, aber weitverbreiteter Influenzmaschinen ausgenutzt (§ 23).

§ 20. Influenz. Aus der Beweglichkeit der Elektrizitätsatome in Leitern ergibt sich eine weitere, für das Verständnis des elektrischen Feldes wichtige Tatsache, die Erscheinung der Influenz.

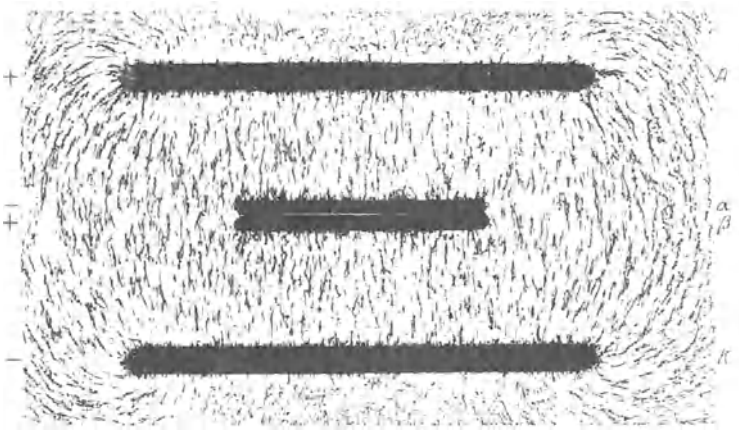


Abb. 71. Bild elektrischer Feldlinien (Gipskristalle) zur Erläuterung der Influenz. Zwei plattenförmige Elektrizitätsträger α und β berühren sich im Felde.

Wir beginnen mit einem einfachen Sonderfall. Gegeben das Feld eines Plattenkondensators (Abb. 71). Die obere Platte enthalte positive Elektrizitätsatome. In dies Feld bringen wir zwei sich berührende leitende Scheiben (α, β). Die Scheiben unterbrechen die Feldlinien. Die Feldlinien enden auf den äußeren

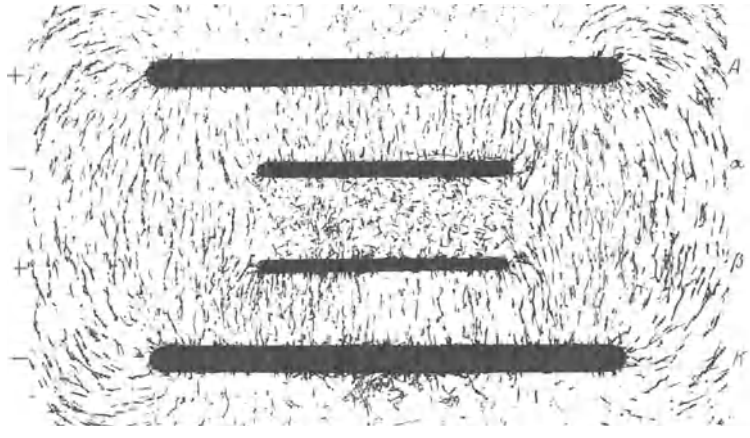


Abb. 72. Die beiden Elektrizitätsträger α und β sind im Felde getrennt worden.

Oberflächen der Scheiben. Oben auf α befinden sich negative, unten auf β positive Elektrizitätsatome. Diese bei Unterbrechung der Feldlinien auftretenden Elektrizitätsatome nennt man influenziert. Um sie einzeln nachzuweisen, trennen wir α und β im Felde voneinander (Abb. 72). Der Raum zwischen α und β bleibt feldfrei. Zwischen α und β herrscht keine Spannung. α und β hatten sich zuvor leitend berührt. Wir nehmen erst die

Scheibe α heraus und berühren die innere Zuleitung unseres Voltmeters. Es gibt einen Ausschlag von, sagen wir, 100 Volt. Dann berühren wir auch mit der Scheibe β. Der Ausschlag geht auf Null zurück. Also müssen sowohl auf α wie auf β influenzierte Elektrizitätsatome gesessen haben, und zwar in gleicher Zahl, aber mit entgegengesetztem Vorzeichen.

Im allgemeinen Fall kann der in das Feld eingeführte Leiter beliebige Gestalt haben. Dann werden die Feldlinien nicht nur unterbrochen, sondern auch verzerrt, z. B. Abb. 73 und 74. Stets treten an den Unterbrechungsstellen der Feldlinien influenzierte Elektrizitätsatome auf. Auch kann

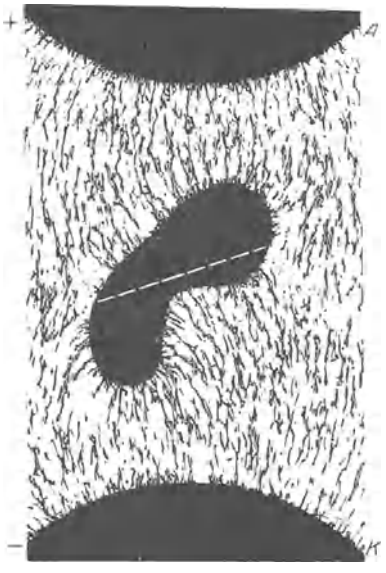


Abb. 73. Beispiel starker Feldverzerrung beim Influenzvorgang.

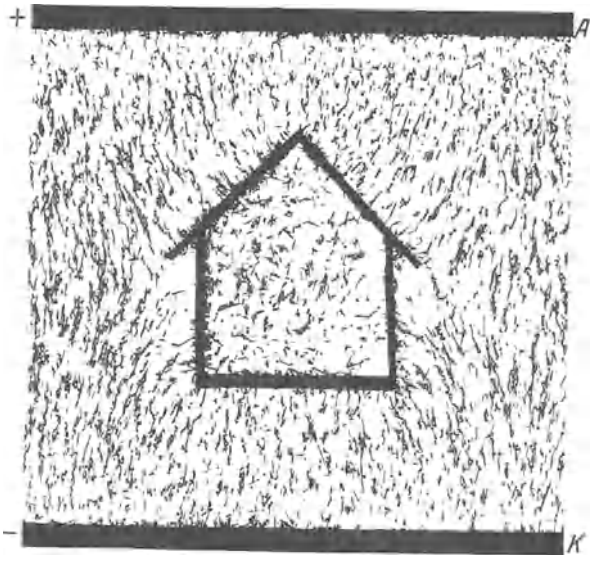


Abb. 74. Unterbrechung der elektrischen Feldlinien durch einen leitenden Hohlraum.

man sie in jedem Falle einzeln nachweisen. Man hat nur den Leiter im Felde an der richtigen Stelle in 2 Teile zu zerlegen. Das ist in Abb. 73 durch die punktierte Gerade angedeutet.

So weit der empirische Tatbestand. Die Deutung führt uns zu einem sehr wichtigen Ergebnis: Der Leiter, den wir in das Feld hineinbringen, muß schon vorher in seinem Inneren positive und negative Elektrizitätsatome enthalten, und zwar beide in gleicher Zahl. Doch liegen sie paarweise einander so nahe, daß ihre Feldlinien nach außen hin nicht in Erscheinung treten. Bringen wir den Leiter in das elektrische Feld, so werden sie voneinander getrennt. Dank ihrer freien Beweglichkeit folgen sie dem Zuge der Feldlinien, bis sie an der Grenze des Leiters angelangt sind und die Feldlinien senkrecht zur Leiteroberfläche stehen. Im ersten Augenblick herrscht also auch im Innern des Leiters ein Feld. Der „Strom" der wandernden Elektrizitätsatome läßt es aber zusammenbrechen. In welcher Zeit das geschieht, hängt ausschließlich von der Leitfähigkeit des Leiters ab (vgl. § 11).

Die Erscheinung der Influenz zeigt uns also, daß schon neutrale, nicht elektrisch geladene Leiter Elektrizitätsatome enthalten. Folglich war es nur der Überschuß der Elektrizitätsatome eines Vorzeichens, den wir bisher als die elektrische Ladung eines Körpers bezeichnet

haben. „Ein Körper enthält negative Elektrizitätsatome", heißt also nun: „Im Körper befinden sich mehr negative Elektrizitätsatome als im Normalzustand, in dem er gleich viel negative und positive enthält."

Die Influenz gibt uns den ersten Hinweis, daß Elektrizitätsatome zu den ständigen Bestandteilen, wenigstens der elektrisch leitenden Körper, gehören. Doch ist damit die Bedeutung der Influenz keineswegs erschöpft. Sie ist mannigfacher praktischer Anwendungen fähig. Einige Beispiele bringen wir in den §§ 21—23.

§ 21. Anwendung der Influenz: Paarweises Vorkommen der Elektrizitätsatome. Wir hatten schon in § 13 darauf hingewiesen, daß sich auf der einen Grenzfläche eines elektrischen Feldes ebensoviel positive Elektrizitätsatome befinden wie negative auf der anderen. Wir hatten das zunächst aus unseren Gipsfeldlinienbildern abgelesen. Mit Hilfe der Influenz können wir uns quantitativ überzeugen, daß an den beiden Enden eines elektrischen Feldes stets die gleiche Anzahl positiver und negativer Elektrizitätsatome sitzen. Die Elektrizitätsatome treten in der Natur wirklich nur paarweise auf, unsere Vorstellung verbindet sie durch das unsichtbare Band der Feldlinien.

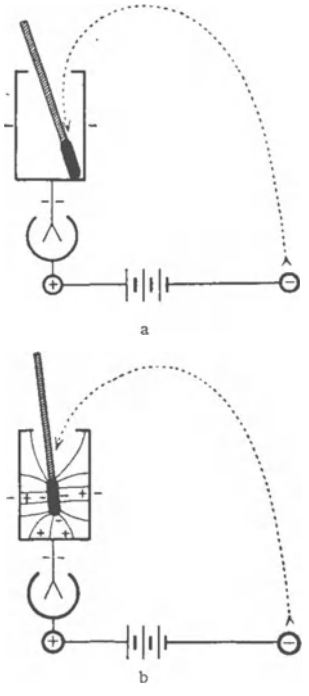


Abb. 75 a, b. Gleichheit der positiven und negativen Ladungen an den beiden Grenzen eines elektrischen Feldes.

Wir berühren zu diesem Zweck unseren häufig benutzten „Löffel" am Bernsteinstiel mit dem einen, sagen wir negativen Pol der städtischen Zentrale. Dann füllen wir seine sämtlichen aus der Zentrale aufgenommenen Elektrizitätsatome in den Kasten auf dem Zweifadenvoltmeter (Abb. 75a). Dazu haben wir die Innenwand des Kastens zu berühren (§ 19). Der aus Kasten und Voltmeter gebildete Kondensator erhält dadurch die Spannung P, sagen wir 50 Volt. Dann wiederholen wir den gleichen Versuch, diesmal jedoch ohne die Innenwand des Kastens mit dem Löffel zu berühren (Abb. 75b). Die Innenwand fängt nur sämtliche Feldlinien auf, die von den negativen Elektrizitätsatomen des Löffels ausgehen. Das gibt im Kasten Trennung der Elektrizitätsatome durch Influenz. Die positiven Elektrizitätsatome sitzen auf der Innenseite, die negativen auf der Außenseite des Kastens. Das Voltmeter schlägt wiederum aus und gibt genau die gleiche Spannung wie oben, in unserem Beispiel wieder 50 Volt. Folglich sitzen an den positiven Enden der vom Löffel ausgehenden Feldlinien genau so viel Elektrizitätsatome, wie negative auf dem Löffel selbst.

§ 22. Anwendung der Influenz: Käfigschutz. Oft muß man einen Raum gegen ein elektrisches Feld abschirmen. Die in Abb. 74 veranschaulichte Influenzerscheinung zeigt uns die grundsätzliche Möglichkeit: Man hat den zu 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 aus einem nicht zu weitmaschigen Drahtnetz. Es hält praktisch

schon alle Feldlinien vom Innenraum fern. Das erläutert der in Abb. 76 dargestellte Versuch. Die Kugeln A und K sind mit einer Influenzmaschine verbunden. Ein zwischen sie gebrachtes statisches Voltmeter gibt einen großen Ausschlag. Die influenzierenden Feldlinien sind außerhalb des Meßinstrumentes roh angedeutet (Abb. 76a).

Darauf umgibt man das Voltmeter mit einem Drahtgehäuse (Abb. 76b). Jetzt zeigt das Voltmeter keinerlei Spannung an. Die Feldlinien können den Innenraum des Käfigs nicht erreichen

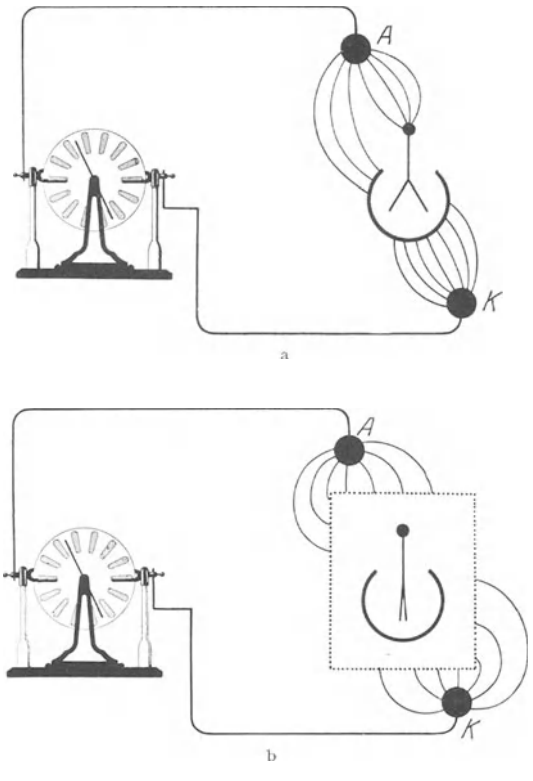


Abb. 76a, b. Abschirmung eines elektrischen Feldes durch einen Käfig.

Wir steigern die Spannung der Maschine, bis zwischen den Kugeln und dem Käfig klatschende Funken überspringen. Das Innere des Gehäuses bleibt funkenfrei. Denn das Zustandekommen eines Funkens setzt voraus, daß vorher ein Feld vorhanden war (§ 74).

Während des Funkenüberganges herrscht natürlich im Gehäuse ein schwaches elektrisches Feld, weil die Gehäusewände von einem Strome durchflossen werden und daher zwischen verschiedenen Teilen des Gehäuses Spannungen bestehen. Doch reicht das Feld im allgemeinen nicht aus, um sich durch eine Influenzwirkung auf das Voltmeter bemerkbar zu machen.

FARADAY hatte für Vorführungsversuche statt eines Voltmeters kleine Tiere in das Drahtgehäuse gesetzt. Daher nennt man das Gehäuse oft einen Faraday-Käfig.

Der Käfigschutz spielt im Laboratorium und in der Technik eine erhebliche Rolle. Die Technik benutzt ihn als Blitzschutz, indem sie z. B. Pulvermagazine mit einem weitmaschigen Drahtnetz umkleidet. 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, wie trübe Erfahrungen reichlich gezeigt haben! 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.

§ 23. Anwendung der Influenz: Influenzmaschinen. Influenzmaschinen sind Stromquellen für kleine Stromstärken (selten mehr als 10^{-5} Ampere und hohe Spannungen, oft über 10^5 Volt). Ihr Prinzip ist eine periodische Wiederholung des einfachen Influenzversuches. Für diesen brauchen wir das Feld eines Plattenkondensators AK und zwei bewegliche Kondensatorplatten α und β. Mit diesen Hilfsmitteln führen wir den Versuch in 3 Schritten aus (vgl. Abb. 77):

1. Man bringt α und β leitend verbunden in das Feld zwischen A und K.
2. Man trennt α und β im Felde.
3. Man nimmt α und β getrennt heraus und führt die auf ihnen durch Influenz gewonnenen Ladungen der „Verbrauchsstelle" zu. In unserer Abbildung ist es ein empfindlicher Strommesser. Er führt einen Stoßausschlag aus.

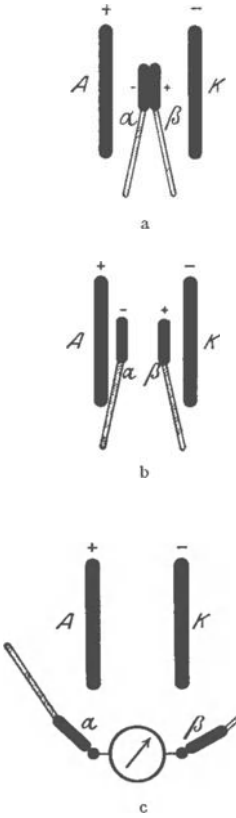


Abb. 77 a—c.

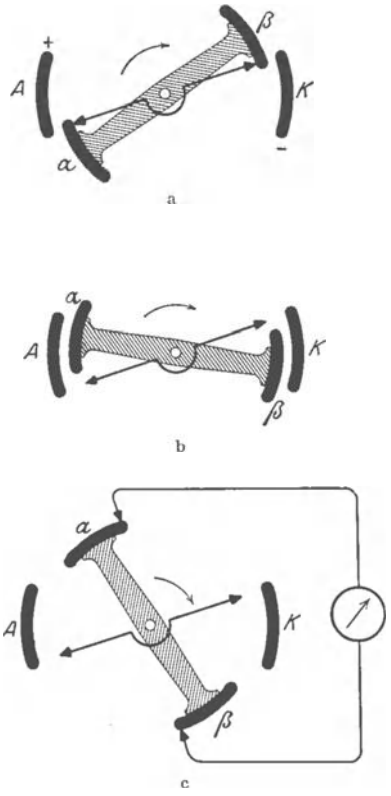


Abb. 78 a—c.

Wirkungsweise einer Influenzmaschine.

Darauf beginnt das Spiel von neuem und so fort in beliebiger Wiederholung. Erfolgen die Bewegungen rasch genug, so zeigt der träge Strommesser einen dauernden Ausschlag.

Periodische Bewegungen in rascher Folge erzielt man technisch am einfachsten durch Rotation. Die Abb. 78 führt die 3 Schritte unseres Versuches mit einer Drehbewegung vor. Die Platten α und β sitzen an einer isolierenden Speiche. Die schwarzen Dreiecke stellen Schleifkontakte dar.

Die Abb. 79 gibt die Ansicht eines kleinen Demonstrationsapparates, der genau nach dem Schema der Abb. 78 arbeitet. Das ursprüngliche Feld zwischen A und K wird durch eine kurze Be-

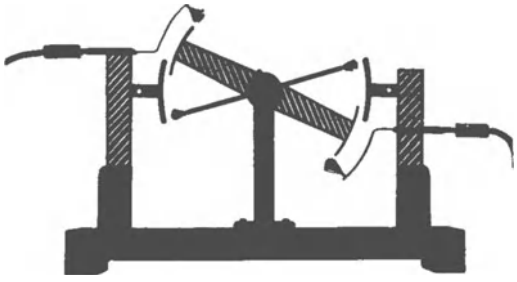


Abb. 79. Übersichtliche Influenzmaschine. Die im Schattenriß durchscheinenden Isolatoren nachträglich schraffiert.

rührung mit der städtischen Zentrale hergestellt. Der Strom beträgt dann etwa 10^{-8} Ampere bei einer Drehzahl von 10 sek^{-1}. Er verschwindet sofort, wenn man A und K einen Augenblick leitend, z. B. mit den Fingern, verbindet und so das Feld zwischen A und K zerstört.

Die zum praktischen Gebrauch gebauten Influenzmaschinen haben durchweg noch eine Zusatzeinrichtung, mit der sie selbst

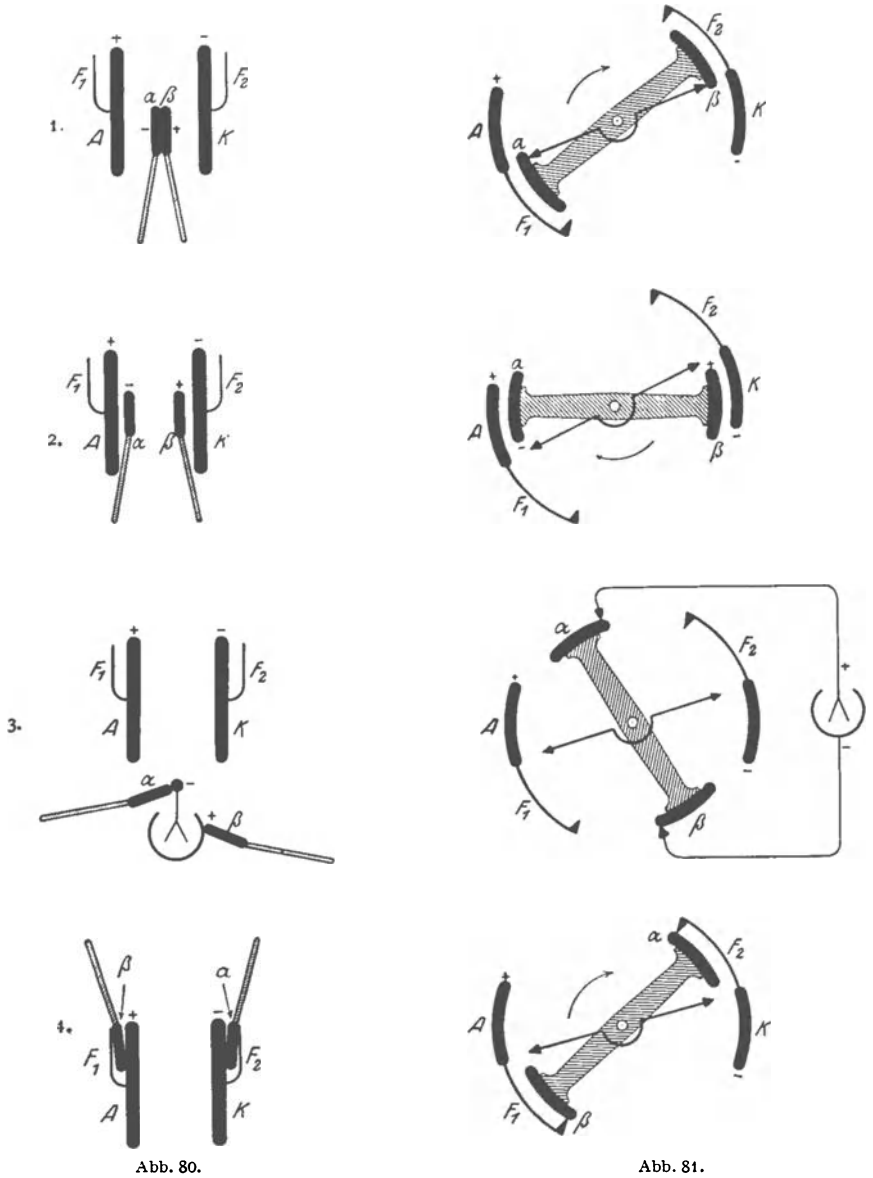


Abb. 80. Abb. 81.

Wirkungsweise einer Influenzmaschine nach dem Multiplikatorverfahren.

die Ladung ihrer influenzierenden Kondensatorplatten $A\,K$ auf hohe Werte bringen und trotz eventueller Isolationsverluste erhalten. Für diesen Zweck haben sich zwei verschiedene Verfahren eingebürgert.

Bei dem ersten Verfahren übertragen die rotierenden Platten α und β einen Teil ihrer Ladungen durch Leitung auf die Feldplatten AK. Diese Übertragung wird mit dem Kunstgriff des „Faradaykastens" bewerkstelligt.

Die Abb. 80 erläutert dies sog. „Multiplikatorverfahren" in vier Schritten:

1. Man bringt α und β leitend verbunden in das Feld zwischen A und K.
2. Man trennt α und β im Felde.
3. Man überträgt einen Teil der durch Influenz gewonnenen Ladungen auf die „Verbrauchsstelle". Es ist in diesem Falle ein Zeigervoltmeter (Abb. 23). Auf α und β bleibt ein Rest von Ladungen zurück, da die Übertragung ja ohne Faradaykasten stattgefunden hat (vgl. Abb. 69).
4. Man überträgt die verbleibenden Ladungsreste in die Feldplatten A und K, und zwar mittels der Faradaykästen F_1 und F_2 (Vorzeichen beachten).

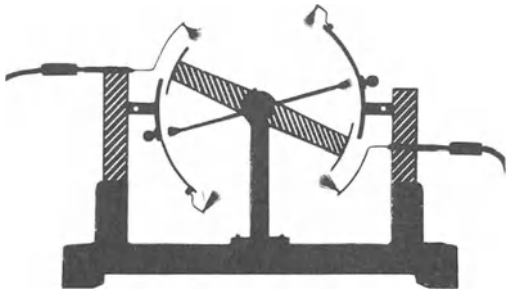


Abb. 82. Übersichtliche Influenzmaschine nach dem Multiplikatorverfahren.

Dann beginnt das Spiel von neuem. Dieser Versuch läßt sich leicht ausführen. Als Faradaykästen genügen zwei Blechtaschen F_1 und F_2, die man den Kondensatorplatten A und K seitlich anheftet. Stellt man das Ausgangsfeld zwischen A und K mit 220 Volt Spannung her, so kann man schon nach wenigen Wiederholungen einige tausend Volt Spannung am Voltmeter ablesen.

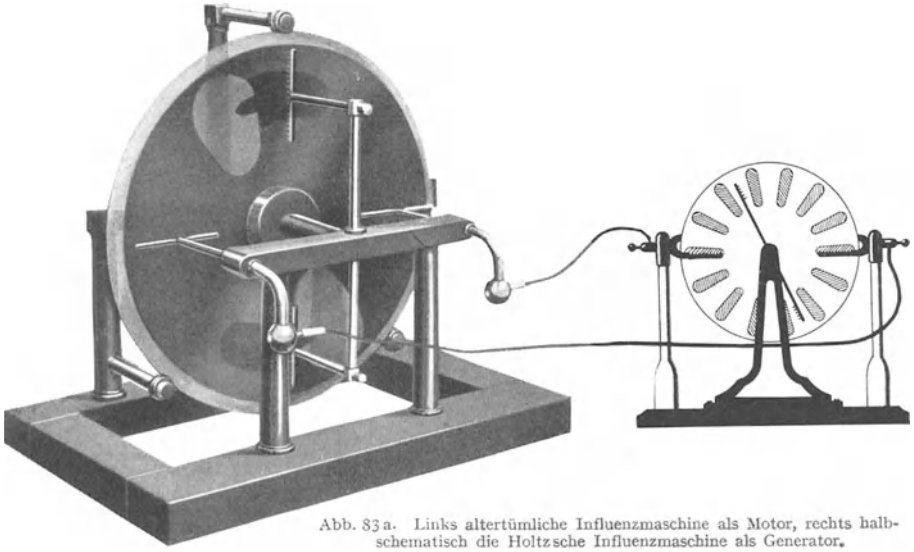


Abb. 83a. Links altertümliche Influenzmaschine als Motor, rechts halbschematisch die Holtzsche Influenzmaschine als Generator.

Die Abb. 81 gibt parallel zur Abb. 80 die einzelnen Schritte in Drehbewegungen. Der Faradaykasten ist nur noch unvollkommen entwickelt. Es genügt, daß die Bleche F_1 und F_2 als Verlängerungen von A und K die kreisenden Platten α und β umfassen.

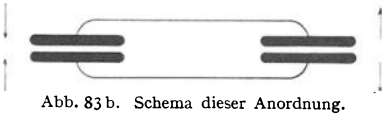


Abb. 83b. Schema dieser Anordnung.

Die Abb. 82 gibt ein genau nach diesem Schema gebautes Modell. Es gibt nach einigen Umläufen Tausende von Volt. Dabei braucht man in praxi meist nicht einmal das Ausgangsfeld zwischen A und K herzustellen. Es sind fast stets kleine zufällige Spannungen zwischen A und K vorhanden, die durch das Multiplikatorverfahren rasch erhöht werden.

Die handelsüblichen Ausführungen lassen das einfache Prinzip dieser Influenzmaschinen selbst für Geübte nur schwer erkennen. In Abb. 83 sehen wir links eine solche Maschine

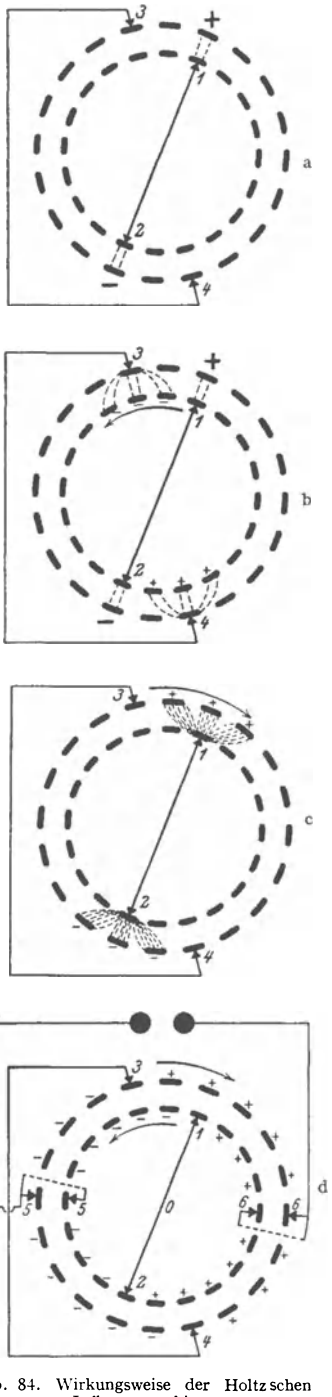


Abb. 84. Wirkungsweise der Holtzschen Influenzmaschine.

abgebildet. Statt konaxialer Zylinder benutzt man radialsymmetrische Anordnungen auf Glasplatten. Die Platten A und K und ein Teil der Schleifkontakte werden in alter Gewohnheit aus Papier hergestellt. Die Platten α und β sind meist in mehreren Paaren angeordnet oder fehlen auch ganz. In letzterem Falle haften dann die Elektrizitätsatome oberflächlich auf den isolierenden Glasplatten, vgl. Abb. 87. Für Unterrichtszwecke sind diese weitverbreiteten Maschinen ihrer Unübersichtlichkeit halber unbrauchbar.

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

Abb. 84a zeigt uns zwei Kränze von Kondensatoren. Sie können gegenläufig rotieren. *1* bis *4* sind Schleifenkontakte. Sie sind paarweise metallisch verbunden.

Die mit dem dicken + Zeichen markierte Platte trage eine zufällige positive Ladung. Zwischen + und *1* sowie zwischen — 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 3 Segmente. Am Schluß der Drehung haben wir das Bild der Abb. 84b: Je 3 Platten des inneren Kranzes haben durch Influenz Ladungen erhalten. Ihre Feldlinien, das ist der springende Punkt, greifen alle nach *3* bzw. *4* herüber.

Jetzt wird der innere Kranz festgehalten, der äußere mit dem Uhrzeiger um 3 Segmente gedreht. Der Influenzvorgang spielt sich bei *3* und *4* ab. Dabei wirken diesmal 6 Feldlinien, die influenzierten Ladungen sind dreimal so groß als die Anfangsladung in Abb. 84a. Am Schluß dieser Drehung haben wir das Bild der Abb. 84c. Alle 3×6 Feldlinien enden bei *1* bzw. *2*.

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

Statt der abwechselnden schrittweisen Drehung benutzt man in praxi selbstredend eine kontinuierliche gegenläufige Drehung beider Scheiben (Abb. 84d). In den Gebieten des stumpfen Winkels $1 \cdot 0 \cdot 4$ sind beide Platten positiv geladen, im Winkelgebiet $3 \cdot 0 \cdot 2$ beide negativ. Dort bringt man Schleifenbürsten *5* und *6* an, die als Polklemmen zur Stromentnahme dienen.

Abb. 83 gibt rechts halbschematisch eine sehr bequeme Ausführungsform mit radial angeordneten Kondensatorplatten. Es ist die ungemein brauchbare

HOLTZsche[1]) Influenzmaschine. Die Kondensatorplatten sind auch hier nicht notwendig. Die Ladungen können direkt auf den Oberflächen der isolierenden Scheiben haften (vgl. § 24).

Sehr instruktiv ist im Dunkel der Anblick der laufenden Maschine nach Entfernung der Polklemmen *5* und *6*. Die entgegengesetzten Ladungen der Winkelgebiete *1 · 0 · 4* und *3 · 0 · 2* markieren sich durch lebhaftes Sprühen. Es gibt lange rötliche Büschel auf der positiven und ein violettes Glimmen auf der negativen Seite (Abb. 85).

In praxi benutzt man die Influenzmaschine lediglich als Stromquelle oder Generator. Grundsätzlich kann man sie auch in kinematischer Umkehr als Motor verwenden. In Abb. 83a sind die Polklemmen der beiden Influenzmaschinen paarweise durch Drähte („die beiden Fernleitungen") verbunden. Die rechtsstehende HOLTZsche Maschine wird als Generator mit der Hand gedreht. An der linksstehenden altertümlichen Maschine ist das Riemenvorgelege entfernt, um die Lagerreibung zu vermindern. Diese Maschine läuft dann gut 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. 83b. Man greife im Anschluß an § 32 auf diese Abbildung zurück.

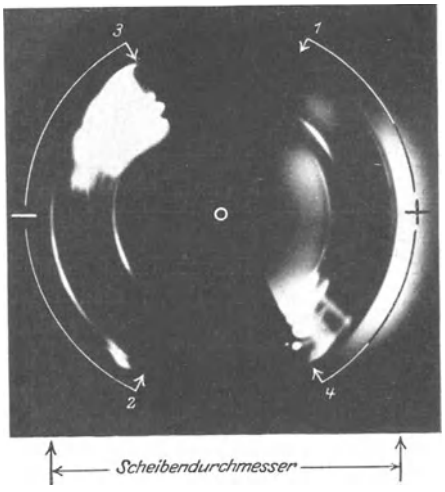


Abb. 85. Verteilung der Ladungen auf einer im Betrieb befindlichen Holtzschen Influenzmaschine.

§ 24. Sitz der Elektrizitätsatome auf und in Isolatoren. Für die gesamte Darstellung der §§ 13—23 war der Zerfall des Feldes durch greifbare Körper der Ausgangspunkt. Körper, die das Feld sehr rasch, im idealisierenden Grenzfall momentan, zusammenfallen lassen, nannten wir Leiter. Wir schlossen aus diesem Feldzerfall, daß die Elektrizitätsatome durch Leiter hindurchlaufen können. Diese „Beweglichkeit" führte uns dann zum zusammenfassenden Verständnis aller in den §§ 13—23 behandelten Erscheinungen.

Körper, die das elektrische Feld langsam, im idealisierenden Grenzfall gar nicht zusammenfallen lassen, nannten wir Isolatoren. Wir schließen aus dem Fehlen des Feldzerfalls, daß Elektrizitätsatome durch Isolatoren nicht hindurchwandern können. In Isolatoren haften die Elektrizitätsatome fest an ihrem Ort. — Diesen grundlegenden Tatbestand wollen wir durch zwei möglichst einfache Versuche erläutern:

Wir übertragen in Abb. 47 mit einem metallischen Löffel Elektrizitätsatome vom negativen Pol der städtischen Zentrale zum Zweifadenvoltmeter. Es genügt eine punktförmige Berührung der Fadenzuleitung. Der Betrag der abgelieferten Elektrizitätsatome läßt sich nicht dadurch vergrößern, daß wir mit dem Löffel an der Fadenzuleitung entlang streichen. Es hat keinen Zweck mehr, nacheinander alle Teile des Löffels mit der Zuleitung in Berührung zu bringen.

[1]) Der leider oft gebrauchte Name Wimshurst-Maschine bedeutet eine historische Ungerechtigkeit.

Ganz anders beim Isolator. Wir nehmen eine Siegellackstange. Sie erhält in bekannter Weise durch ein Katzenfell eine elektrische Ladung. Berühren wir eine an ein Voltmeter angeschlossene Kondensatorplatte, so macht der Zeiger nur einen kleinen Ausschlag (Abb. 86). Die Spannung steigt erst nach und nach beim Entlangstreichen mit der ganzen Stange. Wir müssen die Elektrizitätsatome sozusagen von den einzelnen Stellen der Siegellackoberfläche abkratzen.

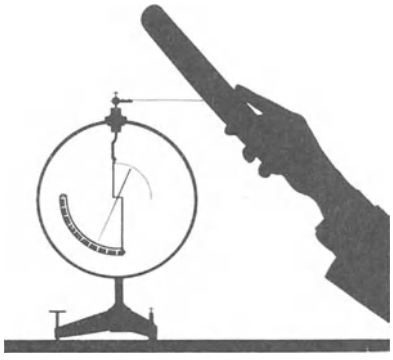


Abb. 86. Abstreichen der Elektrizitätsatome von der Oberfläche einer Siegellackstange.

Der zweite Versuch ist vielleicht noch sinnfälliger: Man kann auf Isolatorflächen geradezu Flecken elektrischer Substanz heraufspritzen und sichtbar machen. Man setzt eine Drahtspitze auf eine isolierende Platte, z. B. aus Glas. Dann läßt man auf diese einen elektrischen Funken aus einer kleinen geladenen Flasche oder dgl. überschlagen. — Zunächst sieht das Auge nichts, die Elektrizitätsatome sind unsichtbar. Aber es gehen Feldlinien von ihnen in den Raum hinaus. Wir stäuben ein feines Pulver, etwa Schwefelblume, auf die Fläche. Die Endpunkte der Feldlinien markieren sich durch haftenden Staub, genau wie wir es bei einer elektrischen Leitung über einer weißen Zimmerwand sehen (vgl. S. 18). Abb. 87 gibt das Bild einer solchen „Lichtenbergischen Figur".

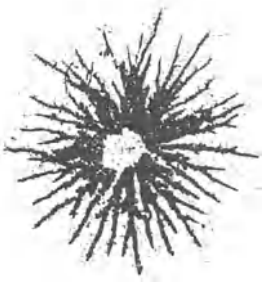


Abb. 87. Elektrischer Fleck (Lichtenbergische Figur).

Das Fehlen der Beweglichkeit der Elektrizitätsatome in Isolatoren hat weiterhin eine wichtige Folge: im Gegensatz zum Leiter können zwischen zwei Punkten eines Isolatoren elektrische Feldlinien verlaufen, ohne daß ein Strom fließt. Man braucht nur zwei verschiedenen Stellen Elektrizitätsatome entgegengesetzten Vorzeichens zuzuführen. Man hat dann im Außenraum beispielsweise den in Abb. 88 skizzierten Feldlinienverlauf. Zu bedenken ist aber, daß es in Wirklichkeit keinen idealen Isolator gibt, der die Feldlinien unendlich lange bestehen läßt. Auch der beste technische Isolator hat ein geringes Leitvermögen. Die Elektrizitätsatome können, wenn auch nur sehr langsam, durch ihn hindurchwandern, sobald die Feldlinien schräg zur Oberfläche ansetzen (Abb. 88). In endlicher, wenn auch sehr langer Zeit, bricht das Feld zusammen: die Elektrizitätsatome wandern aufeinander zu. Es fließt, mit anderen Worten, durch den nicht idealisierten Isolator ein schwacher Strom.

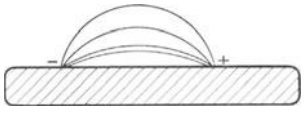


Abb. 88. Elektrische Feldlinien zwischen zwei Punkten eines Isolators, grobschematisch.

Das Fehlen der Beweglichkeit der Elektrizitätsatome im Isolator macht es endlich möglich, daß sich Elektrizitätsatome auch im Ruhezustande im Innern des Isolators statt nur auf seiner Oberfläche befinden können. Das zeigt jeder mit einer isolierenden Schicht umkleidete Leiter. Aber auch hier ist wieder zu beachten, daß es in Wirklichkeit keinen idealen Isolator gibt. Im Laufe der Zeit wandern daher auch bei jedem Isolator die Elektrizitätsatome, dem Zuge der Feldlinien folgend, an die Oberfläche.

§ 25. Die Dielektrizitätskonstante. Die Elektrizitätsatome können durch einen Isolator nur sehr langsam hindurchwandern (§§ 11 und 24). Im idealisierten Grenzfall fehlt sogar im Isolator jede Wanderungsmöglichkeit: die Elektrizitätsatome können sich nicht auf irgendeine Weise zwischen den materiellen Atomen und Molekülen hindurchbewegen. Trotzdem dürfen wir den Elektrizitätsatomen auch im idealen Isolator nicht jegliche Beweglichkeit absprechen. Wir werden in diesem Paragraphen sehen, daß die Elektrizitätsatome wenigstens im Innern der Moleküle des Isolators eine gewisse Verschieblichkeit besitzen.

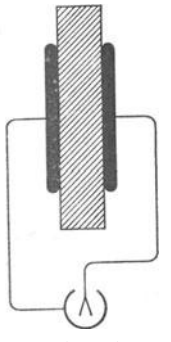


Abb. 89. Dielektrikum im Felde eines Plattenkondensators.

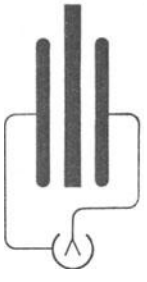


Abb. 90. Leiter im Felde eines Plattenkondensators.

Jeder Isolator ist durch eine bestimmte Materialkonstante, die sog. Dielektrizitätskonstante, gekennzeichnet (§ 16). Ersetzen wir die Luft im Zwischenraum eines geladenen Plattenkondensators durch eine Paraffinplatte (Abb. 89), so sinkt die Spannung auf rund die Hälfte. Nehmen wir statt Paraffin eine Glasplatte, so geht die Spannung auf rund ein Fünftel herunter. Man sagt daher, Paraffin hat die relative Dielektrizitätskonstante $\varepsilon_r = 2$, Glas eine solche von 5.

Das Einschieben des Isolators wirkt also ebenso, als ob wir einen Teil des Kondensatorzwischenraumes durch eine Metallplatte ersetzen (Abb. 90). Die Metallplatte verkürzt die Feldlinien, weil das Feld im Innern des Leiters zusammenbricht.

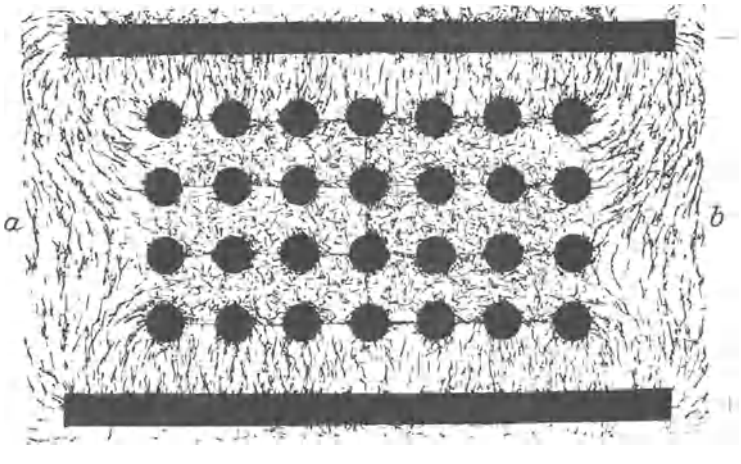


Abb. 91. Modellversuch zur Erläuterung der Influenz in einem Leiter.

Wir wollen diesen uns schon als Influenz bekannten Vorgang noch einmal klarmachen. Wir bringen in Abb. 91 schematisch und in ungeheurer Vergrößerung ein Bild des Leiters. Die einzelnen Moleküle sind als Kugeln dargestellt. Wir sehen das elektrische Feld nur zwischen den Kondensatorplatten und den Oberflächen des Leiters. Im Innern des Leiters herrscht kein Feld. Die Gipskristalle liegen regellos durcheinander. Die positiven bzw. negativen Elektrizitätsatome sind, infolge ihrer freien Beweglichkeit im Leiter dem Zug der Feldlinien folgend, bis an die Oberfläche herangewandert. Die freie Beweg-

lichkei der Elektrizitätsatome haben wir in diesem zweidimensionalen Modell durch einen einfachen Kunstgriff erzielt: wir haben sämtliche Stanniolkugelmoleküle durch haardünne, in der Abb. 91 noch erkennbare Kupferdrähte verbunden.

Jetzt zeigt uns die Dielektrizitätskonstante, daß auch ein Isolator die Feldlinien verkürzt. Ein Durchwandern der Elektrizitätsatome bis zu den Grenzflächen, wie bei dem Leiter der Abb. 90, kommt nicht in Frage, da die Elektrizitätsatome sich nicht durch den Isolator hindurchbewegen können.

Trotzdem kann eine Feldlinienverkürzung zustande kommen. Das zeigt uns der Modellversuch der Abb. 92. Der ganze Isolator ist vom Felde durchsetzt. Daher der Name „Dielektrikum". Die Elektrizitätsatome haben sich nur im Innern der einzelnen Moleküle verschoben. Jedes

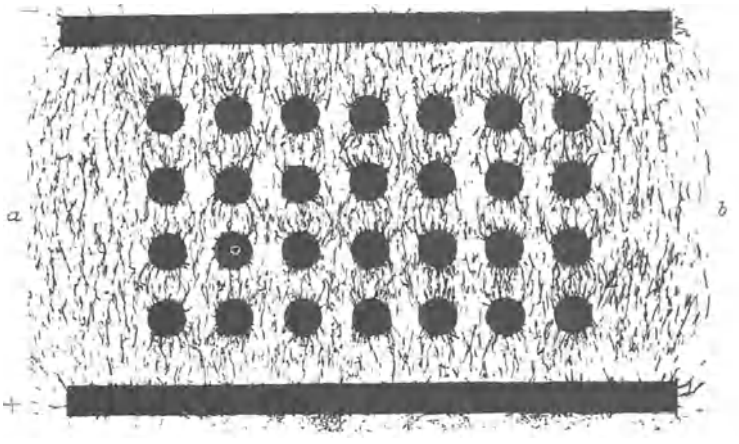


Abb. 92. Modellversuch zur Erläuterung der Dielektrizitätskonstanten.

Molekül trägt an entgegengesetzten Seiten positive bzw. negative Influenzladungen. Man bezeichnet die Influenzwirkung auf die einzelnen Moleküle eines Isolators als „dielektrische Polarisation".

Zur Vermeidung von Mißverständnissen sei ausdrücklich betont, daß auch „einatomige" Substanzen, deren Moleküle nur aus einem Atom bestehen, eine Dielektrizitätskonstante besitzen. Bei ihnen findet die Verschiebung der Elektrizitätsatome im Innern der einzelnen Atome statt.

Die dielektrische Polarisation bewirkt, daß auch an den beiden Grenzflächen des Isolators Influenzladungen erscheinen. Das erinnert äußerlich an die auf Leiteroberflächen beobachtete Influenz. Trotzdem besteht zwischen der Influenzwirkung auf Leitern und der Polarisation eines Dielektrikums ein praktisch bedeutsamer Unterschied: trennen wir den Leiter im Felde längs der Linie ab und nehmen die beiden Hälften einzeln heraus, so trägt, im Falle der Abb. 91, die obere nur positive Elektrizitätsatome, die untere nur negative. Ganz anders aber beim Isolator der Abb. 92. Hier erweisen sich beide Hälften des Dielektrikums im Außenraum elektrisch ungeladen. Beide Hälften enthalten gleich viel positive wie negative Elektrizitätsatome. Wir können also die Influenzwirkung auf Isolatoren nicht zur Ladungstrennung verwerten.

Es bedarf wohl nicht der Erwähnung, daß unser Bild der Abb. 92 willkürliche Vereinfachungen enthält. Sie berühren aber nicht das Wesen der Sache.

In Abb. 92 war angenommen, daß sich die Moleküle bzw. Atome wie kleine leitende Kugeln verhalten. In diesen sollen die Elektrizitätsatome bis an die Kugeloberfläche durchwandern können. Statt dessen werden wir es in Wirklichkeit natürlich nur mit gewissen Verschiebungen der Elektrizitätsatome aus ihrer Normallage im Molekül- bzw. Atominnern zu tun haben.

Der wesentliche Inhalt dieses Paragraphen ist die Erkenntnis, daß im Innern der materiellen Moleküle und Atome Elektrizitätsatome vorhanden sind und durch äußere elektrische Felder verschoben werden können.

§ 26. Atome als elektrische Felder. Ionen. Wir haben dem Mechanismus der Dielektrizitätskonstante die fundamentale Tatsache entnommen, daß im Innern der materiellen Moleküle und Atome Elektrizitätsatome vorhanden sind und sich in ihnen verschieben können (§ 25). Wir wollen, späteren Entwicklungen vorausgreifend, schon hier bemerken, daß die Elektrizitätsatome am Aufbau der materiellen Moleküle und Atome ganz wesentlich beteiligt sind. Es muß sogar heute als gesichert gelten, daß die Elektrizitätsatome die einzigen Bausteine der materiellen Atome sind. Das läßt sich durch schlagende Experimente erhärten. Die ganze Materie besteht also in letzter Linie nur aus elektrischen Feldern und deren Enden, den Elektrizitätsatomen. Das elektrische Feld ist ein ganz fundamentaler Begriff für unsere moderne Naturkenntnis (§ 103).

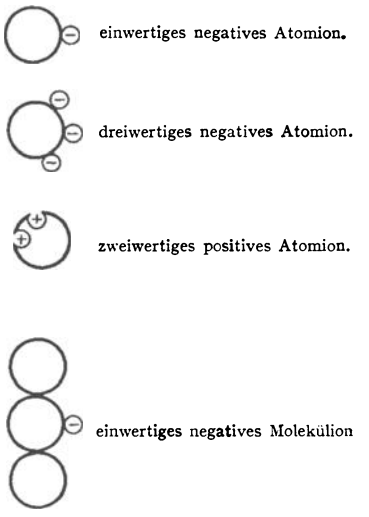


Abb. 93. Grobschematische Bilder von „Ionen"

Der Anfänger erblickt oft einen prinzipiellen Unterschied zwischen elektrischer Substanz und gewöhnlicher Substanz. Er sieht von der ersteren die Feldlinien ausgehen. Jetzt hören wir, daß es auch keine gewöhnliche Substanz ohne elektrische Feldlinien gibt. Sie entziehen sich nur im Innern der Atome oder der Moleküle der Beobachtung, solange in ihnen gleich viel positive wie negative Elektrizitätsatome vorhanden sind. Derartige Atome oder Moleküle nennt man elektrisch neutral.

Der Gegensatz zu einem neutralen Atom oder Molekül ist das „Ion". Dieser Fachausdruck möge gleich hier klargestellt werden: Als „Ion" bezeichnet man ein Atom oder Molekül, das ein oder mehrere negative Elektrizitätsatome oder „Elektronen" zu viel oder zu wenig hat. Abb. 93 soll das grobschematisch erläutern. Atome sind naiv als Kugeln dargestellt, Moleküle, die aus mehreren Atomen bestehen, als Kugelketten. Überzählige Elektronen sind durch kleine angelagerte Kreise, fehlende Elektronen durch kleine Lücken angedeutet. Man spricht von einem einwertigen oder n-wertigen positiven oder negativen Ion. Wo nötig, unterscheidet man auch Atomion und Molekülion. Das alles zeigt die Abb. 93 in zwar ganz plumpem, aber übersichtlichem Schema.

§ 27. „Reibungselektrizität". § 25 hat uns experimentell gezeigt, daß im Innern aller materiellen Atome und Moleküle Elektrizitätsatome vorhanden sind. Das erschließt uns ein Verständnis der „Reibungselektrizität". Diese hat historisch den Anfang der Elektrizitätslehre gebildet: stammt doch das Wort Elektrizität von *ελεκτρον*, dem geriebenen Bernstein.

Die „Reibungselektrizität" hat mit Reibung nichts zu tun. Ihre Ursache ist die Entstehung eines elektrischen Feldes in der Grenzschicht zweier sich innig berührender verschiedener Substanzen.

Pressen wir zwei verschiedene Substanzen A und B aufeinander, so entziehen die A-Moleküle auf irgendeine Weise den B-Molekülen Elektronen. Eine Anzahl oberflächlicher A-Moleküle wird zu negativen Ionen. Auf der Oberfläche von B bleibt eine gleiche Anzahl positiver Ionen zurück. Den Mechanismus dieses Vorganges kennen wir im einzelnen noch keineswegs. Sicher aber sind bei der Umlagerung oder Bindung der Elektronen die gleichen Kräfte im Spiel, die die gewöhnlichen Atome zu chemischen Molekülen vereinigen und den Zusammenhalt flüssiger und fester Körper bedingen. Es handelt sich hier in letzter Linie um das Grundproblem der Chemie, die Wechselwirkung der verschiedenartigen elektrischen Atom- und Molekülfelder. Die Lösung des Problems im einzelnen setzt die genaue Kenntnis des Atombaues voraus.

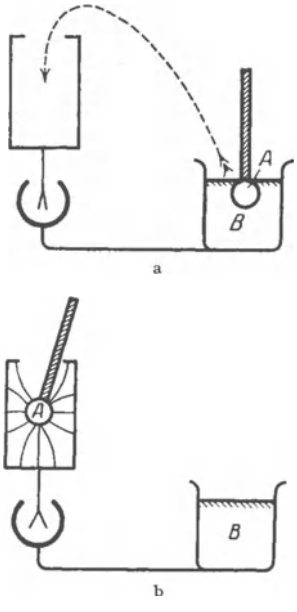


Abb. 94 a, b. Nachweis des elektrischen Feldes in der Grenzschicht von Paraffin A und Wasser B.

Für uns genügt hier die Tatsache: Bei inniger Berührung verschiedenartiger Substanzen entsteht in der Grenzschicht ein elektrisches Feld. Es entstehen zwischen den Körpern A und B elektrische Feldlinien. Diese Feldlinien sind außerordentlich kurz, von der Größenordnung der Molekülabstände, also 10^{-8} cm. Trennen wir die Körper A und B voneinander, so werden die Feldlinien ausgezogen. Die Spannung steigt auf viele Tausende von Volt. Zwischen A und B springen knisternde Funken über.

Für die Bildung des elektrischen Feldes in der Grenzschicht ist die innige Berührung wesentlich, nicht die Reibung. Das läßt sich einfach beweisen. Wir benutzen die aus der Mechanik bekannte Tatsache, daß es an der Grenze eines festen und eines flüssigen Körpers keine Reibung gibt. Wir nehmen in Abb. 94a als Körper A eine Paraffinkugel am Bernsteinstiel, als Körper B Wasser in einem Becherglas. Wir tauchen die Kugel ins Wasser und bringen sie dann in den Faradaykasten auf dem Zweifadenvoltmeter (Abb. 94b). Das Instrument gibt einen großen Ausschlag. Die Paraffinkugel ist negativ geladen. Das zeigt man leicht, wenn man dem Voltmeter zuvor durch kurze Verbindung mit den beiden Polen der städtischen Zentrale Elektrizitätsatome bekannten Vorzeichens zugeführt hat.

Das Wasser bleibt mit gleich großer positiver Ladung zurück. Das zeigt man, indem man das Becherglas in den Faradaykasten hineinstellt. Taucht man die Kugel ein, so geschieht nichts. Zieht man sie heraus, gibt es einen Ausschlag. Taucht man wieder ein, ist der Ausschlag wieder verschwunden. Das beweist, daß Paraffinkugel und Wasser bei der Berührung gleich große Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens erhalten.

(Allgemein lädt sich die Substanz mit der höheren Dielektrizitätskonstante positiv, COEHNsches Ladungsgesetz.)

Zwischen einem festen und einem flüssigen Körper läßt sich leicht eine innige Berührung herstellen. Bei Berührung zweier fester Körper

stören die stets vorhandenen mechanischen Unebenheiten. Durch Zusammenpressen und Reiben lassen sich größere Teile der Oberfläche zur Berührung bringen. Nur hierin liegt die Bedeutung der Reibung für das Zustandekommen des elektrischen Feldes in der Grenzschicht.

Als feste Körper nimmt man meist 2 Isolatoren: Siegellack und Katzenfell, Glasstab und Seide oder Hartgummi und Haar. Doch kann ebensogut einer der beiden Körper ein Leiter sein. Wir nehmen unseren häufig benutzten Löffel am Bernsteinstiel und „kratzen" mit unserem trockenen Fingernagel ein paar Elektrizitätsatome herunter. Oder wir „wischen" mit dem Rockzipfel ein paar Elektronen vom Aluminium ab. Diese Versuche wirken durch ihre Einfachheit.

Sind beide einander berührende feste Körper Leiter, so gibt es ebenfalls in der Grenzschicht ein elektrisches Feld. Doch kann man es nicht nach dem hier benutzten Verfahren des Ausziehens der Feldlinien nachweisen. Der Grund ist klar: trennen wir zwei beliebige feste Körper A und B, so erfolgt die Trennung nicht gleichzeitig an allen Punkten. In Abb. 95 sei x die Stelle, an der A und B im letzten Augenblick zusammenhängen. Zwischen allen übrigen Teilen des durch A und B gebildeten Kondensators sind die Feldlinien schon ausgezogen und dadurch die Spannung erheblich vergrößert. Trotzdem können die Elektrizitätsatome nicht als Strom über die Brücke x herüberwandern, wenn mindestens einer der beiden Körper ein Isolator ist. Denn im Isolator sind die Elektrizitätsatome nicht beweglich.

Abb. 95. Berührung unvollkommen ebener Grenzflächen.

Anders wenn beide Körper Leiter sind. Dann sind die Elektrizitätsatome in beiden beweglich. Der Kondensator AB entlädt sich durch einen Strom über die Brücke x, sowie die Spannung durch Ausziehen der Feldlinien über den Wert erhöht wird, der sich ursprünglich bei der molekularen Berührung eingestellt hatte. — Diese Spannungen bei molekularer Berührung haben, beiläufig bemerkt, bei Metallen die Größenordnung einiger Zehntelvolt.

§ 28. Messung des elektrischen Feldes. Feldstärke $\mathfrak{E}$ und Verschiebungsdichte $\mathfrak{D}$. Mit den Worten „Feld" und „Feldlinie" verbinden wir nunmehr einen bestimmten, nur der Erfahrung entnehmbaren Sinn. Auch wissen wir, daß das elektrische Feld ein ganz fundamentaler Begriff ist. Doch haben wir das elektrische Feld bisher nur qualitativ beschrieben. Nunmehr soll es auch mit Zahlen gemessen werden.

Für die Messung des elektrischen Feldes hat man im Laufe der historischen Entwicklung zwei Maße geschaffen: die Feldstärke $\mathfrak{E}$ und die Verschiebungsdichte $\mathfrak{D}$.

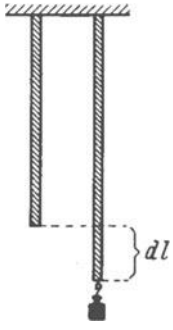


Abb. 96. Zug der Verzerrung.

Die Tatsache zweier Maße mag befremdlich erscheinen. Sie ist aber auch in anderen Gebieten der Physik üblich. So benutzt man z. B. zur Charakterisierung des elastischen Spannungszustandes eines festen Körpers ebenfalls zwei Maße. Nämlich entweder den Zug, gemessen in Kilogrammgewicht pro cm², oder die Verzerrung dl, gemessen in Zentimetern. Vgl. dazu Abb. 96. Zug und Verzerrung sind einander proportional. So lautet das Gesetz von Hooke, das für alle Körper mit mehr oder minder großer Annäherung erfüllt ist.

Als elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ bezeichnet man die Spannung längs 1 cm Feldlinie. Das bedarf näherer Erläuterung. Bisher haben wir nur von der Spannung zwischen den Enden der Feldlinien gesprochen und sie

in Volt gemessen. Man darf aber in gleicher Weise auch von einer Spannung längs eines Teilstückes einer Feldlinie sprechen.

Um das zu zeigen, nehmen wir das von uns schon häufig benutzte Feld eines Plattenkondensators. Seine Feldlinien verlaufen im Innern geradlinig und in gleichem Abstand. Die Spannung zwischen den Enden der Feldlinie betrage 400 Volt. Aus Symmetriegründen wird man dann im Sinne unserer Behauptung zwischen den Endpunkten des ersten Viertels der Feldlinie die Spannung von 100 Volt erwarten.

Um diese Spannung mit dem Zweifadenvoltmeter zu messen, bringen wir nach B eine „Sonde", d. h. wir stellen senkrecht zu den Feldlinien einen dünnen leitenden Draht oder eine dünne leitende Platte. Das verändert, wie Abb. 97a zeigt, den Verlauf der Feldlinien nicht. Es gibt nur eine kurze Unterbrechung der Feldlinien auf eine Länge von der Dicke der Sonde. Auf ihren beiden Grenzflächen zeigen sich die in der Abbildung angedeuteten Influenzladungen.

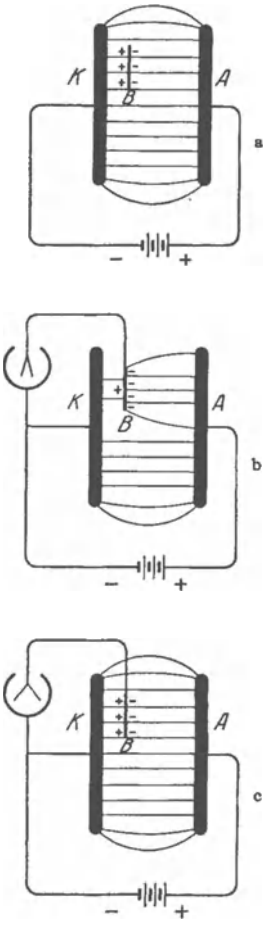


Abb. 97a—c. Messung der Spannungsverteilung im Felde eines Plattenkondensators mit Hilfe einer Sonde B.

Wir erwarten nunmehr, zwischen der Platte K und der Sonde B die Spannung 100 Volt zu finden, wenn wir K und B durch Drähte mit unserem Zweifadenvoltmeter verbinden, Abb. 97b. Das Experiment gibt uns jedoch eine viel kleinere Spannung, sagen wir 30 Volt. Wir sehen sofort den Grund unseres Mißerfolges. Wir haben einen Verstoß gegen die ganz elementare Regel begangen, daß ein Meßinstrument die zu messende Größe nicht merklich verändern darf: Wir dürfen z. B. zur Messung der Temperatur eines kleinen Körpers kein Thermometer verwenden, das den Körper bei der Berührung erheblich abkühlt.

Wir haben beim Anschalten des Voltmeters an die Sonde das ganze Feldlinienbild stark verändert. Statt des in Abb. 97a skizzierten Influenzbildes haben wir nunmehr das in Abb. 97b angedeutete. Auf der Sonde B sind nicht mehr gleich viel positive wie negative Elektrizitätsatome vorhanden, sondern ein starker Überschuß an negativen. Zwischen der Platte K und der Sonde B verlaufen viel weniger Feldlinien als zuvor, und demgemäß messen wir eine kleinere Spannung.

Es ist nicht schwer, diese durch die Anschaltung des Voltmeters entstandene Störung des elektrischen Feldes wieder zu beseitigen und das ursprüngliche Feldlinienbild der Abb. 97a wiederherzustellen. Der störende Überschuß an negativen Elektrizitätsatomen sitzt auf den Oberflächen der Sonden. Entfernt man die oberflächliche Schicht der Sonden, so beseitigt man mit ihr auch die auf ihr sitzenden störenden negativen Elektrizitätsatome. Man denke sich etwa auf die beiden Grenzflächen der Sondenplatte zwei leitende Bleche gebracht, die man hinterher im Felde mit zwei isolierenden Handgriffen abhebt.

Technisch einfach ist ein stückweises Entfernen der Sondenoberfläche. Das geschieht z. B. bei der „Tropfensonde". Aus der Sonde quillt ein Wasser-

tropfen hervor. Ein Teil des negativen Ladungsüberschusses geht auf ihn über. Dann reißt der Tropfen ab, fällt herunter und nimmt „als Elektrizitätsträger" den auf ihm sitzenden Ladungsüberschuß mit. Das Spiel wiederholt sich, und bald ist der Ladungsüberschuß beseitigt. (Abb. 97c.)

Solche Tropfensonden arbeiten einwandfrei. Die Benutzung des Wassers ist aber lästig. Bequemer und sauberer arbeitet man mit einer „Flammensonde". Man ersetzt die Tropfensonde durch ein kleines Gasflämmchen. In der Flamme befinden sich zahllose winzige, nicht einmal mikroskopisch sichtbare Elektrizitätsträger, die an die Stelle der mikroskopisch sichtbaren Träger, der Wassertropfen, treten. Eine Flamme enthält, wie wir in § 66 sehen werden, zahllose Ionen, also als Elektrizitätsträger dienende Moleküle und Atome.

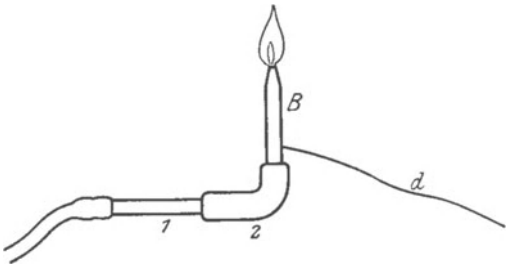


Abb. 98. Flammensonde.

Noch bequemer als eine „Flammensonde" ist eine „radioaktive Sonde". Man bringt auf die Sonde einen feinen Überzug einer radioaktiven Substanz, die genau wie eine Flamme Ionen liefert.

Die Abb. 98 zeigt eine einfache Flammensonde. *1* ist die Gaszuleitung, teilweise aus isolierendem Cellon *2* bestehend. *B* ist die kleine als Brenner ausgestaltete Sonde, *d* die Zuleitung zum Voltmeter.

Mittels dieser Flammensonde erhalten wir sogleich das erwartete Ergebnis. Wir finden in Abb. 97c für das erste Viertel der Feldlinie die Spannung 100 Volt, falls zwischen den Kondensatorplatten die Spannung 400 Volt herrscht. Analoge Bruchteile erhalten wir, wenn wir die Flammensonde mehr oder weniger von *A* entfernen.

Mittels zweier Flammensonden läßt sich nun weiter auch die Spannung zwischen zwei beliebigen Punkten einer Feldlinie messen (Abb. 99).

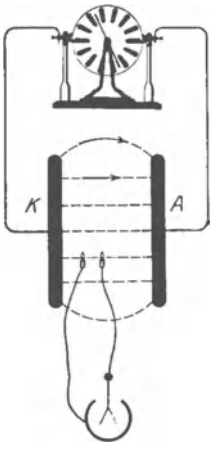


Abb. 99. Messung der elektrischen Feldstärke mit Hilfe von zwei Flammensonden.

Die Spannung längs eines Zentimeters Feldlinie definiert man als elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$. Man mißt also das elektrische Feld durch die Zahl der Volt pro Zentimeter Feldlinie oder in Volt/cm.

Die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ ist eine gerichtete Größe. Sie ist ein Vektor mit dem Symbol des Pfeiles. Das zeigt uns qualitativ schon der Augenschein der Feldlinien. Quantitativ können wir es mit der Flammensonde beweisen. Die Sonden zeigen uns zwischen zwei Punkten des elektrischen Feldes die höchste Spannung in der Richtung der Feldlinien. Bildet die Verbindungslinie der Sonden mit der Feldlinie wachsende Winkel, so sinkt die Spannung, und bei der senkrechten Stellung wird sie zu Null. Als Feldrichtung bezeichnen wir in diesem Buche stets die Richtung von der negativen zur positiven Ladung. Feldstärken $\mathfrak{E}$ in dieser Richtung werden mit positivem Vorzeichen gezählt, in entgegengesetzter mit negativem.

Soweit die Feldstärke $\mathfrak{E}$. Wir wenden uns jetzt zur zweiten Maßgröße des elektrischen Feldes, nämlich der Verschiebungsdichte $\mathfrak{D}$.

Trennt man in einem elektrischen Feld zwei zu den Feldlinien senkrechte Platten α und β (Abb. 100), so sitzt auf jeder eine influenzierte Ladung Q_D.

Es bietet keine Schwierigkeit, diese Ladung mit dem Stoßausschlag eines Strommessers in Amperesekunden zu messen. Die Abb. 101 zeigt die Ausführung dieses Versuches mit dem früher (S. 27) auf Amperesekunden geeichten Spiegelgalvanometer.

Die Zahl dieser im Felde influenzierten Amperesekunden nennt man die Verschiebung Q_D. Sie erweist sich proportional der zu den Feldlinien senkrecht

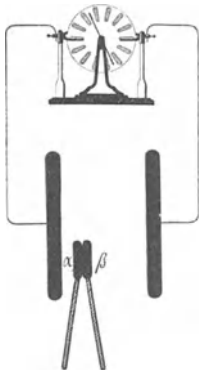


Abb. 100.

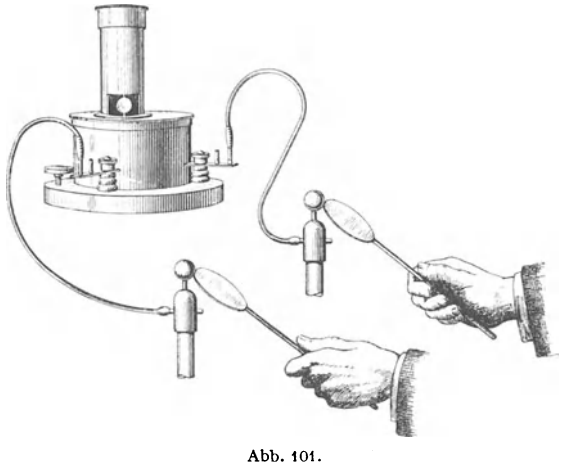


Abb. 101.

Zur Messung der Verschiebungsdichte $\mathfrak{D}$.

stehenden Fläche der Platte. Die auf ein Quadratzentimeter einer zu den Feldlinien senkrechten Oberfläche influenzierte Ladung bezeichnet man als elektrische Verschiebungsdichte $\mathfrak{D}$. Also

$$\mathfrak{D} = \frac{Q_D}{F}. \tag{3}$$

Ihre Einheit ist Amperesekunde/cm^2.

§ 29. Zusammenhang von Feldstärke $\mathfrak{E}$ und Verschiebungsdichte $\mathfrak{D}$. Feldstärke $\mathfrak{E}$ und Verschiebung $\mathfrak{D}$ sind einander proportional. Das beweist man durch gleichzeitige Ausführung der in den Abb. 99 und 100 erläuterten Versuche.

Messungen dieser Art ergeben die Gleichung:

$$\mathfrak{D} = \varepsilon \cdot \mathfrak{E}. \tag{4}$$

Der Proportionalitätsfaktor ε heißt die absolute Dielektrizitätskonstante. Ihr Zahlenwert ergibt sich für den leeren Raum $= 8{,}84 \cdot 10^{-14}$ Amperesekunden/Voltzentimeter.

Für Luft ist der Zahlenwert praktisch der gleiche. Er ist nur um 0,06% höher.

Für andere Substanzen erhält man daher die absolute Dielektrizitätskonstante, indem man die in § 16 aufgeführten Relativwerte ε der Dielektrizitätskonstanten mit dem Absolutwert ε für Luft multipliziert.

Die Gleichung (4) gilt nicht nur für den in Abb. 100 skizzierten Fall, in dem die Feldlinien irgendwo in der Mitte auf eine kurze Strecke unterbrochen werden.

Sie gilt ebenso, wenn die Platte die eine Grenzfläche des Feldes berührt (Abb. 102). In Abb. 100 bedeutet Q_D die Gesamtladung der Elektrizitätsatome, die an den durch Unterbrechung der Feldlinien entstehenden Feldlinienenden sitzen (Influenz!). Im Grenzfall der Abb. 102 hingegen messen die Amperesekunden Q die Elektrizitätsatome, von denen die Feldlinien des Kondensators ihren Ausgang nehmen. Im Grenzfall der Abb. 102 wird also die Verschiebungsdichte $\mathfrak{D}$, die Zahl der Amperesekunden pro Quadratzentimeter, einfach gleich der „Flächendichte" der auf der Kondensatorgrenzfläche sitzenden Elektrizitätsatome.

§ 30. Spannung P als Liniensumme von $\mathfrak{E}$. Als elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ haben wir in § 29 die Spannung längs 1 cm Feldlinie definiert. Außerdem wissen wir, daß die gesamte Spannung P längs jeder Feldlinie eines Kondensators die gleiche ist. Die vom Voltmeter $\mathfrak{V}$ angezeigte Spannung P gilt beispielsweise in Abb. 103 sowohl für die Feldlinie ab wie cd.

Es kann ja nach § 18 zwischen den Fußpunkten ac bzw. bd keine Spannung herrschen. In den leitenden Kondensatorplatten fließt kein Strom, und ohne einen solchen ist keine Spannung zwischen den Punkten derselben Platte möglich.

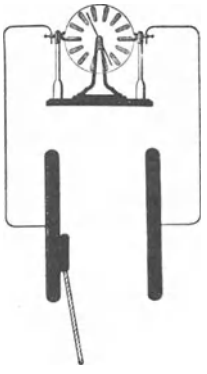


Abb. 102. Verschiebung an der Feldgrenze.

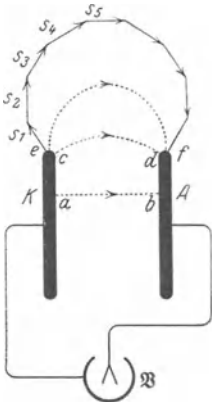


Abb. 103. Zum Zusammenhang von elektrischer Feldstärke $\mathfrak{E}$ und Spannung P.

Daraus folgt, daß die Spannung P die „Liniensumme" der Feldstärke $\mathfrak{E}$ sein muß. Dabei hat der Fachausdruck „Liniensumme" folgende Bedeutung: Eine beliebig herausgegriffene Feldlinie ef werde durch den gebrochenen Kurvenzug $s_1 s_2 \ldots s_m$ ersetzt. Die einzelnen geraden Linienelemene $s_1 s_2 \ldots s_m$ werden jeweils so kurz bemessen, daß längs jeder einzelnen die zugehörigen Feldstärken $\mathfrak{E}_1 \mathfrak{E}_2 \ldots \mathfrak{E}_m$ als konstant betrachtet werden können. Dann entfallen auf die einzelnen Linienelemente die Teilspannungen

$$P_1 = \mathfrak{E}_1 s_1, \qquad P_2 = \mathfrak{E}_2 s_2, \qquad P_m = \mathfrak{E}_m s_m;$$

Addition von $P_1 P_2 \ldots P_m$ gibt dann die gesamte Spannung P als „Liniensumme", also

$$P = \mathfrak{E}_1 s_1 + \mathfrak{E}_2 s_2 + \cdots + \mathfrak{E}_m s_m = \sum \mathfrak{E}_m s_m \tag{5}$$

oder im Grenzübergang mit anderem mathematischen Symbol:

$$P = \int \mathfrak{E}\, ds. \tag{5a}$$

Diese Gleichung (5) enthält den Zusammenhang von Feldstärke und Spannung in allgemeinster Form. Der Weg s kann ganz beliebig gestaltet sein. Er braucht nicht, wie in der vereinfachten Herleitung, mit einer Feldlinie zusammenzufallen. Man hat dann die Linienelemente s_m mit der in ihre Richtung fallenden Komponente des Feldstärkevektors $\mathfrak{E}$ zu multiplizieren.

§ 31. Verteilung von $\mathfrak{E}$ in Feldern verschiedener Gestalt. Berechnung von Kapazitäten. Die beiden Gleichungen (4) und (5) lassen im Prinzip für jeden Kondensator die räumliche Verteilung der Feldstärke $\mathfrak{E}$ und die Kapazität C berechnen. Wir beschränken uns auf zwei Beispiele:

a) Flacher Plattenkondensator mit homogenem Felde.

Es stehen sich zwei Platten der Fläche F in so kleinem Abstande d gegenüber, daß die am Rande „streuenden" Feldlinien zu vernachlässigen sind. Aus Symmetriegründen ist die Feldstärke $\mathfrak{E}$ längs jeder Feldlinie gleich und konstant. An die Stelle der Liniensumme in Gleichung (5) tritt einfach das Produkt $\mathfrak{E} \cdot d$, also

$$\mathfrak{E} = \frac{P}{d}, \tag{6}$$

eine sehr häufig anwendbare Beziehung. Mit ihr gelangt man leicht zur Kapazität C. Es gilt:

nach (2)	$C = Q/P,$
nach (3)	$Q = \mathfrak{D} \cdot \mathrm{F},$
nach (4)	$\mathfrak{E} = \mathfrak{D}/\varepsilon$
und daher	$C = \varepsilon \cdot \frac{F}{d}.$ (7)

Zahlenbeispiel (Abb. 47): $F = 400\ \mathrm{cm}^2$; $d = 0{,}15\ \mathrm{cm} = 0{,}884 \cdot 10^{-13}$ (S. 52). Also $C = 2{,}4 \cdot 10^{-10}$ Amperesekunden/Volt oder Farad, in Übereinstimmung mit unseren früheren Messungen (S. 28).

Die Gleichung (7) gilt für Vakuum oder praktisch Luft als Dielektrikum des Plattenkondensators. Für andere Dielektrika ist C noch mit der relativen Dielektrizitätskonstante des betreffenden Dielektrikums zu multiplizieren, z. B. für Hartgummi mit

$$\varepsilon = 2 \text{ bis } 3 \text{ (je nach Sorte)}.$$

Die Gleichung (7) wird für Überschlagsrechnungen häufig gebraucht. Außerdem ermöglicht sie eine Präzisionsbestimmung von ε, der absoluten Dielektrizitätskonstanten. Man hat C nach S. 28 direkt in Amperesekunden/Volt zu bestimmen und F und d sorgfältig auszumessen.

b) Kugelkondensator mit radialsymmetrischen Feldlinien.

Die Abb. 104 zeigt die Feldlinien, deren Enden an den entfernten Zimmerwänden usw., diesmal im Gegensatz z. B. zu Abb. 41, nicht sichtbar sind.

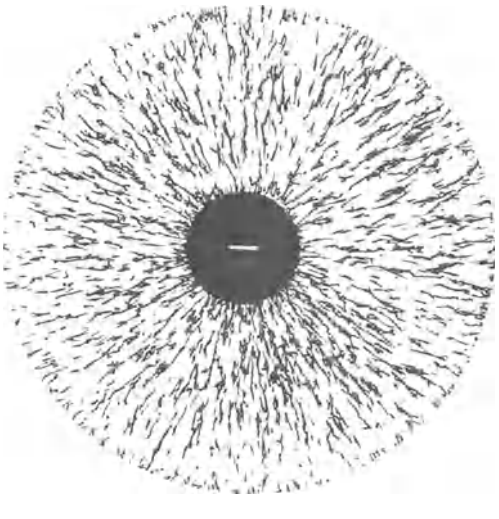


Abb. 104. Von einer Kugel ausgehende radialsymmetrische elektrische Feldlinien.

Die Ladung dieses Kugelkondensators sei Q, der Radius r. Dann ist die Flächendichte auf der Oberfläche oder die Verschiebungsdichte $\mathfrak{D} = Q/4\pi r^2$. Also ist nach Gleichung (4) die Feldstärke $\mathfrak{E}_r$ an der Kugeloberfläche

$$= \frac{\mathfrak{D}}{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{Q}{4\pi r^2}. \tag{8a}$$

Mit wachsendem Abstand R vom Kugelmittelpunkt sinkt die Verschiebungsdichte $\mathfrak{D}$ mit $1/R^2$. Also ist die Feldstärke im Abstande R

$$\mathfrak{E}_R = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{Q}{R^2}. \tag{8}$$

Das ist nur eine Folge der kugelsymmetrischen Ausbreitung der Feldlinien. Daher gilt die Gleichung (8) allgemein für kugel-

symmetrischen Verlauf der Feldlinien. Also auch für beliebig geladene Körper, falls die Feldlinien auf allseitig weit entfernten Flächen enden und der Beobachtungspunkt hinreichend weit von der Körperoberfläche entfernt ist.

Um weiter unter Benutzung von (5) die Kapazität der Kugel zu berechnen, ist die Liniensumme $P = \sum \mathfrak{E}_m s_m$ längs der radialen Feldlinie von der Kugel bis zu den „unendlich" entfernten Zimmerwänden usw. zu berechnen. Man findet durch eine Integration

$$P = \mathfrak{E}_r \cdot r . \tag{9}$$

Mit (2) und (8) zusammengefaßt ergibt sich

$$C = 4\pi\varepsilon \cdot r . \tag{10}$$

D. h. die Kapazität der Kugel ist ihrem Radius proportional. Das gilt nur so lange, als die zweite Begrenzung des Kondensators (vgl. S. 18) durch Zimmerwände oder entfernte Gegenstände keinen merklichen Einfluß auf das Feld in der Nähe der Kugel hat, d. h. „unendlich" entfernt ist.

Unsere Erde hat einen Radius von $r = 6{,}37 \cdot 10^8$ cm. Sie bildet daher nach (10) mit dem Fixsternsystem einen Kondensator von 707 Mikrofarad.

Unsere Erde ist ständig von einem elektrischen Felde umgeben. In der Nähe des Bodens beträgt die Feldstärke[1]) in der Regel rund 1 Volt/cm. Die Erde ist negativ geladen. Wo die zugehörigen positiven Ladungen sitzen, ist im einzelnen nicht bekannt. Ein Teil von ihnen befindet sich in der Atmosphäre, ein anderer wahrscheinlich draußen im Fixsternsystem.

Diese beiden Beispiele des Platten- und Kugelkondensators erläutern das Berechnungsverfahren zur Genüge. In geometrischen kompliziert gebauten Feldern wird meist der Weg einer direkten Ausmessung mit Sonden der Rechnung vorzuziehen sein. Für komplizierte Felder sei nur ein nützlicher Hinweis gegeben: Man kann jede scharfe Ecke oder Spitze in erster Annäherung als Kugeloberfläche vom kleinen Krümmungsradius r betrachten. Nach Gleichung (9) sind für eine Kugel Feldstärke $\mathfrak{E}$ 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 die tiefgreifenden Veränderungen, die dabei mit den Molekülen der Luft vor sich gehen. Näheres im Kapitel VIII.

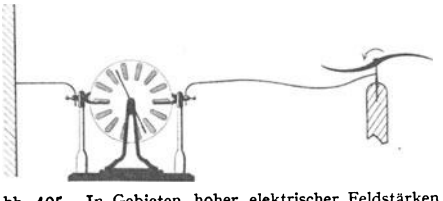


Abb. 105. In Gebieten hoher elektrischer Feldstärken vor Spitzen isoliert die Luft nicht mehr.

Die abströmenden Elektrizitätsatome rufen Reaktionskräfte hervor, entsprechend dem Rückstoß der Granate auf die Kanone. Infolgedessen dreht sich das in Abb. 105 skizzierte Spitzenrad in der Richtung des Pfeiles, sobald die Spannung zwischen Rad und Zimmerwänden einen bestimmten Wert überschreitet. Wir haben ein Analogon zum rotierenden Rasensprenger.

§ 32. Kräfte und Arbeit im elektrischen Felde. Beide Maßgrößen des elektrischen Feldes, die Feldstärke $\mathfrak{E}$ und die Verschiebung $\mathfrak{D}$ sind spezifisch elektrischer Natur. Sie beruhen auf den beiden elektrischen Fundamentalgrößen des internationalen Maßsystems, auf den Einheiten Volt und Ampere.

[1]) Die meteorologische Literatur sagt statt Feldstärke meist Potentialgefälle.

Die sinnfälligsten Äußerungen des elektrischen Feldes sind mechanischer Art: die gegenseitige Anziehung geladener Körper, etwa zweier Kondensatorplatten, die Ordnung der Gipskristalle zu Feldlinienbildern, die Drehung einer Influenzmaschine als Motor (Abb. 83). In allen Fällen beobachten wir Kräfte, die Massen bewegen und Arbeit leisten. Oder in anderer Ausdrucksweise, wir beobachten eine „Verwandlung elektrischer Energie in mechanische". Es erhebt sich die Frage, wie Kräfte, Arbeit und Energie ihrer Größe nach von den elektrischen Maßgrößen abhängen.

Für diese ganzen in den §§ 32—35 zu behandelnden Fragen gibt es einen ganz durchsichtigen Fundamentalversuch. Er wird an Hand der Abb. 106 erläutert. Diese stellt den Schattenriß eines betriebsfertigen, nicht schematisierten Apparates dar.

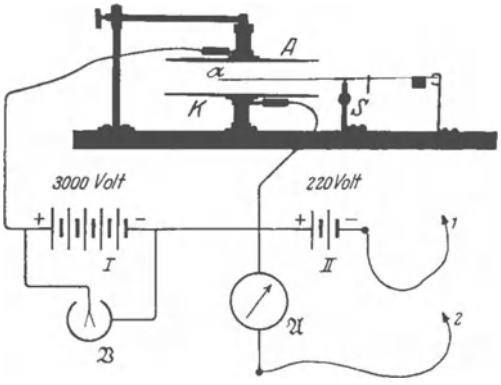


Abb. 106. Grundversuch über die Abhängigkeit der Kräfte von Ladung und Feldstärke. Der Wagebalken aus Quarz trägt rechts zwei Reitergewichte aus Al-Blech und spielt zwischen zwei Anschlägen. *S* ist eine Masse, die den Schwerpunkt des Wagebalkens unter die Schneide verlegt. — Die Kondensatorplatten *A* und *K* werden durch Bernsteinsäulen getragen. Man kann wegen ihrer vorzüglichen Isolation die gezeichnete Batterie *I* durch ganz primitive Mittel (geriebene Siegellackstange!) ersetzen!

Man bringt einen kleinen elektrisch geladenen Körper α am Ende eines isolierenden Wagebalkens in das Feld eines Kondensators. Er soll weder durch seine Gestalt noch durch seine Ladung die Feldstärke $\mathfrak{E}$ des Kondensators in erheblicher Weise verändern. Das ist für das Folgende Voraussetzung. In unserem Apparat ist der Körper α als kleine Platte aus dünnem Al-Blech ausgebildet. Es ist also wieder unser Urbild des „Elektrizitätsträgers" oder unser „Löffel" am Bernsteinstiel. Man erteilt ihm die Ladung mit Hilfe der beweglichen Drahtleitung *1*.

Dann mißt man

a) mit der Wage die im Felde auf die Körperladung ausgeübte Kraft in einer beliebigen Krafteinheit, z. B. in Kilogrammgewicht; Ergebnis beispielsweise: $2{,}9 \cdot 10^{-6}$ Kilogrammgewicht. Der Löffel wird um 2,9 mg „leichter".

b) die Feldstärke $\mathfrak{E}$ aus Spannung P und Plattenabstand d, $\mathfrak{E} = \frac{P}{d}$. Ergebnis: $\mathfrak{E} = 300$ Volt/cm;

c) die Ladung Q des Elektrizitätsträgers mit dem Amperemeter. Das geschieht durch kurze Berührung mit dem Draht *2* (vgl. Abb. 60). Ergebnis: $9{,}5 \cdot 10^{-10}$ Amperesekunden.

Mit derartigen Messungen gelangt man zu folgender Gleichung für die von der Feldstärke $\mathfrak{E}$ auf die Ladung Q ausgeübte Kraft:

$$\underbrace{\text{Kraft } K}_{\text{gemessen in Kilogrammgewicht}} = 10{,}2 \cdot \underbrace{\text{Ladung } Q}_{\text{Amperesekunden}} \cdot \underbrace{\text{Feldstärke } \mathfrak{E}}_{\text{Volt/cm}}. \qquad (11)$$

Also übt die Feldstärke = 1 Volt/cm auf die Ladung $Q = 1$ Amperesekunde die Kraft 10,2 Kilogrammgewicht aus, oder

$$1 \text{ Amperesekunde} \cdot 1 \text{ Volt/cm} = 10{,}2 \text{ Kilogrammgewicht} \qquad (11a)$$

Die experimentell gefundene Konstante 10,2 hängt von unserer willkürlich getroffenen Wahl der Krafteinheit ab. Hätten wir K in „Dynen" statt in „Kilo-

grammgewicht" gemessen, so würde die Gleichung (11) eine andere Konstante haben, nämlich 10^7 statt 10,2. Also

$$1 \text{ Amperesekunde} \cdot 1 \text{ Volt/cm} = 10^7 \text{ Dyn}. \tag{11b}$$

Legt man Wert darauf, die Konstante = 1 zu machen, also

$$K = Q \cdot \mathfrak{E}, \tag{11c}$$

so müssen wir K im Vielfachen der trotz ihrer Bequemlichkeit leider namenlosen Krafteinheit 10,2 Kilogrammgewicht zählen.

Bei der fundamentalen Bedeutung des eben ausgeführten Versuches bringen wir das zugehörige Feldlinienbild (Abb. 107). Es ist wieder mit Gipskristallen

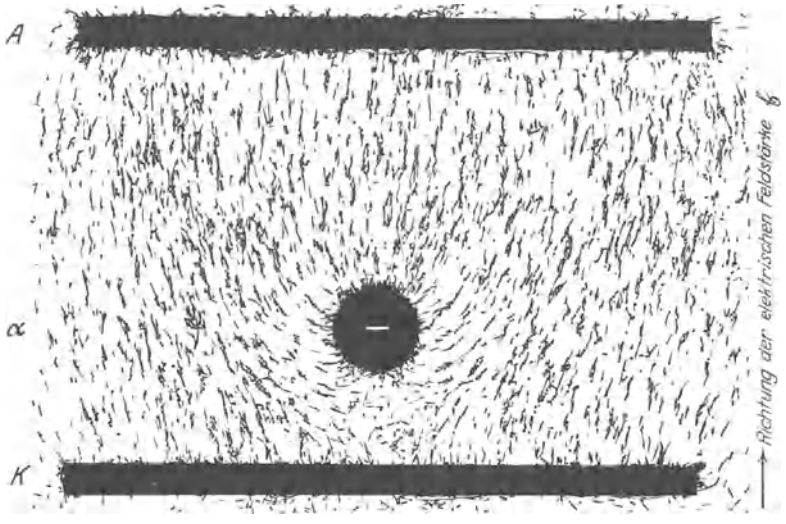


Abb. 107. Ein kleiner geladener Körper im elektrischen Felde eines Plattenkondensators.

und einer Stanniolschablone auf Glas gewonnen. Es weicht von der in Abb. 106 im Schattenbild dargestellten Anordnung in einer geringfügigen Äußerlichkeit ab: der bewegliche „Elektrizitätsträger" α ist eine kleine Kugel statt der dünnen Al-Platte.

Die Kenntnis der Kraft nach Gleichung (11) läßt uns sogleich die Arbeit berechnen, die das Feld bei der Bewegung der Ladung Q leistet, Arbeit ist Kraft mal Weg, dabei die Kraft in Richtung des Weges genommen. Auf ein Wegelement s_m entfällt im elektrischen Felde die Arbeit $\underbrace{Q \cdot \mathfrak{E}_m}_{\text{Kraft}} \cdot \underbrace{s_m}_{\text{Weg}}$. Die Summe dieser Einzelarbeiten gibt die Gesamtarbeit für einen Weg s zu:

$$A = Q \cdot \mathfrak{E}_1 s_1 + Q\, \mathfrak{E}_2 s_2 = + \cdots + Q\, \mathfrak{E}_m s_m = \sum Q\, \mathfrak{E}_m s_m$$

oder, da Q konstant ist,

$$A = Q \sum \mathfrak{E}_m s_m \tag{12}$$

oder nach Gleichung (5)

$$A = Q \cdot P \text{ Voltamperesekunden}. \tag{13}$$

Oder in Worten: Bewegt ein elektrisches Feld die Ladung Q längs eines beliebigen Weges, so leistet das Feld dabei die Arbeit $P \cdot Q$ Voltamperesekunden, wenn P die Spannung zwischen Anfang und Ende dieses Weges bezeichnet. Demnach wird im elektrischen Voltamperemaß-

system eine Arbeit in der Einheit „Voltamperesekunde" gemessen. Oft wird das Wort „Voltamperesekunde" in „Wattsekunde" gekürzt. Der Anschluß dieser Arbeitseinheit an die aus der Mechanik geläufigen Arbeitseinheiten folgt ohne weiteres aus den Gleichungen (11a) und (11b). Wir erhalten aus (11a)

$$1 \text{ Voltamperesekunde} = 10{,}2 \text{ Kilogrammgewichtzentimeter} \qquad (11c)$$

oder aus (11b)

$$1 \text{ Voltamperesekunde} = 10^7 \text{ Dynzentimeter oder Erg.} \qquad (11d)$$

Die Gleichung (13) gilt ganz allgemein. Es kommt aber sehr darauf an, daß man die Spannung zwischen den Endpunkten des Weges richtig bestimmt.

Das muß man vor allem später in den Gebieten ringförmig geschlossener elektrischer Feldlinien (Induktionserscheinungen) sehr beachten.

In den elektrischen Feldern, die wir bisher kennen, gibt es nur Spannung zwischen zwei räumlich getrennten Punkten: Fallen Anfangs- und Endpunkt des Weges zusammen, so gibt es keine Spannung: die Arbeit längs eines geschlossenen Weges ist gleich Null.

In den Gebieten ringförmig geschlossener Feldlinien wird das später durchaus nicht gelten!

§ 33. Die Energie eines elektrischen Feldes. Bei dem in Abb. 106 dargestellten Grundversuch leistet das elektrische Feld Arbeit, sobald es den geladenen Körper beschleunigt, z. B. anhebt. Das Feld muß demnach eine bestimmte Arbeitsfähigkeit oder Energie besitzen. Wir wollen sie am Beispiel des Plattenkondensators berechnen.

Dieser Kondensator sei in Abb. 108 dargestellt. Seine beiden Platten enthalten die gleiche Elektrizitätsmenge: Q Amperesekunden (vgl. S. 28).

Jetzt denken wir uns bei α einen kleinen „Elektrizitätsträger", etwa eine dünne Blechplatte, die untere Kondensatorplatte berührend. Er entspricht dem Körper α der Abb. 106 in seiner tiefstmöglichen Stellung. Dieser Träger wird von der oberen positiven Platte herangezogen, das Feld leistet Hubarbeit. Dabei entführt er der unteren Platte die negative Ladung. Das Spiel denken wir uns nun mit einer Reihe weiterer „Elektrizitätsträger" fortgesetzt. Dabei sinkt die Spannung, das Feld bricht allmählich zusammen. Die untere Platte gibt dauernd negative Elektrizitätsatome ab, und die positive Ladung der oberen Platte wird durch ankommende negative Elektrizitätsatome kompensiert. War die Spannung anfänglich P, so ist sie am Schluß gleich Null. Die gesamte negative Ladung Q ist zur oberen Platte gebracht worden. Setzen wir nun die Spannung des Kondensators (zur plumpen Umgehung einer einfachen Integration) im Mittel gleich $P/2$, so erhalten wir als gesamte, bis zur Feldvernichtung geleistete Arbeit

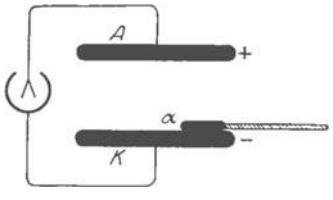


Abb. 108. Entladung eines Kondensators mittels des Elektrizitätsträgers α.

$$A = \tfrac{1}{2} Q \cdot P . \qquad (14)$$

Diese Arbeit stellt die gesamte Arbeitsfähigkeit eines elektrischen Kondensators dar. Oder mit anderen Worten: Ein Kondensator mit der Spannung P Volt und der elektrischen Ladung Q Amperesekunden (vgl. dazu S. 28) enthält die elektrische Energie

$$E_e = \tfrac{1}{2} Q \cdot P \text{ Voltamperesekunden.}$$

Die Einheit Voltamperesekunde oder, sprachlich gekürzt, Wattsekunde mißt also im elektrischen Maßsystem nicht nur die Arbeit, sondern allgemein die Energie.

In anderen Gebieten der Physik werden Energien häufig in Kalorien (cal) angegeben. Die Umrechnung von Voltampere- oder Wattsekunde auf Kalorien wird oft gebraucht. Es gilt

$$1 \text{ Voltamperesekunde oder } 1 \text{ Wattsekunde} = 0{,}239 \text{ cal.} \qquad (11\,e)$$

Das folgt unmittelbar aus der Gleichung (11c), da nach der Wärmelehre 1 Kilogrammgewichtzentimeter mit 0,0234 cal „äquivalent" ist.

Die Technik benutzt statt Voltamperesekunde oft eine erheblich größere elektrische Energieeinheit, die Kilovoltamperestunde oder Kilowattstunde. Es gilt in sofort ersichtlicher Weise

$$1 \text{ Kilowattstunde} = 3{,}6 \cdot 10^6 \text{ Voltamperesekunden} = 8{,}6 \cdot 10^5 \text{ cal.}$$

Gleichung (14) gilt gemäß ihrer Herleitung für jeden beliebigen Kondensator. Sie wird häufig unter Benutzung von Gleichung (2) umgeformt:

$$E_e = \tfrac{1}{2} C \cdot P^2 . \qquad (14\,a)$$

Für den Sonderfall des Plattenkondensators mit homogenem Felde kann man diese Gleichung (14a) noch weiter umformen: Es gilt

nach (7) $$C = \varepsilon \cdot \frac{F}{d},$$

nach (6) $$P = \mathfrak{E} \cdot d .$$

Ferner ist $F \cdot d$, Plattenfläche mal Plattenabstand, das Volumen V des Kondensatorfeldes. Somit erhalten wir

$$E_e = \frac{\varepsilon}{2} \cdot \mathfrak{E}^2 \cdot V \qquad (15)$$

als Energie eines elektrischen Feldes vom Volumen V (cm³) und der Feldstärke $\mathfrak{E}$. Diese Gleichung (15) gilt trotz ihrer Herleitung in einem Sonderfall ganz allgemein für jedes Raumgebiet V mit konstanter elektrischer Feldstärke $\mathfrak{E}$.

Die Energien, die sich in Form elektrischer Felder herstellen lassen, sind nur recht geringfügig. Nach Gleichung (15) enthält ein Liter (1000 cm³) selbst bei der hohen Feldstärke von 10^5 Volt/cm nur die winzige Energie

$$E_e = \tfrac{1}{2} \cdot 0{,}88 \cdot 10^{-13} \cdot 10^{10} \cdot 10^3 = 0{,}44 \text{ Voltamperesekunden}$$

oder rund 0,1 cal.

Durch Einbetten des elektrischen Feldes in ein flüssiges oder festes Dielektrikum läßt sich der Energiebetrag bei gleicher Feldstärke $\mathfrak{E}$ noch um einen kleinen Faktor erhöhen. Etwa um den Faktor 5, wenn 5 die relative, d. h. auf Luft bezogene Dielektrizitätskonstante des Dielektrikums ist. Dann können wir also in einem Liter statt $^1/_2$ etwa 2,5 Wattsekunden als Energie eines elektrischen Feldes unterbringen.

Dabei beachte man, daß es auf die besondere Gestalt des elektrischen Feldes nicht ankommt, sondern nur auf sein Volumen. Denn $\mathfrak{E}$, die Feldstärke, läßt sich in keinem Kondensator über die Größenordnung 10^5 Volt/cm bringen. Sie war gleich groß für den in Abb. 58 benutzten Papierkondensator und die in Abb. 62 abgebildete Leydener Flasche. Beim Papierkondensator war $\mathfrak{E} = 220$ Volt/0,002 cm $= 10^5$ Volt/cm; in der Leydener Flasche war $\mathfrak{E} = 50\,000$ Volt/0,5 cm $= 10^5$ Volt/cm.

Ganz anders aber liegt der Fall in den elektrischen Feldern im Innern der Moleküle. Feldstärken von 10^8 oder 10^9 Volt/cm und noch höher sind sicher die Regel. Einer Feldstärke von 10^9 Volt/cm entspricht nach Gleichung (15) pro Liter eine Energie von $44 \cdot 10^6$ Wattsekunden oder 12 Kilowattstunden oder 10^7 cal. Die Energie elektrischer Molekularfelder reicht also völlig aus, um die als chemische

Reaktionswärme beobachtete Energie zu deuten. Gibt doch z. B. die Bildung eines Liters Wasser aus Knallgas nur ca. $8 \cdot 10^6$ cal.

§ 34. Berechnung von Kräften in verschiedenen elektrischen Feldern. Die Kleinheit der normalerweise in elektrischen Feldern enthaltenen Energie bedingt die Kleinheit der in elektrischen Feldern beobachteten Kräfte. Wir wollen einige Beispiele quantitativ behandeln.

1. Die Anziehung der beiden parallelen Platten eines flachen Kondensators.

Ein Plattenkondensator enthält wie jeder Kondensator die elektrische Energie

$$E_e = \tfrac{1}{2} C P^2 . \tag{14a}$$

Haben sich die einander anziehenden Platten bis zur Berührung, also bis zum Verschwinden des Feldes, genähert, so muß die elektrische Energie in mechanische Arbeit verwandelt sein. Diese Arbeit ist von der Kraft K längs des Weges d (ursprünglicher Plattenabstand) geleistet worden, also

$$K \cdot d = \tfrac{1}{2} C P^2 .$$

Nun gilt nach (7)

$$C = \varepsilon \frac{F}{d} \quad (F = \text{Plattenfläche}, \ \varepsilon = \text{absolute Dielektrizitätskonstante})$$

und daher

$$K = \frac{\varepsilon}{2} \cdot \frac{P^2}{d^2} \cdot F . \tag{16}$$

Der Zahlenwert der Kraft erscheint im Volt-Ampere-System im Vielfachen der namenlosen Krafteinheit 10,2 Kilogrammgewicht.

Als Zahlenbeispiel berechnen wir die Kraft für den früher in Abb. 21 gezeigten Versuch mit der sog. „Spannungswage“:

$$P \text{ war } 220 \text{ Volt}, \quad d = 0{,}3 \text{ cm}, \quad F = 20 \text{ cm}^2 .$$

Daher ist

$$K = 0{,}5 \cdot 0{,}88 \cdot 10^{-13} \left(\frac{220}{0{,}3}\right)^2 \cdot 20 \cdot 10{,}2 \text{ Kilogrammgewicht},$$

$$K = 4{,}8 \cdot 10^{-6} \text{ Kilogrammgewicht} = 4{,}8 \text{ Milligrammgewicht}.$$

Die kleine Wage brauchte demnach nicht sehr sorgfältig gearbeitet sein, um die nötige Empfindlichkeit zu besitzen.

Die Anziehung zweier Kondensatorplatten wird technisch für die Konstruktion des „Kondensatortelephons“ benutzt. Es ist ein Plattenkondensator, dessen eine Platte eine dünne Membran bildet (Abb. 109). Weiter sind *1* und *2* die beiden Drähte einer Fernsprechleitung. Die Spannung zwischen ihnen wird auf der Sendestation irgendwie durch die menschliche Stimme gesteuert.

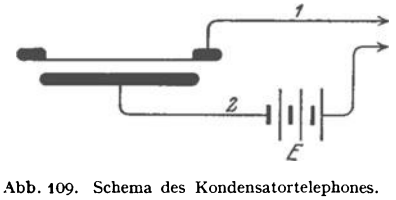


Abb. 109. Schema des Kondensatortelephones.

Die Spannung zwischen der Fernleitung und daher auch den Platten des Kondensatortelephons schwankt im Rhythmus der menschlichen Stimme.

Die Steuerung der Spannung auf der Sendestation kann im Prinzip z. B. durch Sprechen gegen ein dem Telephon analog gebautes „Kondensatormikrophon“ bewirkt werden. Man vergleiche das Schaltschema der Abb. 83b. Dort bedeuteten entsprechende Kondensatoren je eine Influenzmaschine als Generator bzw. als Motor.

Um gut hörbare Sprachübertragungen zu erreichen, benutzt man verschiedene Kunstgriffe zur Vergrößerung der auf die Membran wirkenden Kräfte. Einer dieser Kunstgriffe besteht in der Zuschaltung einer konstanten Gleichspannung, wie sie in Abb. 109 bei E angedeutet ist. Die Wirkung dieser Zusatzspannung übersieht man sogleich bei einer Betrachtung der Gleichung (16).

Nach Gleichung (16) wachsen die Kräfte, mit der sich zwei Kondensatorplatten anziehen, umgekehrt mit dem Quadrat des Plattenabstandes. Man hat daher für technische Zwecke Kondensatoren mit winzigem Plattenabstand gebaut. Man setzt zu diesem Zwecke einen Kondensator aus einem Leiter und einem Halbleiter zusammen, indem man beide Platten mit glatter Oberfläche aufeinanderlegt. Abb. 110 zeigt eine Metallplatte M in Berührung mit einem

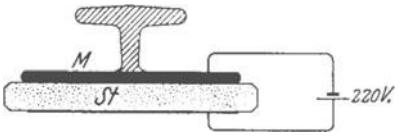


Abb. 110. Anziehung zweier Kondensatorplatten, die aus einem guten Leiter M und einem schlechten St bestehen.

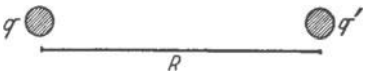


Abb. 111. 2 geladene Kugeln im Abstande R.

Lithographenstein St. Beide haben ca. 20 cm² Fläche. Der Stein hat ein Gewicht von 200 g. Beim Anlegen einer Stromquelle von 200 Volt Spannung „klebt" der Stein. Er wird von der Metallplatte getragen, wenn man diese an einem Handgriff hoch hebt. Natürlich isoliert dieser Kondensator nicht. Es fließt in unserem Beispiel ein Strom von etlichen 10^{-6} Ampere. Unser Körper spürt, wie wir S. 12 sahen, erst Ströme von 3—5 Milliampere. Wir können ihn also ruhig statt einer der in Abb. 110 benutzten Drahtzuleitung benutzen, um den Stein zum „Kleben" zu bringen.

2. Die Anziehung zweier mit den Elektrizitätsmengen q und q' geladenen Kugeln im Abstande R (Abb. 111).

Die linke Ladung q erzeugt nach Gleichung (8) im Abstande r die Feldstärke

$$\mathfrak{E}_r = \frac{q}{4\pi\varepsilon R^2}.$$

Die rechte Kugel denke man sich so weit entfernt, daß sie das Feld der linken nicht nennenswert verzerrt. Die linke wirkt dann gemäß Gleichung (9) auf die rechte Ladung q' mit der Kraft $K = \mathfrak{E}_r \cdot q'$, also

$$K = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{q \cdot q'}{R^2}. \quad (17)$$

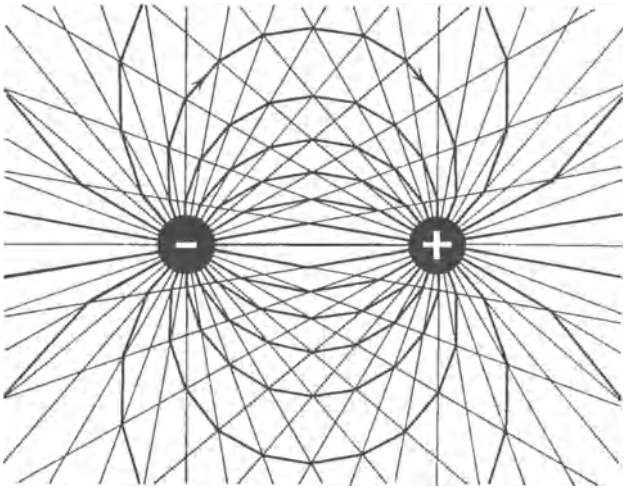


Abb. 112. Entstehung des elektrischen Feldlinienbildes zwischen einer + und einer − geladenen Kugel.

Die Kraft ist proportional dem Produkt der Ladungen und umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes. Das ist das Coulombsche Gesetz. Bei seiner experimentellen Entdeckung (1785) wurden die Kräfte K mit einer Torsionsfederwage gemessen. Die eine Kugel stand fest, die andere saß am Arm der Federwage. Die Abb. 112 zeigt mit den dick ausgezogenen Linien das zugehörige Feldlinienbild. Es entsteht aus den beiden fein gezeichneten radialsymmetrischen Feldern der einzelnen Ladungen (vgl.

Abb. 104) durch eine Zusammensetzung der Feldstärkevektoren. Das COULOMBsche Gesetz bildet die Grundlage des sog. absoluten elektrostatischen Maßsystems.

3. Der vom eigenen Felde auf eine geladene Kugeloberfläche ausgeübte Zug.

Zug Z heißt die auf 1 cm² Oberfläche ausgeübte Kraft. Also gilt nach (11)

$$Z = \mathfrak{D} \cdot \mathfrak{E} \cdot 10{,}2 \text{ Kilogrammgewicht/cm}^2,$$

da $\mathfrak{D}$ nach (3) die auf 1 cm² Oberfläche sitzende Ladung mißt. Es ist ferner

$$\mathfrak{D} = \varepsilon \cdot \mathfrak{E}_r \tag{4}$$

und

$$\mathfrak{E}_r = P/r\,. \tag{9}$$

Zusammengefaßt ergibt sich

$$Z = \varepsilon \frac{P^2}{r^2} \cdot 10{,}2 \text{ kg-Gewicht/cm}^2 \text{ oder Atmosphären.} \tag{18}$$

Zahlenbeispiel: Kugelradius 1 cm, Spannung zwischen Kugel und Zimmerwänden 10^5 Volt. ε Größenordnung 10^{-13}.

$Z = 10^{-2}$ Atmosphären oder rund 10 cm Wassersäule.

Die Kugeloberfläche wird durch den Zug ebenso gespannt, als ob im Kugelinnern ein Überdruck herrscht.

Zur Erläuterung diene noch ein einfacher Versuch. Wir machen, wie beim Kinderspiel, eine Seifenblase an einer Pfeife und stellen mit einer kleinen Influenzmaschine zwischen Blase und Zimmerwänden ein elektrisches Feld her. Die Seifenblase bläht sich unter dem Zuge des Feldes genau so auf, als ob wir den Luftdruck in der Blase durch Einblasen von Luft erhöhen (vgl. Abb. 116a).

§ 35. Energieänderung des elektrischen Feldes während der Arbeitsleistung. Weitere Beispiele für Kräfte in elektrischen Feldern. Leistet ein elektrisches Feld Arbeit, gewinnen wir Arbeit aus ihm, so vermindert sich die Energie des elektrischen Feldes. Das war die Darstellung in § 33.

So seltsam es im ersten Augenblick klingt, es kann auch das Umgekehrte zutreffen: Gewinnen wir Arbeit, so vermehrt sich gleichzeitig die Energie des elektrischen Feldes. — Welche der beiden Aussagen zutrifft, ist lediglich eine Frage der Versuchsbedingungen.

Bei der Arbeitsleistung des Kondensators nähern sich die Platten. Dadurch steigt die Kapazität des Kondensators.

Nun waren bei dem in § 33 betrachteten Fall die Elektrizitätsmengen der Kondensatorplatten während der Arbeitsleistung konstant. Infolgedessen sank die Spannung bei Vergrößerung der Kapazität oder Verkürzung der Feldlinien. Also nahm $\frac{1}{2}QP$, die Energie des elektrischen Feldes, während der Arbeitsleistung ab.

Ein Feld kann aber ebensogut Arbeit leisten, während eine Stromquelle die Spannung zwischen den Kondensatorplatten konstant hält. Dann wachsen die Elektrizitätsmengen Q bei Zunahme der Kapazität durch Nachlieferung seitens der Stromquelle. Also vergrößert sich $\frac{1}{2}QP$ während der Arbeitsleistung. Die Arbeitsleistung und die gleichzeitige Erhöhung der Feldenergie erfolgen auf Kosten der Stromquelle.

Am besten denkt man sich den Vorgang in zwei Schritte zerlegt. Im ersten ist die Stromquelle abgeschaltet, und die Platten nähern sich durch die gegenseitige Anziehung. Elektrische Energie wird in mechanische Arbeit verwandelt und gleichzeitig die Kondensatorkapazität vergrößert. Im zweiten Schritt wird die Stromquelle wieder angeschaltet und der Kondensator wieder auf die Spannung P aufgeladen.

Es ist gut, sich diese Dinge einmal klarzumachen. Man vermeidet dann später bei der magnetischen Feldenergie unnötige Schwierigkeiten.

Im übrigen sind wir in der glücklichen Lage, elektrische Felder auch ohne Stromquellen aufrechterhalten zu können: es gibt technisch sehr vollkommene Isolationsmaterialien. Infolgedessen können wir uns jeden Fall, in dem wir Kräfte und Bewegungen im elektrischen Felde aus Energiebetrachtungen herleiten wollen, auf das gleiche Schema bringen: Ist eine Stromquelle vorhanden, so schalten wir sie in Gedanken ab. Dann haben wir den einfachen Fall konstanter Elektrizitätsmengen. Für konstante Elektrizitätsmengen ist die gewonnene Arbeit gleich der Abnahme der elektrischen Energie. Die Kräfte im Felde können nur solche Bewegungen hervorrufen, die die elektrische Feldenergie vermindern.

Wir werden in Zukunft stets stillschweigend gemäß diesem Gedankenexperiment verfahren.

Nach dieser grundsätzlichen Klarstellung ergänzen wir die in § 34 gegebenen Beispiele für Kräfte in elektrischen Feldern durch einige weitere:

Bei allen bisher behandelten Fällen greifen die Kräfte im elektrischen Felde an elektrisch geladenen Körpern an. Entweder an einem geladenen Körper, der sich im Felde eines Kondensators befand, oder an den geladenen Körpern, die (z. B. zwei Platten) selbst den Kondensator bilden.

Im Gegensatz zu diesen Fällen handelt es sich gerade bei einer Reihe besonders bekannter Erscheinungen um Kräfte des elektrischen Feldes, auf nicht geladene, seien es isolierende, seien es leitende Körper:

1. Die Ordnung von Gipskristallen zu Feldlinienbildern.

2. Das Ansetzen von Staubteilchen an einzelnen elektrischen Drähten in unseren Wohnräumen. Der Draht gleicht einer haarigen Raupe. Dort, wo die Feldlinienenden (vgl. Abb. 39) die weiße Zimmerwand treffen, sind die Fußpunkte durch einen breiten, schwarzen Staubstreifen markiert.

3. Das Kinderspielzeug, bei dem Papierfiguren im elektrischen Felde zwischen einer geriebenen Glasscheibe und der Tischplatte tanzen.

Bei allen drei Erscheinungen sind die Teilchen als Ganzes anfänglich, d. h. vor dem ersten Berühren der Feldgrenzen, elektrisch neutral. Das Feld kann die Elektrizitätsatome in ihnen zwar durch Influenz voneinander trennen (vgl. S. 46), ihnen aber nie eine Ladung, d. h. einen Überschuß von Elektrizitätsatomen eines Vorzeichens, geben.

Trotzdem läßt sich unschwer ein Zusammenhang zwischen diesen Erscheinungen und den oben behandelten Kräften, etwa der Anziehung zweier Kondensatorplatten, herstellen. Man hat wiederum nur die Energieänderung des Feldes zu beachten: die Spannung P zwischen den Platten eines Kondensators nimmt ab, wenn ein Isolator oder Leiter in den Bereich seiner Feldlinien gelangt. Ein elektrisches Feld vermindert also seine Energie, wenn es ungeladene Körper in seinen Bereich hineinzieht.

Ist beispielsweise ein länglicher Körper drehbar angeordnet, so ruft er dann die größte Spannungsabnahme und Energieverminderung hervor, wenn er sich in Richtung der Feldlinien einstellt. Ein einfacher Versuch bestätigt diesen Verlauf der Bewegung. Wir bringen in das Feld eines Plattenkondensators einen leichten Stab von der Größe eines kleinen Fingers. Er kann z. B. aus Holundermark oder dünnstem Al-Blech hergestellt sein (Abb. 113). Er ist um eine etwas exzentrische horizontale Achse (Glasnadel) drehbar.

In der Ruhelage hängt der Stab als Pendel senkrecht nach unten. Erzeugen wir mittels einer Influenzmaschine ein Feld von einigen tausend Volt Spannung,

so stellt sich der Stab der Schwere und der Lagerreibung entgegen in die Richtung der Feldlinien. Man kann sowohl den geradlinigen Feldverlauf in der Mitte des Feldes wie die Feldlinienbogen außerhalb des Plattenrandes verfolgen (vgl. Abb. 37).

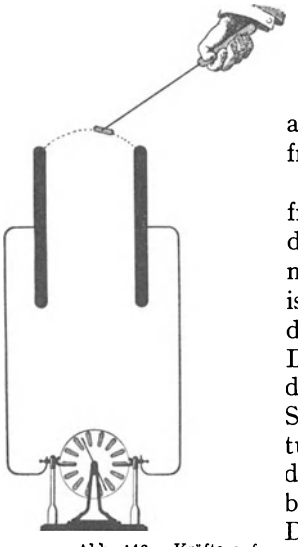


Abb. 113. Kräfte auf ungeladene Körper im elektrischen Feld.

Bei diesem Versuch erlaubt die Achse nur Drehbewegungen der isolierenden Holundernadel. Bei der Herstellung der Feldlinienbilder mit Kristallpulver auf einer Glasplatte beschränkte die Reibung die Bewegungsfreiheit der Kristalle.

Die kleinen isolierenden Körper können aber auch ganz frei beweglich sein. Dann werden sie in inhomogenen Feldern dort die größte Energieabnahme bewirken, wo sie die Spannung des Kondensators am meisten erniedrigen. Das aber ist nach Gleichung (15) im Gebiet der größten Feldstärke $\mathfrak{E}$ der Fall. Dies befindet sich stets an den Enden der Feldlinien. Die angezogenen Partikelchen können dabei an den Grenzen des Feldes hängen- oder klebenbleiben. So entstehen die Staubüberzüge auf und unter den elektrischen Zimmerleitungen. Versucht man diese Erscheinung nachzumachen, indem man z. B. Papierschnitzel od. dgl. an einem Faden leicht beweglich aufhängt, so glückt der Versuch in der Regel nicht. Denn, wie oft betont, kein Isolator ist vollkommen. Auch Papierschnitzel haben ein wenngleich minimales Leitvermögen. Bei der Berührung der Feldgrenzen gehen im Verlauf von Sekunden etliche Elektrizitätsatome auf sie über, sie werden z. B. rechts positiv geladen. Infolgedessen werden sie jetzt von der linken, negativen Platte angezogen. Man sieht sie in elegantem Bogen längs der Feldlinien nach links herüberfliegen. Dann wiederholt sich der Vorgang von neuem, genau wie in dem obengenannten Kinderspielzeug. Es ist sehr nett, auf diese Weise mit einem Wattebausch den Feldverlauf im Streufelde unseres Plattenkondensators zu verfolgen.

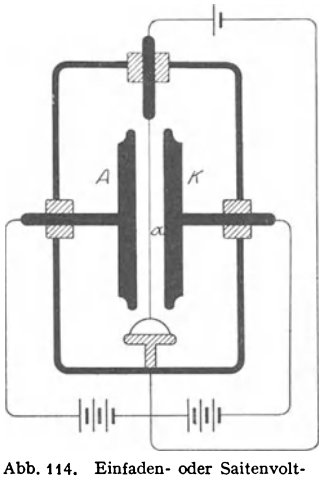


Abb. 114. Einfaden- oder Saitenvoltmeter.

§ 36. Hochempfindliche statische Voltmeter oder Elektrometer. In der Meßtechnik reicht gelegentlich die Empfindlichkeit der sonst so vorzüglichen Zweifadenvoltmeter nicht aus. Auch uns werden solche Fälle später, z. B. bei der Zählung einzelner Elektronen und in der Elektrooptik, begegnen. Man greift dann zu statischen Voltmetern „mit Hilfsfeld". Die verbreitetsten Ausführungen sind das Einfadenelektrometer und das Quadrantvoltmeter.

Beide Instrumente sind lediglich technische Varianten des für unseren Fundamentalversuch gebrauchten Apparates (Abb. 106).

Die Abb. 114 gibt das Einfadenvoltmeter. Die beiden Kondensatorplatten AK sind durch zwei Schneiden ersetzt, der scheibenförmige Elektrizitätsträger α durch einen feinen, von einem Quarzbügel gespannten Platinhaardraht α. Die Fadenbewegung wird mikroskopisch abgelesen. $^1/_{100}$ Volt ist noch gut meßbar, die Einstelldauer zählt nach Zehntelsekunden.

Die Abb. 115 zeigt das Quadrantenelektrometer. Bei ihm läßt eine radiale Symmetrie der Anordnung nur Drehbewegungen entstehen. An die Stelle der Kondensatorplatten A und K in Abb. 114 treten je zwei Metallplatten A_1A_2, K_1K_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} Volt pro Skalenteil. Dafür ist die Einstelldauer sehr lang, entsprechend der nach vielen Sekunden zählenden Schwingungsdauer des drehbaren Systems. — Dieser Nachteil wird nur von einer modernen Konstruktion mit winziger Nadel an beiderseitig gespanntem Faden und mit Mikroskopablesung vermieden.

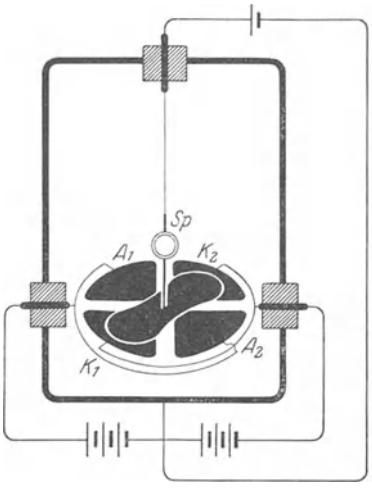


Abb. 115. Quadrantenvoltmeter.

§ 37. Die Ladung des einzelnen Elektrizitätsatomes. §§ 34 bis 36 haben uns einige technische Anwendungen der im elektrischen Felde auftretenden Kräfte gegeben. Vom Standpunkt der physikalischen Erkenntnis ist eine andere Anwendung dieser Kräfte von viel größerer Bedeutung: nämlich ein Verfahren, elektrische Ladungen auf kleinen, in der Luft oder Gasen schwebenden Körpern zu messen. Dies Verfahren beweist uns die atomistische Struktur der elektrischen Substanz mit verblüffender Deutlichkeit.

Man bringt einen leichten geladenen Körper, „als Elektrizitätsträger" in das vertikal gerichtete Feld eines Plattenkondensators. Wir haben also wieder eine Variante unseres in Abb. 106 dargestellten Fundamentalversuches. Man nehme vor allem das zugehörige Feldlinienbild der Abb. 107 zur Hand. Der Körper sei beispielsweise

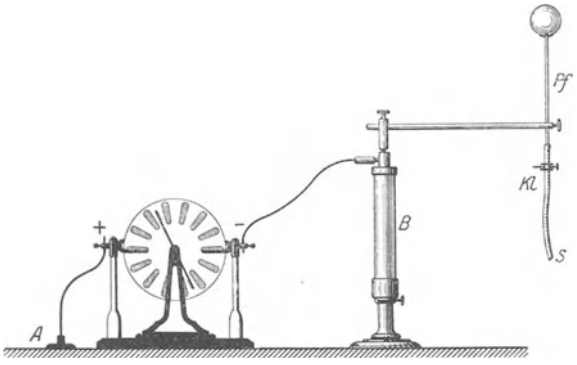


Abb. 116a. Aufladung einer Seifenblase.

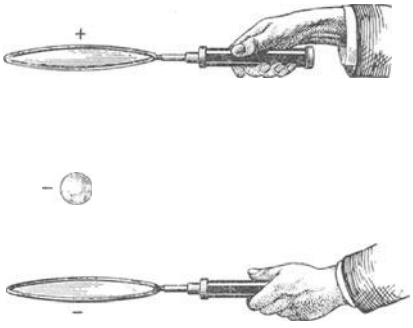


Abb. 116b. Eine geladene Seifenblase im elektrischen Felde schwebend.

negativ, die obere Kondensatorplatte positiv geladen. Dann zieht das Gewicht G den Körper nach unten, die Kraft $K = Q \cdot \mathfrak{E}$ (11c) oder $K = Q \cdot P/d$ nach oben. Ist G größer als K, so sinkt der Körper nach unten, ist K größer als G, steigt er nach oben. K läßt sich leicht durch Veränderung von P beliebig einstellen. Ist $K = G$, so schwebt der Körper.

Das alles zeigt man in einfachster Weise mit einer Seifenblase als Elektrizitätsträger. Zur Herstellung und Aufladung der Seifenblase dient die in Abb. 116a

skizzierte Anordnung. Sie bedarf keiner Erläuterung. Man bläst die Seifenblase seitlich von der Pfeife *Pf* herunter. Bereits zuvor hat man zwischen zwei Metallplatten *K* und *A* mittels einer Influenzmaschine ein elektrisches Feld hergestellt. Die beiden Platten werden an isolierenden Handgriffen gehalten. — Es ist ein leichtes, die Seifenblase mit dem elektrischen Felde zwischen diesen Platten *K* und *A* einzufangen (Abb. 116b). Durch Änderung des Plattenabstandes verändert man die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$[1]). Man kann auf diese Weise Steigen, Fallen und Schweben der Seifenblase beliebig miteinander abwechseln lassen. Der Versuch ist, insbesondere in Schattenprojektion, ungemein eindrucksvoll.

Zur Vereinfachung des Versuches kann man in Abb. 116b die obere positive Platte ganz weglassen. An ihre Stelle tritt dann die Zimmerdecke. In beiden Ausführungsformen findet der Versuch erst sein Ende, wenn der Arm des Experimentators ermüdet ist.

Schwebt der geladene Körper, so gilt

$$\text{Gewicht } G = Q \cdot P/d \qquad \text{oder} \qquad Q = G \cdot d/P\,. \tag{19}$$

Man kennt also die Ladung Q in Amperesekunden, sobald das Gewicht des Teilchens bekannt ist. Das Gewicht ist gemäß S. 57 in Bruchteilen der namenlosen Krafteinheit 10,2 Kilogrammgewicht einzusetzen. Rechnet man es in Kilogrammen, so hat man gemäß Gleichung (11) der rechten Seite der Gleichung (19) den Faktor 10,2 hinzuzufügen.

Es bietet keinerlei Schwierigkeit, diesen Versuch in stark verkleinertem Maßstab zu wiederholen. An die Stelle der Seifenblase von ca. 5 cm Durchmesser treten kleine Flüssigkeitstropfen. Meist benutzt man Öl- oder Quecksilbertropfen von einigen μ Durchmesser. Man lädt sie durch Berührung mit einem festen Körper auf („Reibungselektrizität"). Man läßt die Tropfen beispielsweise mit einem Luftstrom an der Wand einer Zerstäuberdüse entlang streichen. 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 *G*.

Derartige Versuche an kleinen, aber noch bequem sichtbaren Elektrizitätsträgern liefern ein ganz fundamentales Ergebnis. Seine Wichtigkeit kann gar nicht genug betont werden. Alle Ladungen, die man beobachtet, sind ganzzahlige Vielfache der Ladung $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden[2]). $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden ist die kleinste Ladung, gleichgültig, ob negativen oder positiven Vorzeichens, die je zur Beobachtung gelangt. $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden ist die Ladung des einzelnen positiven oder negativen Elektrizitätsatomes, oder anders genannt, ist das elektrische Elementarquantum. Der Atomismus der elektrischen Substanz ist, über jeden Zweifel erhaben, durch dies einfache Experiment sichergestellt.

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, die infolge der Erwärmung durch das intensive, zur Projektion benötigte Licht auftreten.

[1]) Das geht nur deswegen, weil das elektrische Feld zwischen *K* und *A* in Abb. 116b nicht homogen ist. Wäre der Kondensator *K* flach, der Abstand *d* der Platten also klein gegen ihren Durchmesser, so würde die Feldstärke $\mathfrak{E}$ unabhängig vom Plattenabstande *d* konstant sein. Denn die Platten sind in Abb. 116b nicht mit einer Stromquelle verbunden, die Spannung *P* zwischen ihnen wird nicht konstant gehalten. [2]) Abgerundet aus $1{,}59 \cdot 10^{-19}$.

III. Das magnetische Feld.

§ 38. Einige typische Magnetfelder. Die einführende Übersicht des I. Kapitels nannte drei Kennzeichen des Stromes in einem Leiter: 1. das Magnetfeld, das den Leiter umgibt, 2. die Erwärmung des Leiters 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, § 84). Aber das Magnetfeld bleibt unter allen Umständen. Das Magnetfeld ist der unzertrennliche Begleiter des elektrischen Stromes.

Das Magnetfeld kann genau wie das elektrische Feld im leeren Raum existieren. Die Anwesenheit der Luftmoleküle bei Atmosphärendruck ist von gänzlich untergeordneter Bedeutung. Auch das Magnetfeld ist ein besonderer Zustand des Raumes. Nur die Erfahrung lehrt ihn uns kennen. Ein Raum, in dem ein Magnetfeld herrscht, ist ein anderer als ein Raum ohne ein solches. Wir beobachten in einem magnetischen Feld andere Vorgänge als in einem gewöhnlichen Raum. Das ist auch hier das Entscheidende. Zwei dieser Vorgänge haben wir bisher kennengelernt:

1. die kettenförmige Anordnung von Eisenfeilicht, die wir als anschauliches Abbild magnetischer Feldlinien betrachten;

2. die auf Kompaßnadeln und stromdurchflossene Leiter ausgeübten Kräfte.

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

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

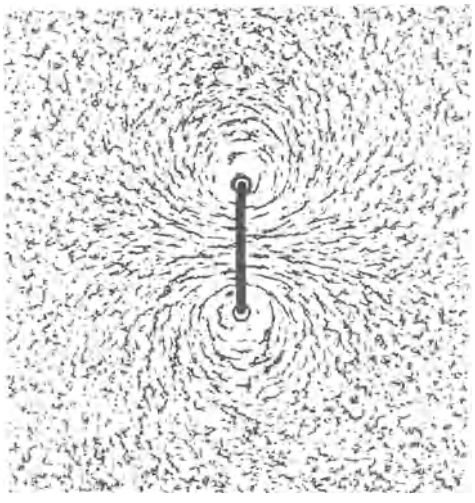


Abb. 117. Magnetische Feldlinien eines stromdurchflossenen Kreisringes, mit Eisenfeilicht sichtbar gemacht.

Für einen kreisförmigen Leiter erhalten wir Feldlinien nach Abb. 117. Die „Kreise" erscheinen exzentrisch nach außen verdrängt und etwas deformiert. Wir stellen eine Reihe Kreiswindungen nebeneinander. Jetzt überlagern sich die Feldlinienbilder, die nach Abb. 117 zu den einzelnen Windungen gehören. Es entsteht das Feldlinienbild der Abb. 118. Dabei denke man sich jede Windung an eine besondere Stromquelle angeschlossen. Viel bequemer ist es natürlich,

denselben Strom durch alle Windungen zu schicken. Das macht man am einfachsten durch spiraliges Aufspulen eines Drahtes (vgl. Abb. 119 und 120).

Eine kleine, durch das Magnetfeld der Spule hindurchbewegte Kompaßnadel stellt sich überall in der Richtung der Feldlinien ein. Das zeigt Abb. 119.

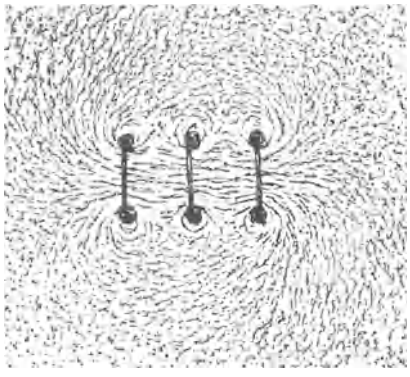


Abb. 118. Magnetische Feldlinien dreier paralleler, von gleichen Strömen durchflossener Kreisringe.

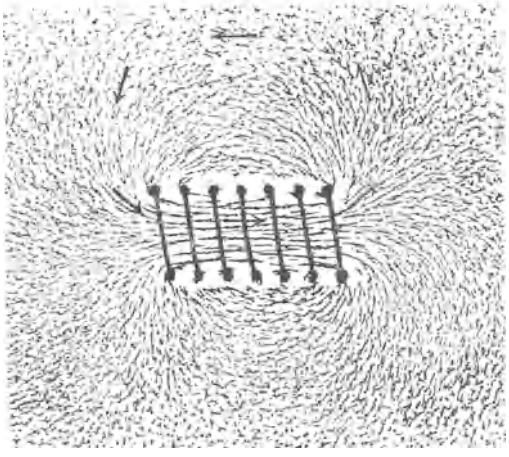


Abb. 119. Magnetische Feldlinien einer gedrungenen, stromdurchflossenen Spule. Die Pfeile bedeuten Kompaßnadeln, die Spitzen deren Nordpole.

Die Pfeilspitze bezeichnet stets den Nordpol der Kompaßnadel. Man definiert diese Pfeilspitze als die positive Richtung der Feldlinien.

Ein gleiches Feld erzielt man, wenn man die eine Spule durch ein Bündel ebenso langer aber dünnerer Spulen ersetzt. Das Bündel muß nur den gleichen Querschnitt ausfüllen, und alle Spulen müssen von Strömen gleicher Amperezahl durchflossen werden. Abb. 121a zeigt ein so experimentell gewonnenes Feldlinienbild.

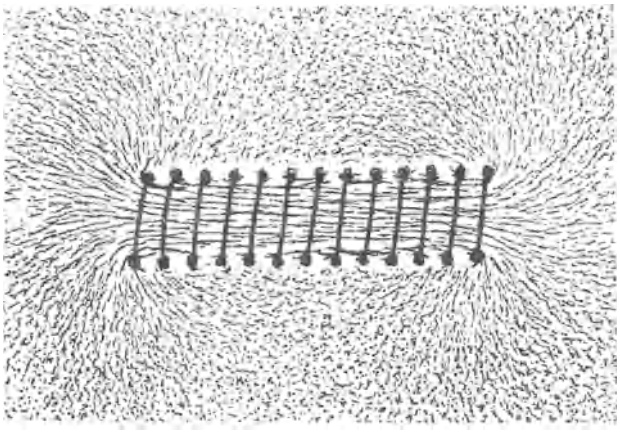


Abb. 120. Magnetische Feldlinien einer gestreckten stromdurchflossenen Spule. Im Innern der Spule ein homogenes Magnetfeld.

Zeichnet man sich ein Spulenbündel im Querschnitt, so ist der experimentelle Befund leicht verständlich. Der Querschnitt der Spulen ist der einfachen Zeichnung halber in Abb. 122 quadratisch gewählt. Man sieht in Abb. 122 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 Bahn der umhüllenden Spule. Diese

Annäherung ist um so vollkommener, je kleiner der Durchmesser der Einzelspulen des Bündels ist[1]).

An den Enden der Spule 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. Dieser Name ist in Analogie zu den Polen einer Magnetnadel entstanden. Lagert man eine stromdurchflossene Spule horizontal drehbar, so stellt sie sich wie eine Kompaßnadel in die Nord-Süd-Richtung ein. Bestreut man sie mit Eisenpulver, so setzt sich an ihren Polen genau wie an den Polen einer Magnetnadel ein dichter Bart von Eisenfeilicht an. Die mittleren Teile der Spule bleiben ebenso wie an der Magnetnadel von Eisenfeilicht frei. Die Feldlinien treten eben nur an den als Polen definierten Enden aus.

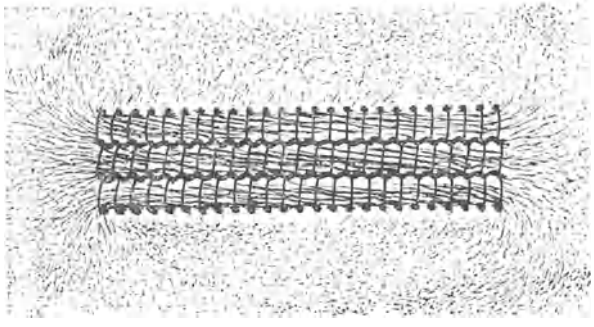


Abb. 121 a. Magnetfeld eines Spulenbündels. Die Einzelspulen waren bei diesem Modellversuch völlig getrennt. Die zickzackförmige Verbindung wird durch die Anhäufung von Eisenfeilicht zwischen benachbarten Drähten vorgetäuscht.

Vergrößern wir dabei cet. par. die Länge einer vom Strom durchflossenen Spule, so treten die als Pole bezeichneten Feldgebiete neben dem im Spuleninnern verlaufenden Feld immer mehr zurück. Man vergleiche beispielsweise Abb. 119 und Abb. 120.

Es ist auch möglich, Spulen vollständig ohne Pole herzustellen. Man muß dann die Spulen als geschlossene

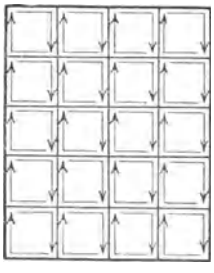


Abb. 122. Schema eines Bündels rechteckiger Einzelspulen.

[1]) Bei einer einzelnen Spule wechseln die Feldlinien beim Eintritt in das Spuleninnere nicht ihre Richtung. Man beachte in Abb. 119, den Pfeilen folgend, den Lauf der Feldlinien. Das gleiche gilt in Abb. 121a vom Spulenbündel. Die Bildebene ist in Abb. 121a mitten durch eine Lage der Einzelspulen hindurchgelegt.

Statt dessen kann man die Bildebene auch zwischen zwei benachbarten Spulenlagen hindurchlegen. Das ist in Abb. 121b geschehen. Das Spulenbündel ist nicht mit photographiert worden, sondern nur punktiert in seinen Umrissen angedeutet. Jetzt wechseln die Feldlinien gleich nach ihrem Eintritt in das Spulenbündel bei *N* und *S* ihre Richtung. Es entsteht der Anschein, als ob auch die magnetischen Feldlinien Anfang und Ende haben könnten. Man kann so zu der irrigen Annahme gelangen, als ob sich bei *N* und *S* magnetische Substanzen, Ladungen oder Mengen befänden, die sich irgendwie zu den positiven und negativen elektrischen Substanzen in Parallele setzen ließen. Weiteres in § 41.

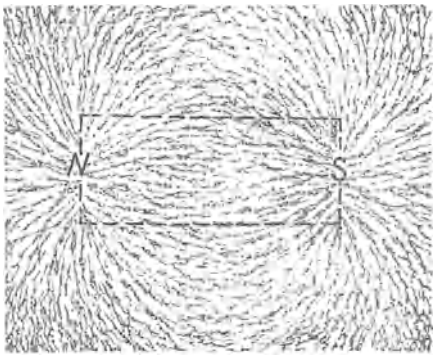


Abb. 121 b. Magnetische Feldlinien zwischen den Spulen eines Spulenbündels.

Ringe wickeln. Abb. 123 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.

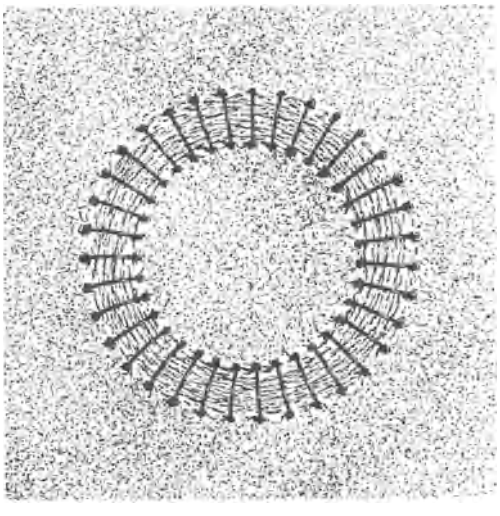


Abb. 123. Magnetische Feldlinien im Felde einer Ringspule.

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 solchen, die wir mit stromdurchflossenen Spulen herstellen. Wir können das Magnetfeld jedes Stahlmagneten durch das einer Spule von der Größe und Gestalt des Stahlmagneten nachahmen. Wir müssen nur für richtige Verteilung der Wickelung Sorge tragen. Wir können jeden Stahlmagneten durch eine stromdurchflossene Spule gleicher Größe und Gestalt ersetzen.

§ 39. Die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ und das Magnetometer. Bisher haben wir das Magnetfeld und seine Feldlinien nur qualitativ behandelt. Es gilt jetzt, das Magnetfeld quantitativ zu fassen, und zwar unter Benutzung der internationalen elektrischen Einheiten Volt und Ampere.

Zur Lösung dieser Aufgabe braucht man zweierlei:

1. ein homogenes Magnetfeld, wie wir es nach § 38 und Abb. 120 mit gestreckten Spulen herstellen können;

2. einen beliebigen Indikator für das magnetische Feld (ein Magnetoskop). Der Indikator soll nichts weiter leisten, als zwei räumlich oder zeitlich getrennte Magnetfelder als gleich erkennen zu lassen. Er soll nicht messen, sondern nur die Gleichheit zweier Felder feststellen.

Als solchen Indikator benutzen wir das auf eine beliebige Kompaßnadel ausgeübte Drehmoment. Eine Kompaßnadel sitzt nach Art der Abb. 124 auf einer Torsionsfederwage. Die Ruhelage der Kompaßnadel ist durch die Torsionsfeder bestimmt. Wir abstrahieren also der Einfachheit halber von dem schwachen Magnetfeld der Erde, das normalerweise die Kompaßnadel nach Norden zeigen läßt. Diese Kompaßnadel bringen wir in das homogene Feld einer Spule. Dabei wird die Nadel senkrecht zur Spulenachse gestellt, also senkrecht zu den aus Abb. 122 bekannten Feldlinien. Wir schließen den Strom und stellen mittels des Schiebewiderstandes W die Stromstärke i ein. Die Nadel schlägt aus. Dann

spannen wir die Torsionsfeder durch Verdrehen des Zeigers, bis die Nadel wieder die ursprüngliche Ruhelage erreicht hat. Der Torsionswinkel α, abgelesen auf der Skala S, ist uns ein Maß für das auf die Nadel ausgeübte 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.

Auf diese Weise finden wir rein experimentell ein sehr einfaches Ergebnis: Die Magnetfelder sind gleich, sobald die Größe $i \cdot n/l$ oder Amperezahl mal Windungszahl pro Zentimeter Spulenlänge die gleiche ist. Auf den Querschnitt der Spule kommt es nicht an. Ob sie ein- oder mehrlagig ist, ist gleichgültig.

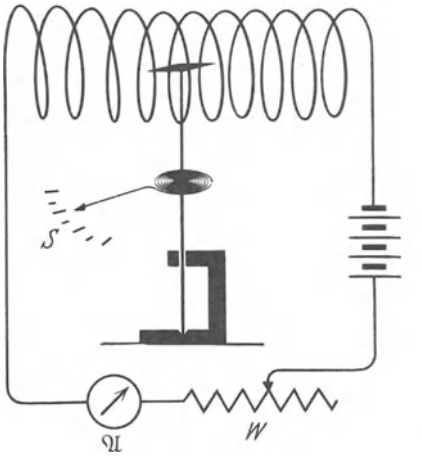


Abb. 124. Magnetoskop bzw. Magnetometer.

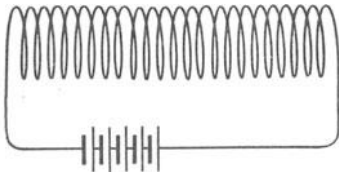
Infolgedessen ist das Produkt $i \cdot n/l$ oder kurz „die Amperewindungszahl pro Zentimeter" ein eindeutiges Maß für die Stärke des magnetischen Feldes in einer gestreckten Spule. Wir nennen es die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ und schreiben

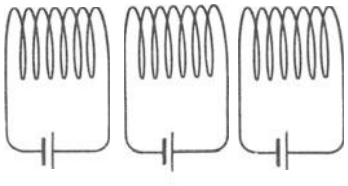
$$\mathfrak{H} = \frac{i\,n}{l}. \qquad (20)$$

Die Einheit von $\mathfrak{H}$ ist eine $\frac{\text{Ampere} \cdot \text{Windung}}{\text{Zentimeter}}$.

Zur Erläuterung des Begriffes Amperewindungen/cm sei noch ein Beispiel gegeben: Es soll in einem Raum etwa von der Größe eines Fingers ein Magnetfeld der Feldstärke $\mathfrak{H} = 10$ Amperewindungen/cm hergestellt werden. Das kann auf mannigfache Weise geschehen, z. B.:

a) Eine 20 cm lange Spule von etwa 2 cm Durchmesser wird aus 100 Windungen hergestellt und ein Strom von 2 Ampere hindurchgeschickt (Abb. 125a).


a


b

b) Es werden 4 gleich dicke, aber nur je 5 cm lange Spulen aneinandergereiht. Jede bekommt, evtl. in mehreren Lagen, 1000 Windungen. Jede Spule wird von einer besonderen Stromquelle aus mit 50 Milliampere gespeist (Abb. 125b).

c) Ein 20 cm breiter Blechstreifen wird zu einem bis auf eine schmale Längsnaht geschlossenen Rohr gebogen und der Rest des Bleches als breite Zuleitung eines Stromes von 200 Ampere benutzt (Abb. 125c).

Diese Beispiele lassen sich beliebig vermehren.

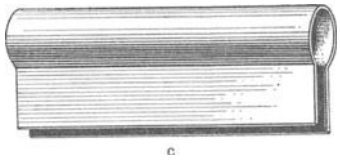

c

Abb. 125a—c. Zur Erläuterung der Größe „Amperewindungszahl pro Zentimeter".

Bisher hat unsere Kompaßnadel an der Torsionsfederwage nur als Indikator des Magnetfeldes gedient. Sie sollte nur die Gleichheit zweier Felder durch die Gleichheit der gemessenen Drehmomente dartun.

Jetzt können wir das kleine Instrument zum **Magnetometer** vervollständigen. Wir variieren in einer unserer Spulen den Strom i und somit nach Gleichung (20) die Feldstärke $\mathfrak{H}$. Dabei finden wir das Drehmoment der Feldstärke $\mathfrak{H}$ proportional. Beispielsweise entsprechen bei unserem Demonstrationsmodell einem Skalenteile Federtorsion 2 Amperewindungen pro Zentimeter. Damit ist unser Magnetometer geeicht, und zwar in internationalen elektrischen Einheiten.

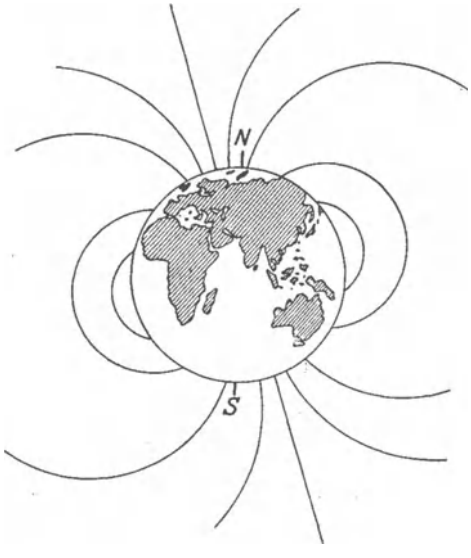


Abb. 126. Magnetfeld der Erde.

Das einmal mit einer gestreckten Spule geeichte Magnetometer kann fortan zur Messung jedes Magnetfeldes beliebigen Ursprunges dienen.

Es gilt z. B., das Magnetfeld eines Stabmagneten NS im Punkte P auszumessen. Wir lassen die Kompaßnadel des Magnetometers erst frei, losgelöst von der Wage, spielen. Sie stellt sich in die Richtung der Feldlinien in P ein. Dann klemmen wir die Kompaßnadel an die Torsionsachse fest. Eine Torsion um 3,7 Skalenteile stellt sie senkrecht zu der eben ermittelten Feldlinienrichtung. Dann herrscht am Orte P eine Feldstärke $\mathfrak{H} = 2 \cdot 3{,}7 = 7{,}4$ Amperewindungen/cm.

Analog vermißt man im Prinzip auch das Magnetfeld der Erde. Die Abb. 126 zeigt schematisch das Bild ihrer Feldlinien. Die parallel der Erdoberfläche gerichtete Komponente des Feldes heißt die Horizontalkomponente. Sie beträgt für Göttingen etwa 0,2 Amperewindung/cm.

§ 40. Eisen im Magnetfeld einer Spule und die Molekularströme. Wir haben in § 38 eine ganze Reihe verschiedenartig gestalteter Magnetfelder kennen gelernt. Wir nehmen für weitere Untersuchungen ein Spulenfeld nach Art der Abb. 127.

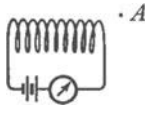


Abb. 127. Stromdurchflossene Spule, bei A eine Kompaßnadel.

Die aus den Enden dieser Spule austretenden Feldlinien können wir ein ganzes Stück in den Raum hinaus verfolgen. Wieweit das im Einzelfall möglich ist, hängt bei gegebener Spulenlänge lediglich vom Produkte Stromstärke mal Windungszahl ab. Wir nannten dies Produkt ni die „Amperewindungszahl" der Spule. Gesetzt den Fall, das Magnetfeld der Spule sei schwach. Es reiche nicht mehr aus, um im Punkte A Eisenfeilicht in gut sichtbarer Weise zu ordnen oder eine Kompaßnadel aus der Nord-Süd-Richtung des Erdfeldes herauszudrehen. Dann brauchen wir nur die Stromstärke in Ampere zu erhöhen oder mehr Windungen auf die Spule heraufzuwickeln oder beides zugleich zu tun. In jedem Fall werden wir dadurch die Feldstärke im Punkte A bis zur leichten Nachweisbarkeit erhöhen können.

Genau so wie die Erhöhung der Amperewindungszahl wirkt die Einführung eines Eisenstabes in das Innere der Spule. Bei einer

Spule mit „Eisenkern" genügen schon ganz grobe Eisenstücke zum Nachweis der Feldlinien, wie etwa Nägel oder Schrauben. Kompaßnadeln schlagen noch in weitem Abstande aus.

Daraus folgt mit Notwendigkeit, daß das Eisen im Innern der Spule die Amperewindungszahl vergrößert. Dabei vergrößert das Eisen weder die Zahl der Drahtwindungen noch die am Strommesser abgelesene Amperezahl des Spulenstromes. Es bleibt nur ein Ausweg: Es müssen im Eisen unsichtbare Ströme im gleichen Sinne wie der Spulenstrom kreisen. Ihre Amperewindungen sind es, die zu den ursprünglichen Amperewindungen der Spule hinzukommen.

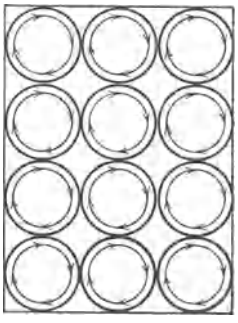


Abb. 128. Grobes Schema geordneter Molekularströme.

Man nennt diese unsichtbaren Ströme die Molekularströme. Ein schematisches Bild soll sie veranschaulichen. Die Abb. 128 stelle den rechteckigen Querschnitt unseres Eisenstabes dar. Die Moleküle sind in der uns schon geläufigen naiven Vergröberung als Kreise gezeichnet. In jedem Molekül kreisen auf den Pfeilbahnen Elektrizitätsatome. Sie laufen auf diesen Bahnen wie beim Fließen eines Stromes durch einen ringförmigen Leiter. Wir haben im Querschnitt im wesentlichen das gleiche Bild wie in Abb. 121 beim Ersatz einer dicken Spule durch ein ganzes Bündel dünner Spulen.

Die Molekularströme sind bereits vorhanden, bevor das Eisen in das Magnetfeld der Spule gebracht wird. Nur liegen sie dann völlig ungeordnet. Die Elektrizitätsatome kreisen in den verschiedensten Ebenen und Richtungen. Bringt man das Eisen in das magnetische Feld der Spule, so stellen sich die Ebenen der Kreisbahnen parallel zu den Windungen der Spule. Die einzelne Molekularstrombahn verhält sich genau so wie die drehbare Spule in Abb. 9.

Man entfernt das Magnetfeld der Spule, indem man den Eisenkern herauszieht oder den Spulenstrom unterbricht. 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.

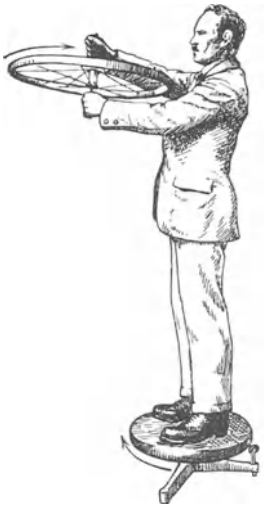


Abb. 129. Kippung eines Kreisels auf einem Drehschemel. (Erhaltung des Drehimpulses.)

Für die Richtigkeit dieses Bildes und die Existenz der Molekularströme läßt sich ein sehr schlagender Versuch anführen. Der Versuch beruht auf der Überlegung, daß die als Molekularströme kreisenden Elektrizitätsatome kleine Kreisel sind.

Für den Kreisel zeigt man in der Mechanik folgenden Versuch: Ein Mensch steht aufrecht auf einem Drehschemel. In der Hand hält er einen Kreisel. Die Kreiselachse steht in beliebiger Orientierung schief zur Körperachse. Dann läßt man die Kreiselachse so herumkippen, daß sie der Körperachse parallel wird (Abb. 129). Durch diese Kippung erhält der Mensch einen Drehimpuls, er be-

ginnt um seine Längsachse zu rotieren. Die Rotation kommt allmählich durch die Lagerreibung des Drehschemels zur Ruhe.

Jetzt denken wir uns den Menschen durch einen Eisenstab ersetzt, den Kreisel durch die ungeordnet kreisenden Elektronen. Der Eisenstab hängt gemäß Abb. 130 in der Längsachse einer Spule. Schickt man einen Strom durch die Spule, so richten sich die Bahnachsen der kreisenden Elektronen parallel zur Spulen- bzw. Stabachse. Der Eisenstab vollführt eine Drehung, die mit Spiegel und Lichtzeiger beobachtet wird.

Bei der praktischen Ausführung läßt man den Strom nur eine winzige Zeit (10^{-3} Sek., Kondensatorentladung) fließen. Man benutzt also nur den kleinen Bruchteil der Elektronen, die auch nach dem Stromdurchgang parallel gerichtet hängenbleiben und den remanenten Magnetismus des Eisens liefern. Bei Benutzung dauernd fließender Ströme bestände die Schwierigkeit, daß das Magnetfeld der Spule zwar sehr weitgehend, aber doch nicht vollständig homogen gemacht werden kann. Der Eisenstab würde daher bei längerem Stromschluß allmählich in das Gebiet der größten magnetischen Feldstärke hereingezogen werden. entsprechend dem in Abb. 10 dargestellten Versuch. — Leider eignet sich dies grundlegende Experiment nicht recht zur Vorführung in größerem Kreise.

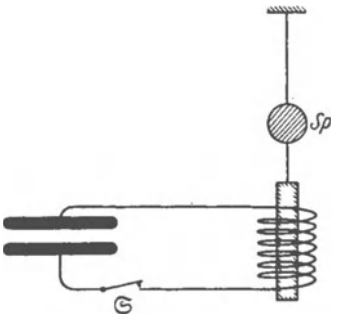


Abb. 130. Schema des Versuches zum Nachweis der Molekularströme im Eisen.

§ 41. Wesensunterschied des elektrischen und magnetischen Feldes. Die Feldlinien eines elektrischen und eines magnetischen Feldes haben äußerlich eine starke Ähnlichkeit miteinander. Trotzdem bestehen zwischen dem elektrischen und dem magnetischen Felde wichtige Unterschiede.

Elektrische Feldlinien können[1]) zwischen zwei räumlich beliebig getrennten Körpern K und A verlaufen. Magnetische Feldlinien kennen wir ausschließlich in Form geschlossener Kurven.

Für die stromdurchflossenen Leiter der Abb. 117—120 ist das ohne weiteres ersichtlich. Bei den Feldern von Kompaßnadeln und Magnetstäben werden die Feldlinien bei ihrem Eintritt in den Stahlkörper für unser Auge unsichtbar. Vorhanden sind sie trotzdem. Das folgt aus der experimentell erwiesenen Existenz der Molekularströme. Doch kann man sich auch auf anderem Wege von dem Vorhandensein der Feldlinien im Innern eines permanenten Magneten überzeugen. Man zerbricht einen Stabmagneten in beliebige Stücke: Wo die Unterbrechungsstellen auch sitzen, stets treten aus ihnen die Feldlinien mit der gleichen Richtung wieder hervor. Diesen Vorgang können wir uns bis zu beliebiger Unterteilung fortgesetzt denken.

Im elektrischen Felde befinden sich an den Enden der Feldlinien die Elektrizitätsatome. Die magnetischen Feldlinien haben keine Enden. Also gibt es auch keine Magnetismusatome. Es gibt keine magnetischen Substanzen, keine magnetischen Mengen oder Ladungen, die sich irgendwie in Parallele zu den elektrischen Substanzen, den Elektrizitätsmengen oder Ladungen setzen ließen. Versuche, nord- und südmagnetische Substanzen oder Mengen zu trennen, sind in großer Anzahl ausgeführt worden. Alle sind völlig vergeblich geblieben. Seit dem experimentellen Nachweis der Molekularströme erscheint die ganze Fragestellung als verfehlt.

Trotzdem benutzen manche Darstellungen die Fiktion magnetischer Mengen usw. im Sinne der Abb. 121b. Das geschieht der mathematischen Formulierung zuliebe. Das ist eine irreführende Analogie, die mindestens dem Anfänger das Verständnis erschwert.

[1]) Sie müssen es nicht in allen Fällen; vgl. § 44.

Im elektrischen Felde kann ein Leitungsstrom fließen, weil Elektrizitätsatome durch viele Körper hindurchwandern können. Eine magnetische Leitung gibt es nicht. Da keine Magnetismusatome existieren, können sie auch nicht wandern.

Im elektrischen Felde entstehen durch den Leitungsstrom die Erscheinungen der Influenz. Bringt man einen Leiter in ein elektrisches Feld, so wandern die Elektrizitätsatome getrennt zu entgegengesetzten Teilen der Oberfläche. Das Innere des Leiters wird frei von elektrischen Feldlinien.

Im Magnetfeld fehlt die analoge Erscheinung, weil es weder Magnetismusatome noch magnetische Leitung gibt. Ein in ein Magnetfeld gebrachter Körper wird stets von magnetischen Feldlinien durchsetzt. Die meisten Körper beeinflussen den Feldlinienverlauf überhaupt nicht in einer ohne empfindliche Meßinstrumente erkennbaren Weise.

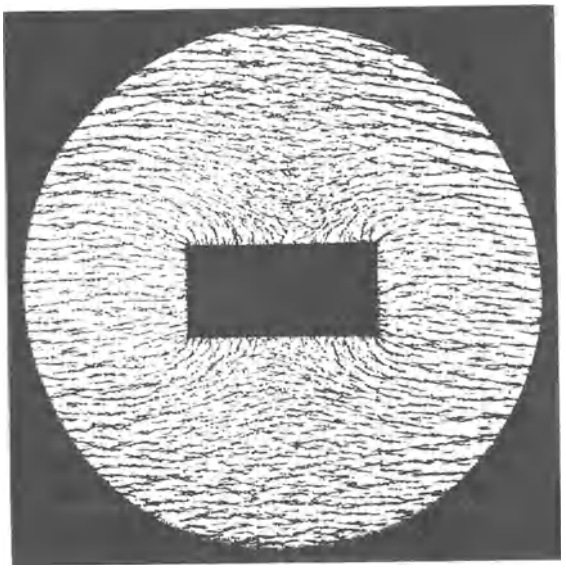


Abb. 131. Rechteckiges Eisenstück in einem zuvor homogenen Magnetfeld. Scheinbare Influenz.

Doch gibt es beim Eisen eine Erscheinung, die bei flüchtiger Betrachtung eine magnetische Influenz vorzutäuschen vermag. Wir bringen in Abb. 131 einen Eisenzylinder in ein homogenes Feld. Die Feldlinien drängen sich zu den Enden des Eisens hin zusammen. Dafür fehlen sie an den Längsseiten.

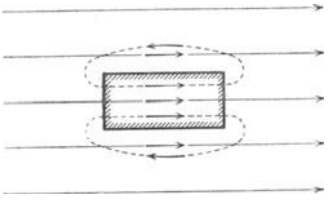


Abb. 132. Zur Deutung der Abb. 131.

Es bietet jedoch keine Schwierigkeit, diese Erscheinung als Wirkung der Molekularströme zu deuten. Wir geben in Abb. 132 ausgezogen das ursprüngliche homogene Feld. Die Umrisse des Eisenstückes sind schraffiert angedeutet. Das äußere Feld ordnet im Eisen die Molekularströme. Die Molekularströme geben dann die gestrichelten Feldlinien. Sie entsprechen, wie wir wissen, den Feldlinien einer Spule von der Größe und der Gestalt des Eisenzylinders. Diese beiden Felder, das ausgezogene äußere und das gestrichelte der Molekularmagnete, überlagern sich. Sie setzen sich zu einem resultierenden Feld zusammen. Im Innern des Eisens und vor seinen Enden entsteht ein starkes Feld, weil die beiden Einzelfelder hier in gleichen Richtungen verlaufen. Man beachte die Pfeile. Außerhalb der Seitenfläche aber laufen die Pfeile einander entgegen. Beide Felder heben sich in weitem Bereiche praktisch auf.

Ganz analog erklärt sich der Einfluß andersgeformter Eisenstücke auf magnetische Felder. Abb. 133 zeigt einen dickwandigen Eisenring in einem angenähert homogenen Magnetfeld. Das Feld im Innern ist stark geschwächt.

Man verwertet derartige Eisenringe oder Hohlkugeln als sog. „Panzerschutz", um störende Magnetfelder von empfindlichen Meßinstrumenten fernzuhalten.

Die Verschiedenheit der elektrischen und magnetischen Feldlinien kommt auch in dem Symbole zum Ausdruck, mit denen man die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ und die magnetische $\mathfrak{H}$ bei der mathematischen Darstellung wiedergibt.

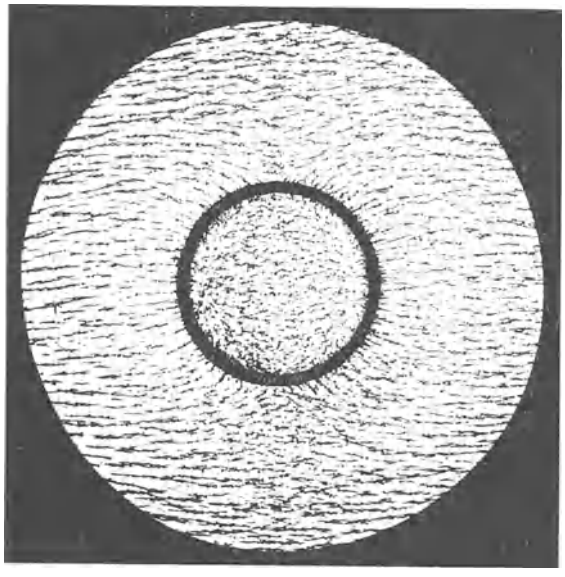


Abb. 133. Panzerschutz zum teilweisen Abschirmen eines Magnetfeldes.

Die elektrische Feldstärke ist ein Vektor mit dem Symbol eines Pfeiles. Anfang und Ende der Feldlinien sind nicht nur formal durch die Vorzeichen Plus und Minus unterschieden. Es liegen wirkliche physikalische Unterschiede vor. Den Schwanzfedern des Pfeiles entsprechen die Elektronen. Das sind (vgl. später § 64) winzige Gebilde vom Atomgewicht $^1/_{1800}$. Der Spitze des Pfeiles entsprechen positive Ionen, die durch Elektronenabgabe aus chemischen Molekülen und Atomen entstehen.

Ganz anders die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$. Ihr Symbol ist nicht der Pfeil, sondern die Rotationsachse. Die beiden Enden einer Rotationsachse sind nicht physikalisch unterscheidbar. Ihr Unterschied ist nur der formale von Plus und Minus, von links und rechts, vom Drehsinn mit und gegen den Uhrzeiger. Es ist durchaus kein Zufall, daß man die Richtung einer magnetischen Feldlinie durch die nach Norden zeigende Kompaßnadel, also durch Orientierung an der Rotationsachse der Erde, festgelegt hat.

Je mehr man den Wesensunterschied magnetischer und elektrischer Feldlinien beachtet, desto einfacher wird das Verständnis magnetischer und elektrischer Erscheinungen.

IV. Verknüpfung elektrischer und magnetischer Felder.

§ 42. 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. 134). 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. Die Elektrizitätsatome wandern durch den Leiter, oder es fließt im Leiter ein Leitungsstrom i. Dieser Leitungsstrom ist von geschlossenen magnetischen Feldlinien umgeben. Das Magnetfeld besteht so lange wie der Leitungsstrom. — So weit etwa unsere bisherige, in Kapitel II gewonnene Kenntnis.

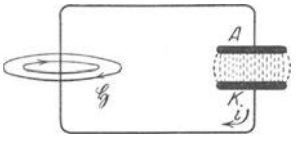


Abb. 134. Leitungsstrom beim Entladen eines Kondensators.

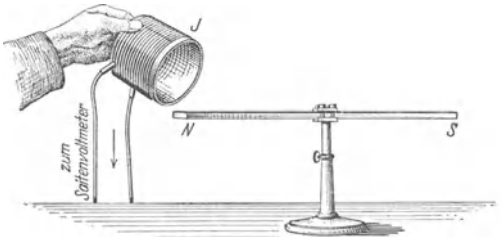


Abb. 135. Induktionsversuch.

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 enge Verkettungen.

Die Darstellung dieser wechselseitigen Verkettungen bildet den höchst wichtigen Inhalt dieses Kapitels. Wir bringen zunächst die beiden experimentellen Ausgangstatsachen:

1. den Induktionsvorgang (§ 43 und 44);
2. die magnetische Spannung des Leitungsstromes (§ 45).

Dann folgt die erweiternde Deutung dieser Erscheinungen im Sinne MAXWELLS. Wir finden:

1. Ein sich änderndes Magnetfeld umgibt sich mit ringförmig geschlossenen elektrischen Feldlinien (Abb. 146) (Induktionsgesetz, II. MAXWELLsche Gleichung).

2. Ein sich änderndes elektrisches Feld umgibt sich mit ringförmig geschlossenen magnetischen Feldlinien (Abb. 155) (Magnetische Spannung des Verschiebungsstromes, wie er in § 48 definiert wird, I. MAXWELLsche Gleichung).

§ 43. Die Induktionserscheinungen. Gegeben irgendein Magnetfeld, z. B. das des Stabmagneten in Abb. 135. In diesem Magnetfeld befindet sich eine

leicht bewegliche Spule J. Ihre Drahtenden führen zu einem Saitenvoltmeter (Einfaden- oder Saitenvoltmeter). Durch Drehen, Kippen oder Verschieben der Spule J ändern wir die Zahl der sie durchsetzenden magnetischen Feldlinien. Jede derartige Bewegung ruft, rasch genug ausgeführt, einen deutlichen kurzdauernden Ausschlag des Voltmeters hervor: wir beobachten zwischen den Enden der Spule J eine elektrische, in Volt meßbare Spannung. Man nennt diese Spannung „induziert". Die Spule J heiße in Zukunft kurz die „Induktionsspule".

Wir wiederholen eine der eben genannten Bewegungen mehrfach nacheinander, aber jedesmal mit anderer Geschwindigkeit. Dabei finden wir, daß die elektrische Spannung zwischen den Enden der Induktionsspule J während der ganzen Dauer der Bewegung vorhanden ist. Bei rascher Drehung beispielsweise zeigt der Voltmeterausschlag etwa den in Abb. 136a skizzierten Verlauf: hohe Spannungen während kurzer Zeit. Bei langsamer Bewegung gibt es etwa das Bild der Abb. 136b: kleine Spannungen während langer Zeit.

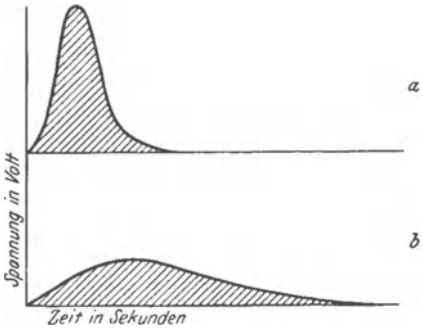


Abb. 136. Zwei gleich große „Spannungsstöße" oder „Zeitsummen von Spannungen", gemessen in Voltsekunden.

Den Inhalt der schraffierten Fläche bezeichnet man als die „Zeitsumme der Spannung" ($\int P\,dt$), den „Spannungsstoß" oder die „Anzahl der Voltsekunden". Wir haben hier ein Analogon zu der von uns in § 13 ausführlich behandelten Zeitsumme des Stromes oder der Anzahl der Amperesekunden.

Zur Messung der Anzahl der Voltsekunden benutzen wir die Stoßausschläge eines langsam schwingenden Voltmeters. Wir verfahren in völliger Analogie zur Bestimmung der Amperesekundenzahl in § 13. Als langsam schwingendes Voltmeter kommt entweder ein Quadrantelektrometer (§ 36) in Frage oder ein auf Volt umgeeichtes Drehspulgalvanometer. (Amperesekundeneichung mit dem inneren Widerstand des Galvanometers multiplizieren!) Wir bevorzugen wegen seiner bequemeren Handhabung das Galvanometer. Seine Eichung denken wir uns analog der in § 13 beschriebenen Amperesekundeneichung ausgeführt.

Als induzierendes Magnetfeld nehmen wir das einer stromdurchflossenen Spule $\mathfrak{F}$ (Abb. 137a). Ein solches Spulenfeld bietet die Möglichkeit, die Zahl der die Induktionsspule J durchsetzenden magnetischen Feldlinien auf verschiedene Weisen bequem um den gleichen Betrag zu verändern. Wir wählen dazu alle die Vorgänge, bei denen die Induktionsspule abwechselnd senkrecht von den Feldlinien durchsetzt ist oder gar keine Feldlinien umfaßt:

1. Die Induktionsspule J wird durch einen Schlitz zwischen den Windungen der „Feldspule $\mathfrak{F}$" herausgezogen oder wieder hereingesteckt. Dabei kann $\mathfrak{F}$ festgehalten und J bewegt werden, oder umgekehrt (Abb. 137b).

2. Eine der beiden Spulen wird um die durch Pfeile markierte Achse so gedreht, daß die Windungen der Induktions- und der Feldspule abwechselnd parallel und senkrecht zueinander stehen (Abb. 137c).

3. Der Strom der Feldspule $\mathfrak{F}$ wird unterbrochen oder wieder eingeschaltet. Das kann plötzlich mit einem Schalter $\mathfrak{S}$ geschehen oder allmählich durch Veränderung eines Widerstandes W mit Gleitkontakt (Abb. 137d).

In all diesen Fällen findet man Stoßausschläge gleicher Größe. Die Zahl der induzierten Voltsekunden ist von der Art des Vorganges und seiner Geschwindigkeit vollständig unabhängig. Es wechselt nur das Vorzeichen, wenn man statt eines Vorganges den ihm entgegengesetzten ausführt.

Das Vorzeichen wird durch das LENZsche Gesetz bestimmt. Es lautet: Das durch Induktion entstehende elektrische Feld ist stets so gerichtet, daß es den die Induktion einleitenden Bewegungsvorgang verzögert oder bremst. Dabei hat man einen Strom als Bewegung der Elektrizitätsatome zu betrachten. Zunahme des Stromes bedeutet Beschleunigung, Abnahme Verzögerung der Elektronen.

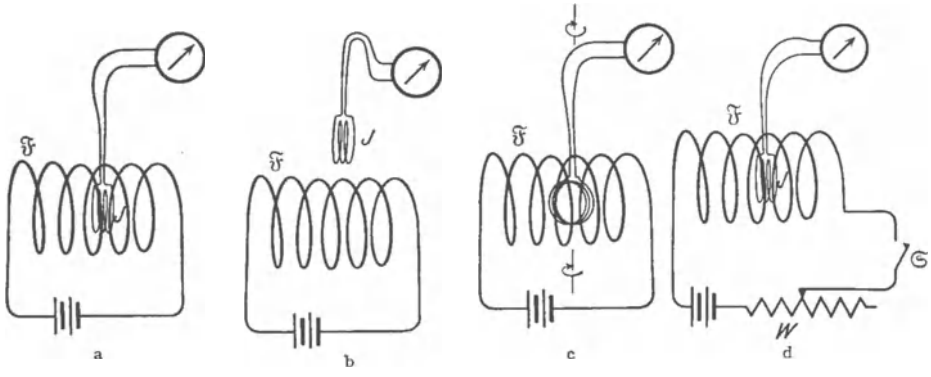


Abb. 137 a—d. Verschiedene Formen des Induktionsversuches. Die Induktionsspule J von kleinerem Querschnitt als die Feldspule $\mathfrak{F}$.

Das LENZsche Gesetz ist eine einfache Folgerung aus dem Energieprinzip. Bei umgekehrten Vorzeichen würde ein anfänglicher, die Induktion einleitender Bewegungsvorgang in infinitum wachsen und Arbeit aus nichts erzeugen. Es lohnt nicht, das LENZsche Gesetz bei den obigen Versuchen durch Verfolgung der jeweiligen Stromrichtungen in Feld- und Induktionsspule zu prüfen. Es wird späterhin mehrfach in sinnfälligsten Beispielen in Erscheinung treten.

Wir fassen die Induktionserscheinung zunächst folgendermaßen zusammen: Ändert sich das eine Spule durchsetzende Magnetfeld, so treten zwischen den Spulenenden elektrische Spannungen auf. Ruft man die gleiche Änderung auf verschiedene Weisen und mit verschiedenen Geschwindigkeiten hervor, so beobachtet man in allen Fällen die gleiche Anzahl Voltsekunden.

§ 44. Das Induktionsgesetz: Beziehung zwischen den induzierten Voltsekunden und der Feldstärke $\mathfrak{H}$. Die Permeabilität μ.

Wir fahren mit der quantitativen Untersuchung des Induktionsvorganges fort. Es gilt festzustellen, welche Größen den Betrag der in einer Spule induzierten Voltsekunden bestimmen. Für diesen Zweck braucht man:

1. Induktionsspulen J von verschiedenem Querschnitt F_J und verschiedener Windungszahl n. Eventuell auch eine Induktionsspule, deren Windungszahl man auf irgendeine Weise innerhalb des Feldes rasch verändern kann.

2. Homogene Magnetfelder von Spulen, deren Feldstärke $\mathfrak{H}$ man leicht durch den Spulenstrom i verändern kann. Nach Gleichung (20) ist

$$\mathfrak{H} = \frac{\text{Stromstärke } i \cdot \text{Windungszahl } n}{\text{Spulenlänge } l}$$

Die Induktionsspulen können kleineren Querschnitt haben als die Feldspulen, z. B. wie im Falle der Abb. 137a—d. Es kann auch das Umgekehrte der Fall sein. Die Induktionsspule kann beispielsweise wie in Abb. 138 und 139 die Feldspule $\mathfrak{F}$ vom Querschnitt $F_{\mathfrak{F}}$ völlig umfassen.

Nur ist in diesem Falle eine Fehlerquelle zu vermeiden, die in Abb. 139 angedeutet ist. Man muß sich vor rückläufigen Feldlinien im Außenraum in acht nehmen. Bei sehr gestreckten Spulen ist die Fehlerquelle zu vernachlässigen. Die Feldlinien, die von Pol zu Pol laufen, streuen im Außenraum so weit, daß sie nicht in merklicher Zahl durch die Induktionsspule hindurchgehen. Noch sicherer ist eine ringförmige Feldspule wie in Abb. 138. Bei der ist der Außenraum sicher feldfrei. Es fehlen der Ringspule die Pole, die Ausgangsgebiete der in den Außenraum gehenden Feldlinien (vgl. § 38).

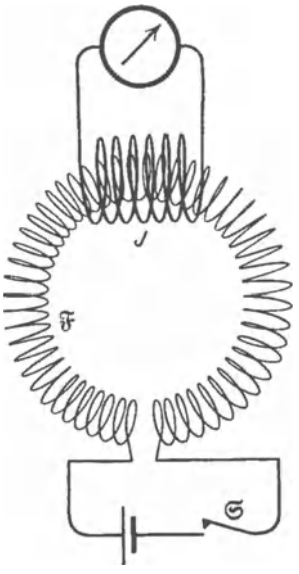


Abb. 138. Induktionsversuch mit einer ringförmigen Feldspule $\mathfrak{F}$ und einer Induktionsspule J von größerem Querschnitt.

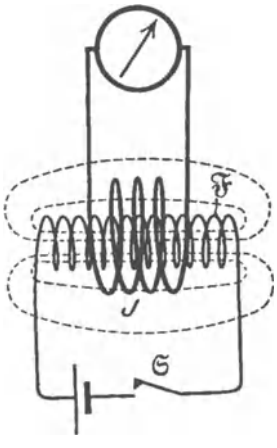


Abb. 139. Verkleinerung der induzierten Voltsekunden durch rückläufige Feldlinien einer gedrungenen Feldspule $\mathfrak{F}$.

Mit derartigen Anordnungen erhält man ein sehr einfaches Ergebnis. Der Spannungsstoß oder die Zahl der Voltsekunden hängt nur ab von der Änderung des Produktes $n \cdot F \cdot \mathfrak{H}$. F bedeutet dabei die Projektion des wirklich von den Feldlinien durchsetzten Flächenstückes der Induktionsspule auf eine senkrecht zu den Feldlinien stehende Ebene. Beispiele:

Die Induktionsspule mit dem Querschnitt F_J stehe ganz innerhalb der Feldspule (Abb. 137c). Dann ist $F = F_J$ bei der Parallelstellung beider Spulen. F ist gleich $\frac{F_J}{\sqrt{2}}$ bei einer Neigung von 45°. F ist gleich $F_J/2$, falls die halbe Fläche der Induktionsspule durch einen seitlichen Schlitz der Feldspule herausguckt. — Die Induktionsspule befinde sich ganz außerhalb der Feldspule und umfasse sie gemäß Abb. 138. F ist, unabhängig von der Neigung, gleich $F_{\mathfrak{F}}$ dem Querschnitt der Feldspule usw.

Alle Vorgänge, die das Produkt $n \cdot F \cdot \mathfrak{H}$ um den gleichen Betrag ändern, ergeben den gleichen Spannungsstoß oder die gleiche Anzahl Voltsekunden. Auf welche Weise und mit welcher Geschwindigkeit das im einzelnen geschieht, ist ohne Belang. Oder in Gleichungsform, wenn μ einen konstanten Proportionalitätsfaktor bedeutet,

$$\text{Zahl der induzierten Voltsekunden} = \mu \left[\underbrace{(n_1 F_1 \mathfrak{H}_1)}_{\text{am Anfang}} - \underbrace{(n_2 F_2 \mathfrak{H}_2)}_{\text{am Schluß}} \right]. \qquad (21)$$

Das ist das fundamental wichtige Induktionsgesetz. Die Konstante μ in ihm heißt die Permeabilität. Ihr Zahlenwert beträgt für den leeren Raum und praktisch ebenso für Luft

$$\mu = 1{,}256 \cdot 10^{-8} \text{ Voltsekunden/Amperezentimeter.}$$

Die Höchstzahl der Voltsekunden A, die man mit einer gegebenen Spule und einer gegebenen Feldstärke $\mathfrak{H}$ induzieren kann, ist nach Gleichung (21)

$$A = \mu n F \mathfrak{H} . \qquad (21\,a)$$

Dabei muß der ganze Spulenquerschnitt F senkrecht von den Feldlinien $\mathfrak{H}$ durchsetzt werden. Außerdem muß entweder F oder $\mathfrak{H}$ zwischen Null und dem vollen Wert geändert werden.

Bei den zahllosen Anwendungen des Induktionsgesetzes in den späteren Kapiteln wird häufig eine gegebene Spule von einem Magnetfelde $\mathfrak{H}$ durchsetzt werden, das sich mit der „Geschwindigkeit $\dot{\mathfrak{H}}$" ändert. D. h. das Magnetfeld $\mathfrak{H}$ soll pro Sekunde um den Betrag $\dot{\mathfrak{H}}$ Amperewindungen pro Zentimeter zu- oder abnehmen. In diesem Fall beobachten wir zwischen den Enden der Spule eine induzierte Spannung

$$P_{\text{ind}} = \mu n F \dot{\mathfrak{H}} \text{ Volt} . \qquad (21\,b)$$

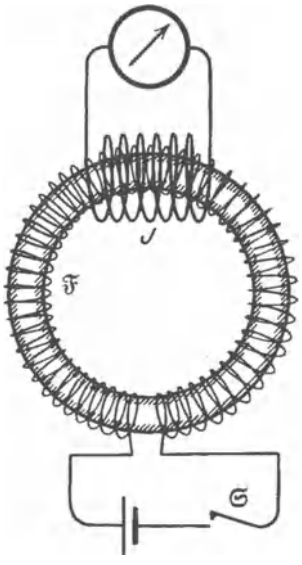


Abb. 140. Zur Messung der Permeabilität.

Die Permeabilität μ ist eine Materialkonstante. Ihr Absolutwert für das Vakuum, der praktisch auch für Luft gilt, ist schon genannt. Um μ für verschiedene Substanzen zu bestimmen, muß man die Feldlinien ganz in dieser Substanz verlaufen lassen. Man wählt also am einfachsten die in Abb. 140 skizzierte Anordnung und füllt das Innere der Ringspule mit der Substanz aus. Meist mißt man nur Relativwerte μ, indem man die Permeabilität des Vakuums als Einheit wählt. Die Tabelle gibt einige Zahlen. Substanzen, für die $\mu > 1$ ist, heißen paramagnetisch, Substanzen mit $\mu < 1$ heißen diamagnetisch. Die Werte unterscheiden sich in allen Fällen von 1 so wenig, daß man zweckmäßig nur die Werte $\mu - 1$ angibt. Das geschieht in der folgenden Tabelle.

Tabelle 2.

Paramagnetische Substanzen			Diamagnetische Substanzen		
	$\mu - 1$			$1 - \mu$	
Stickstoff	0,013	$\cdot 10^{-6}$	Wasserstoff	0,063	$\cdot 10^{-6}$
Luft	0,38		Benzol	7,5	
Sauerstoff	1,9		Kupfer	8,8	
Hartgummi	14		Wasser	9,0	
Aluminium	23		Glas	12,6	
Platin	360		Steinsalz	12,6	
Flüssiger Sauerstoff	3400		Wismut	176	

Wir nehmen diese Werte der Permeabilität hier zur Kenntnis wie früher die Relativwerte der Dielektrizitätskonstante ε. Später wird sich zeigen, daß auch sie auf Bewegungen von Elektronen in den materiellen Atomen schließen lassen.

§ 45. Die magnetische Spannung M. Wir kennen das Magnetfeld als den unzertrennlichen Begleiter des elektrischen Leitungsstromes. Wir wissen, daß jeder stromdurchflossene Leiter von geschlossenen magnetischen Feldlinien umfaßt wird. Es fehlt uns aber bisher der quantitative 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:

$$P = \mathfrak{E}_1 s_1 + \mathfrak{E}_2 s_2 + \cdots \mathfrak{E}_m s_m = \sum \mathfrak{E}_m s_m \tag{5}$$

oder in anderer Schreibweise:

$$P = \int \mathfrak{E}\, ds \tag{5a}$$

Ihre Einheit war das Volt.

In entsprechender Weise definiert man im magnetischen Felde die Liniensumme der magnetischen Feldstärke $\mathfrak{H}$ als magnetische Spannung:

$$M = \mathfrak{H}_1 s_1 + \mathfrak{H}_2 s_2 + \cdots \mathfrak{H}_m s_m = \sum \mathfrak{H}_m s_m . \tag{22}$$

$$M = \int \mathfrak{H}\, ds \tag{23a}$$

Ihre Einheit ist die Amperewindung.

Diese magnetische Spannung läßt sich auf Grund 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. 142). (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.)

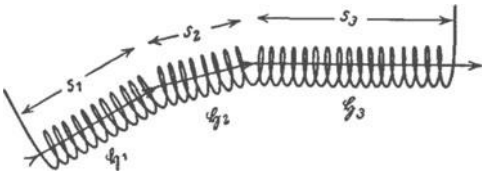


Abb. 141. Schema des magnetischen Spannungsmessers von Rogowski.

Wir wollen die Wirkungsweise dieses Spannungsmessers erläutern: Der gebrochene Kurvenzug $s_1 s_2 \ldots s_m$ (Abb. 141) stelle den Weg s dar, zwischen dessen Enden die magnetische Spannung zu bestimmen ist. Die in die einzelnen Linienelemente fallenden Feldstärken seien $\mathfrak{H}_1, \mathfrak{H}_2, \ldots \mathfrak{H}_m$. Der Spannungsmesser umhülle den ganzen Weg s. Er habe pro Zentimeter Länge N Windungen. Dann entfallen auf das m-te Linienelement, dessen Länge s_m Zentimeter beträgt, $N \cdot s_m$ Windungen. Entsteht oder vergeht das Feld $\mathfrak{H}$, so wird in dem Spannungsmesser eine bestimmte Anzahl, sagen wir A, Voltsekunden induziert. Diese setzen sich additiv aus den Beträgen der einzelnen Linienelemente zusammen. Also, falls F den (rechteckigen) Windungsquerschnitt des Spannungsmessers bedeutet:

$$\begin{aligned} A &= \mu F \mathfrak{H}_1 N s_1 + \mu F \mathfrak{H}_2 N s_2 + \cdots \mu F \mathfrak{H}_m N s_m , \\ A &= \mu F N (\mathfrak{H}_1 s_1 + \mathfrak{H}_2 s_2 + \cdots \mathfrak{H}_m s_m) , \\ A &= \mu F N \cdot M , \\ M &= \text{const}\, A , \qquad \text{wo const} = \frac{1}{\mu N F} . \end{aligned} \tag{23b}$$

Die Zahl A der induzierten Voltsekunden ergibt, mit der Konstanten $\frac{1}{\mu NF}$ multipliziert, direkt die gesuchte magnetische Spannung in Amperewindungen. Die Konstante wird ein für allemal bestimmt. F und N durch direkte Ausmessung, μ ist die universelle Permeabilität des Vakuums oder praktisch der Luft, laut § 44 gleich $1{,}256 \cdot 10^{-8}$ Voltsek./Ampcm.

Wir benutzen einen Spannungsmesser von 120 cm Länge. Seine Konstante beträgt $5 \cdot 10^5$ (insgesamt 9600 Windungen von je 2 cm² Querschnitt). — Die induzierten Voltsekunden werden mit dem uns aus § 43 bekannten langsam schwingenden Voltmeter gemessen.

Seine Handhabung wird durch die Abb. 142a erläutert. Es soll die magnetische Spannung M eines Spulenfeldes zwischen den Punkten *1* und *2* längs des

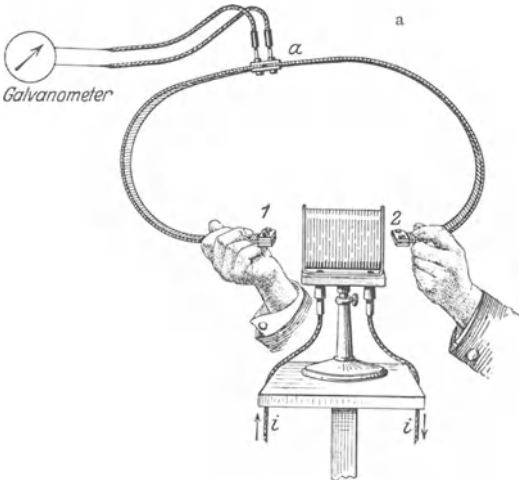


Abb. 142a. Handhabung des magnetischen Spannungsmessers.

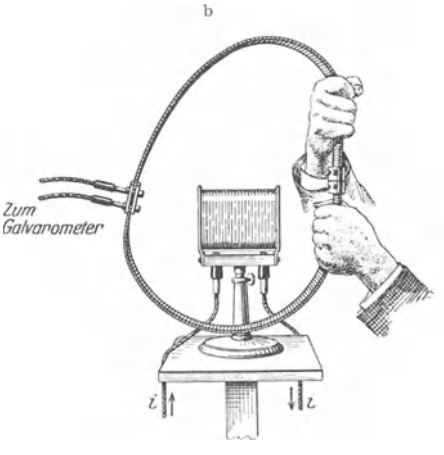


Abb. 142b. Geschlossener, keinen Strom umfassender Weg eines magnetischen Spannungsmessers.

Weges *1a 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 am Stoßgalvanometer die Zahl der induzierten Voltsekunden.

In dieser Weise untersuchen wir mit dem Spannungsmesser die magnetische Spannung in der Umgebung stromdurchflossener Leiter. Dabei stellen wir folgendes fest:

1. Die magnetische Spannung zwischen zwei getrennten Punkten des Feldes ist von der Gestalt des Weges unabhängig, der Weg darf sogar Schleifen bilden, solange diese Schleifen nicht den Strom umfassen.

2. Fallen Anfang und Ende des Weges zusammen, so ist die magnetische Spannung gleich Null, wenn der Weg den Strom nicht umfaßt, z. B. Abb. 142b.

3. Hingegen hat die magnetische Spannung auch auf geschlossenem Wege einen endlichen Wert, wenn dieser Weg den Strom einmal umfaßt. Die Gestalt des Weges, ob kreisrund, rechteckig usw., ist wieder ganz gleichgültig (Abb. 142c). Man läßt zum Nachweis dieser wichtigen Tatsache den Spannungs-

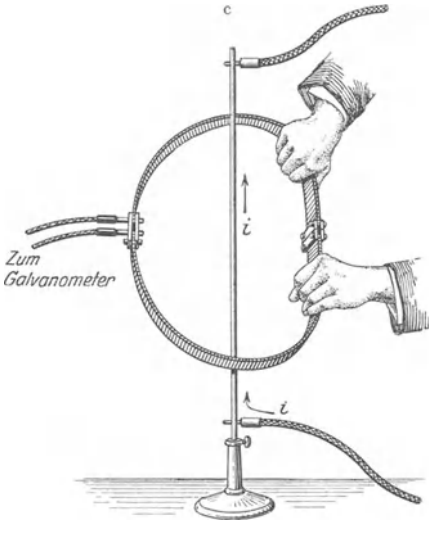


Abb. 142c. Einfache Umfassung eines Stromes mit einem magnetischen Spannungsmesser.

messer einen Leiter umfassen, der von etwa 50—100 Ampere durchflossen ist. Ströme dieser Größe lassen sich mühelos mit einem 2 Volt-Akkumulator erzeugen.

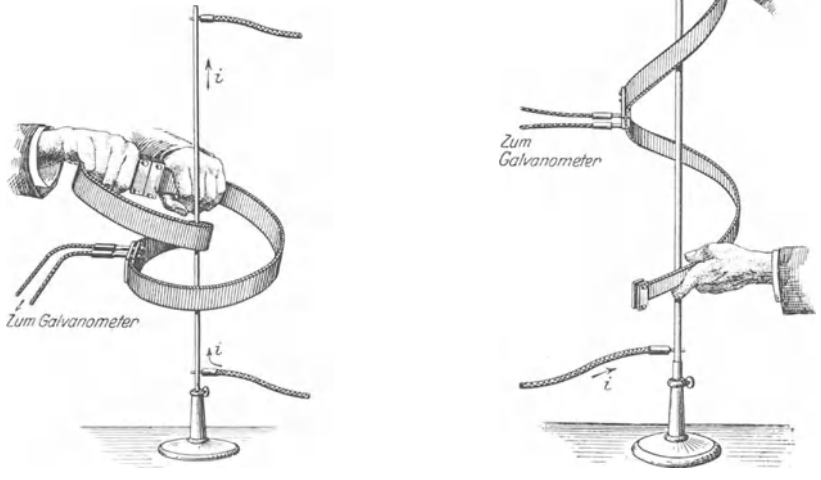
4. Dabei ergibt sich der Zahlenwert der magnetischen Spannung M numerisch gleich der Stromstärke i, den der Weg des Spannungsmessers umfaßt. Es gilt

$$M = \int \mathfrak{H}\, ds = i. \tag{23}$$

Zahlenbeispiel: $i = 83$ Ampere. Ein Stoßausschlag des langsam schwingenden Voltmeters von 12 cm bedeutet $A = 1{,}7 \cdot 10^{-4}$ Voltsekunden. A, multipliziert mit der Konstanten $5 \cdot 10^5$ des Spannungsmessers, gibt die magnetische Spannung $M = 1{,}7 \cdot 10^{-4}$, $5 \cdot 10^5 = 85$ Amperewindungen.

5. Die magnetische Spannung M ver-n-facht sich, wenn der Weg des Spannungsmessers den Strom i n-mal umfaßt, wenn wir also die Liniensumme von $\mathfrak{H}$ längs einer $n$mal geschlossenen Kurve bilden (Abb. 142d):

$$M = n \cdot i. \tag{23a}$$



d e

Abb. 142 d, e. Zweifache Umfassung eines Stromes mit einem magnetischen Spannungsmesser, d auf geschlossenem, e auf offenem Wege.

In Abb. 142d 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. So gibt beispielsweise die Messung in Abb. 142e die gleiche magnetische Spannung, wie die in Fig. 142d. (In beiden Fällen $n = 2$.)

Zur Veranschaulichung diene noch folgender Versuch: Wir wissen, daß ein Magnetfeld die Molekularströme im Eisen ausrichtet und so die Amperewindungen des Feldes erhöht. (§ 40). Wir umfassen einen von ca. 50 Ampere durchflossenen Cu-Draht 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.

Damit haben wir den gesuchten quantitativen Zusammenhang von Leitungsstrom und Magnetfeld experimentell gefunden. Er lautet in Worten:

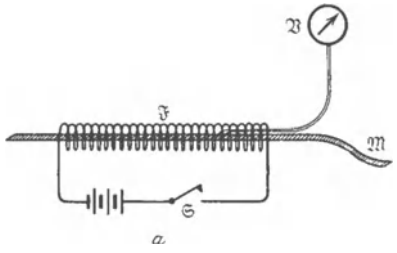
Die magnetische Spannung längs einer beliebig geschlossenen Kurve, die den Strom i einmal umfaßt, ist numerisch gleich der

Amperezahl dieses Stromes. Bei n-facher Umfassung steigt sie auf das n-fache dieses Wertes. Das ist ein Ergebnis von fundamentaler Wichtigkeit. Es findet in Gleichung (23a) seine kürzeste Fassung.

Zur Einprägung dieses wichtigen Tatbestandes bringen wir noch einige Folgerungen, die sich leicht mit der Erfahrung vergleichen lassen.

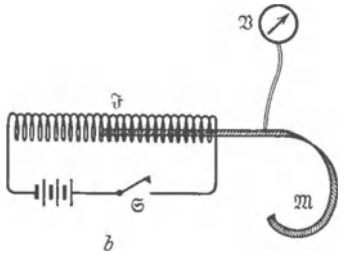
1. Wir wenden die Gleichung (23) auf die vielbenutzte gestreckte stromdurchflossene Spule an. Ihre Länge sei wieder l. Nach Abb. 120 ist die Feld-

Der Spannungsmesser durchsetzt die ganze Länge l der Feldspule $\mathfrak{F}$. Öffnen und Schließen des Schalters $\mathfrak{S}$ gibt jedesmal $1{,}7 \cdot 10^{-3}$ Voltsekunden, d. h. nach Gl. (23b) $M = 850$ Amperewindungen. Länge und Lage der heraushängenden Spulenenden sind praktisch belanglos. Also liefert das Feld im Außenraum keinen nennenswerten Beitrag zur Liniensumme der Feldstärke $\mathfrak{H}$ oder zur magnetischen Spannung.



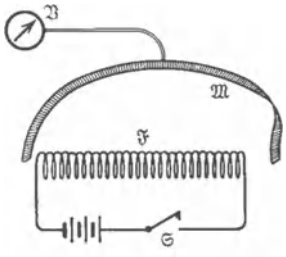
a

Der Spannungsmesser taucht nur in die rechte Hälfte der Feldspule $\mathfrak{F}$ hinein. Man beobachtet $0{,}85 \cdot 10^{-3} = {}^1/_2 \cdot 1{,}7 \cdot 10^{-3}$ Voltsekunden oder $M = 425$ Amperewindungen. Also ist die Feldstärke $\mathfrak{H}$ im Spuleninnern konstant.



b

Der Spannungsmesser verläuft auf einem beliebigen Wege ganz im Außenraum. Die Zahl A der Voltsekunden beträgt nur noch rund $9 \cdot 10^{-5}$ Voltsekunden. M beträgt im Außenraum nur 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.



c

Abb. 143 a—c. Verteilung der magnetischen Spannung im Felde einer gestreckten Feldspule $\mathfrak{F}$. $\mathfrak{F}$ hat 900 Windungen, eine Länge von 50 und einen Durchmesser von 10 cm. Sie wird von 1 Ampere Strom durchflossen, die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ im Spuleninnern berechnet sich zu 18 Amperewindungen pro Zentimeter.

stärke $\mathfrak{H}$ in ihrem Innern, von den kurzen Polgebieten abgesehen, konstant, das Magnetfeld also homogen. Mit der Feldstärke $\mathfrak{H}$ im Innern verglichen, ist die Feldstärke $\mathfrak{H}_a$ im Außenraum verschwindend klein. Als magnetische Spannung M haben wir daher einfach das Produkt $\mathfrak{H}\, l$. Andererseits soll M nach Gleichung (23a) $= n\, i$ sein. Umfassen doch die Feldlinien die n Windungen, deren jede von i Ampere durchflossen wird, insgesamt also $n\, i$ Ampere. Also haben wir

$$\mathfrak{H}\, l = n\, i \qquad \text{oder} \qquad \mathfrak{H} = n\, i / l\,.$$

Das ist aber nichts anderes als die in § 39 empirisch gefundene Gleichung (20), nach der die Feldstärke $\mathfrak{H}$ einer gestreckten Spule lediglich von der Amperewindungszahl pro Zentimeter Spulenlänge bestimmt wird.

Man versäume nicht, die Feldverteilung einer gestreckten Spule mit dem Spannungsmesser nachzuprüfen. Die Abb. 143 a bis c erläutern geeignete Versuche.

2. Ein gerader Draht werde vom Strome i durchflossen. Die magnetische Spannung längs einer seiner kreisförmigen Feldlinien (Abb. 4) vom Radius r ergibt sich aus Symmetriegründen zu

$$M = 2 r \pi \mathfrak{H}_r = i$$

oder

$$\mathfrak{H}_r = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{i}{r}. \tag{24}$$

Die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}_r$ in der Umgebung eines geraden Drahtes ist der Stromstärke i im Drahte direkt, dem Abstande r des Beobachtungspunktes umgekehrt proportional. 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 stromdurchflossenen Leitern und von permanenten Magneten betont. Diese kann man mit dem magnetischen Spannungsmesser von neuem belegen. Die Abb. 144 zeigt, wie man die magnetische Spannung, z. B. 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, da der Spannungsmesser ja auf keine Weise die Molekularströme umfassen kann. Er müßte ja dann schon mitten durch die einzelnen Moleküle hindurchgeführt werden. Jeder im permanenten Magneten gebohrte Kanal geht nicht durch die Moleküle, sondern zwischen ihnen hindurch.

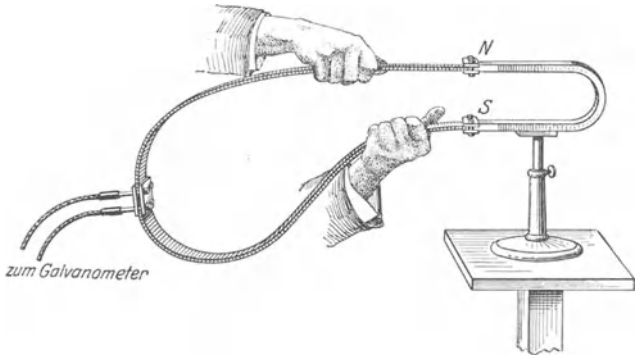


Abb. 144. Magnetischer Spannungsmesser im Felbe eines permanenten Magneten.

§ 46. Vertiefte Auffassung des Induktionsvorganges. Geschlossene elektrische Feldlinien. II. Maxwellsche Gleichung. Der Induktionsvorgang ist in §§ 43 und 44 mit aller Absicht ganz empirisch dargestellt worden: Wir beobachten zwischen den Enden einer Spule elektrische Spannungen, während sich das die Spule durchsetzende Magnetfeld ändert. Auf dies Schema läßt sich jeder Induktionsversuch zurückführen. Denn es kommt bei allen Induktionsvorgängen immer nur auf relative Bewegungen an. Es ist beispielsweise gleichgültig, ob ein Magnetfeld aus einer feststehenden Spule entfernt wird, oder umgekehrt die Spule aus einem feststehenden Magnetfeld. Wir betrachten demgemäß fortan alle Induktionsvorgänge vom Standpunkt einer ruhenden Induktionsspule.

In der Mechanik verfahren wir entsprechend. Wir beschreiben beispielsweise beim Radfahren die Bahn einer unserer Fußspitzen als Kreis, indem wir ihre Bewegung vom Fahrradsattel aus betrachten. Von einem anderen Standpunkt, etwa von der Straße aus, erscheint die Bahn viel komplizierter, nämlich als Cykloide.

Wir denken uns den Induktionsversuch in einem Sonderfall wiederholt. Eine Spule J mit nur einer einzigen Windung umfasse auf beliebigem Wege s die Fläche F, die senkrecht von den magnetischen Feldlinien durchsetzt werde

(Abb. 145). Dies Magnetfeld ändere sich pro Sekunde um den Betrag $\dot{\mathfrak{H}}$, oder $\dot{\mathfrak{H}}$ sei seine „Änderungsgeschwindigkeit". Dann ist die beobachtete induzierte Spannung

$$P_{\text{ind}} = \mu \dot{\mathfrak{H}} F \text{ Volt} . \tag{21b}$$

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 zu-

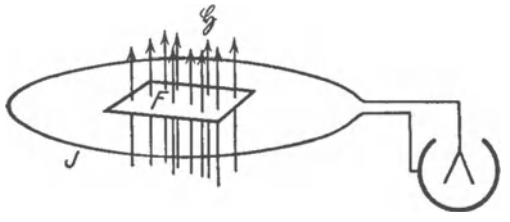


Abb. 145. Schema eines Induktionsversuches mit einer Induktionsspule von nur einer Windung ($n = 1$).

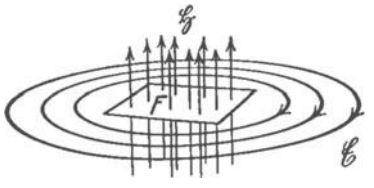


Abb. 146. Zur vertieften Deutung des Induktionsvorganges.

fälligen Anwesenheit der Drahtwindung ganz unabhängig. Er besteht in dem Auftreten ringförmig geschlossener elektrischer Feldlinien, die das sich ändernde magnetische Feld umfassen (Abb 146).

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. Jetzt sehen wir, daß es auch elektrische Felder ohne Elektrizitätsatome geben kann. Solche Felder nennt man „elektrodynamische".

Die Drahtwindung, sagt die vertiefte Auffassung weiter, ist lediglich der Indikator zum Nachweis des elektrischen Feldes. Er mißt längs seines Weges die Liniensumme der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}$ oder die elektrische Spannung P. Er entspricht also durchaus dem magnetischen Spannungsmesser, der längs seines Weges s die Liniensumme der magnetischen Feldstärke $\mathfrak{H}$, also die magnetische Spannung M mißt.

Die Wirkung der Drahtwindung ist einfach zu übersehen. Sie befindet sich innerhalb des elektrischen Feldes. Aber der Draht ist ein Leiter, in ihm ist daher das elektrische Feld nicht beständig. Die Elektrizitätsatome wandern bis zu den Enden des Leiters. Und zwar in den beiden Richtungen der Feldlinie, im Prinzip nicht anders als etwa früher in Abb. 73. An den Enden häufen sich Elektrizitätsatome entgegengesetzten Vorzeichens an, bis im Leiter kein Feld mehr vorhanden ist. Gleichzeitig rufen diese Elektrizitätsatome zwischen den Enden die elektrische Spannung hervor, die wir mit dem Voltmeter ablesen. Diese Spannung zwischen den Enden ist gleich der Spannung, die zuvor längs des ganzen, vom Draht durchzogenen Weges herrschte. So weit können wir den Vorgang auf Grund unserer früher in Kapitel II erworbenen Kenntnisse der elektrischen Feldlinien übersehen.

Neu aber ist folgendes: 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 s 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 elektrodynami-

schen Feldes mit seinen endlosen, geschlossenen elektrischen Feldlinien. Hier hat die elektrische Spannung auch längs eines praktisch geschlossenen Weges einen endlichen Wert. Sie verhält sich ebenso wie die magnetische Spannung längs eines einen Strom geschlossen umfassenden Weges.

Aber noch in einem weiteren Punkt zeigen die beiden Felder mit geschlossenen Feldlinien Übereinstimmung: die magnetische Spannung M ver-n-fachte sich, wenn der Weg des Spannungsmessers den Strom n-mal umfaßte. Das Entsprechende gilt vom elektrischen Feld mit geschlossenen Feldlinien: Umfaßt der elektrische Spannungsindikator, also der Draht, das Gebiet des veränderlichen Magnetfeldes n-mal, so wird die Spannung ver-n-facht. Das haben wir bereits früher ausführlich experimentell festgestellt (§ 44).

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

$$P_{\text{ind}} = \int \mathfrak{E}\, ds\,.$$

Daher nimmt die Gleichung (21b) die Gestalt an

$$\int \mathfrak{E}\, ds = \mu F \dot{\mathfrak{H}}\,. \tag{25}$$

Diese Gleichung verknüpft die Liniensumme der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}$ mit der Änderungsgeschwindigkeit der magnetischen Feldstärke $\mathfrak{H}$. Sie enthält den wesentlichsten Inhalt der sog. II. MAXWELLschen Gleichung.

Die Gleichung selbst ist ein Differentialgesetz. Sie entsteht aus (25), sobald man die Liniensumme längs des Randes eines unendlich kleinen Flächenelementes $dx \cdot dy$ bildet. Diese Rechnung wird durch die Abb. 147 veranschaulicht. Man bekommt so

$$\left(\frac{\partial \mathfrak{E}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{E}_x}{\partial y}\right) = \mu \dot{\mathfrak{H}}_z. \tag{25a}$$

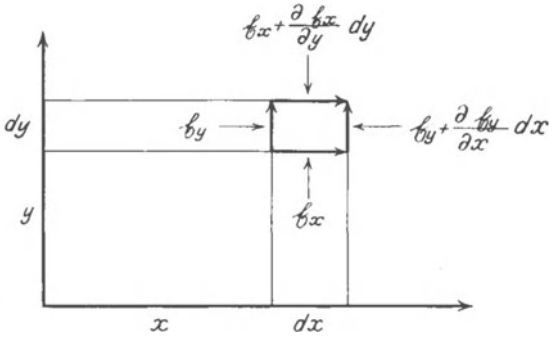


Abb. 147. Bildung der Liniensumme der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}$ längs des Umfanges eines Flächenelementes $dx\,dy$

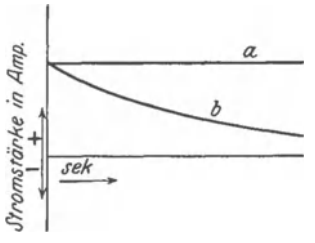


Abb. 148. a zeitlich konstanter, b abfallender Gleichstrom

§ 47. Gleichstrom, Wechselstrom und Verschiebungsstrom. Unter dem Worte „elektrischer Strom" haben wir bisher stets einen „Leitungsstrom" verstanden: eine Wanderung von Elektrizitätsatomen durch den Leiter hindurch. Dabei bezeichnen wir als Stromrichtung ein für allemal die Bewegungsrichtung der negativen Elektrizitätsatome oder Elektronen. Der Strom tritt aus der negativen Polklemme einer Stromquelle aus und in die positive ein. Diese Festsetzung ist die naturgemäße, seitdem man weiß, daß in unseren metallischen Leitungsdrähten praktisch nur Elektronen laufen, die positiven hingegen ihren Platz nicht verlassen. Siehe § 83.

Ein Leitungsstrom, der seine Richtung nicht ändert, heißt ein „Gleichstrom". Er läßt den Zeiger eines Drehspulamperemeters nach einer bestimmten Seite ausschlagen, sagen wir nach rechts. In der graphischen Darstellung der Abb. 148 bedeutet a einen zeitlich konstanten, b einen zeitlich abnehmenden Gleichstrom.

Im Gegensatz zum Gleichstrom bezeichnen wir einen Leitungsstrom als „Wechselstrom", falls der Zeiger unseres eben benutzten Drehspulamperemeters nach Art der Abb. 149 hin und her pendelt. Wir sprechen im Falle der Abb. 149a von sinusförmigem Wechselstrom. Denn seine Kurve hat die Form der einfachsten Welle, der Sinuswelle. Ein Wechselstrom kann auch beliebig komplizierte Kurvenform haben. Wir verweisen auf Abb. 149b als Beispiel.

Es bietet keine Schwierigkeit, eine für die Ausführung dieses Versuches geeignete Wechselstromquelle herzustellen. Sie ist in Abb. 150 schematisch skizziert. W ist eine ringförmig geschlossene Widerstandsspirale ohne Ende.

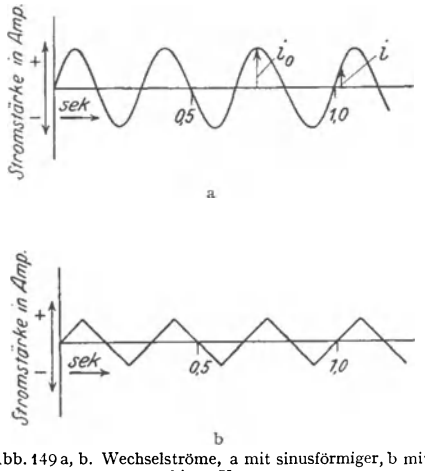


Abb. 149a, b. Wechselströme, a mit sinusförmiger, b mit zackiger Kurve.

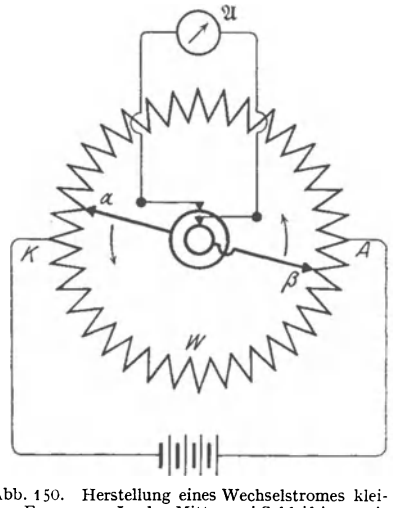


Abb. 150. Herstellung eines Wechselstromes kleiner Frequenz. In der Mitte zwei Schleifringe mit Gleitkontakten oder Bürsten.

An zwei einander diametral liegenden Punkten AK wird der Gleichstrom einiger Elemente oder Akkumulatoren zugeführt. α und β sind zwei Schleifkontakte, die sich ebenfalls diametral gegenüberstehen. Sie können gemeinsam durch eine Kurbel mit der Hand in Rotation versetzt werden. Von den beiden Schleifkontakten führen Drähte zu unserem Drehspulamperemeter. Drehen wir die Kurbel mit konstanter Geschwindigkeit, so pendelt unser Amperemeterzeiger sinusförmig. Er passiert die Ruhelage, falls die Verbindungslinie $\alpha\beta$ in Abb. 150 vertikal steht. Er erreicht seine größten Ausschläge links oder rechts, falls sie horizontal liegt. n Umläufe pro Sekunde liefern einen Wechselstrom der Frequenz n.

In mathematischer Zeichensprache wird ein sinusförmiger Wechselstrom durch die Gleichung

$$i = i_0 \sin 2n\pi t \quad \text{oder} \quad i = i_0 \sin \omega t \tag{20}$$

dargestellt. Die Bedeutung von i und i_0 ist aus der Abb. 149a ersichtlich. i ist der „Momentanwert", i_0 der „Scheitelwert" des Stromes. n bzw. ω haben die aus der Mechanik geläufige Bedeutung: n ist die Frequenz, die Zahl der Wellen oder Perioden in einer Sekunde, ω ist die Kreisfrequenz, also die Zahl der Wellen oder Perioden in 2π Sekunden. In der Abb. 149a ist $n = 3$, $\omega = 3 \cdot 2\pi = 18{,}84$.

Der Zeiger des Drehspulamperemeters besitzt mechanische Trägheit. Er kann daher nur langsamen Wechseln des Stromes folgen. Bei Steigerung der Frequenz n werden die Ausschläge nach rechts und links kleiner. Bei den technisch üblichen Frequenzen (z. B. n 50 Sek^{-1}) bleibt nur ein Vibrieren des Zeigers um die Ruhelage. — Daraus folgt, daß man zum Nachweis und zur Messung des Wechselstromes Amperemeter benutzen muß, deren Ausschlag von der Richtung

des Stromes unabhängig ist. Das ist z. B. bei den Hitzdrahtamperemetern der Fall. Für die Wärmewirkung ist die Richtung des Stromes ohne Belang. Hitzdrahtamperemeter sind für Wechselstrom geeignete Strommesser.

Sie geben uns einen gewissen Mittelwert der Stromstärke. Man nennt ihn die „effektive Stromstärke". Die effektive Stromstärke ist um $\sqrt{2}$ kleiner als der Scheitelwert der Amperezahl (i_0), der zweimal während jeder Welle oder Periode erreicht wird (Abb. 149a).

Mit einem Wechselstrom und einem Hitzdrahtamperemeter stellen wir nun eine Tatsache fest, die dem Anfänger in der Regel eine eigentümliche Schwierigkeit bereitet. Der Anfänger hat früher gelernt: „Ein dauernder Strom fließt nur in geschlossenem Leiterkreis. Jede Einschaltung eines Dielektrikums unterbricht ihn." Man denkt an den Schalter der elektrischen Zimmerbeleuchtung oder den Druckknopfkontakt der Hausklingel; fehlt die metallische Verbindung, so ist der Strom unterbrochen.

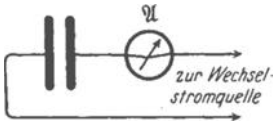


Abb. 151. Verschiebungsstrom in einem technischen Papierkondensator, hergestellt mit einer technischen Wechselstromquelle der Frequenz $n = 50$ sek^{-1}.

Ganz anders auf einmal beim Wechselstrom. Wir schalten in Abb. 151 eine technische Wechselstromquelle (Maschinengenerator ca. 150 Volt), ein Amperemeter und einen Kondensator zusammen. Der Leiterkreis ist sicher durch das isolierende Dielektrikum des Kondensators unterbrochen (evtl. Kontrollversuch mit Gleichstromquelle!). Trotzdem fließt nun ein dauernder Wechselstrom von etwa 1 Ampere ungehindert durch die Leitungsdrähte und das Amperemeter.

Dieser Versuch überrascht oft im ersten Augenblick. Trotzdem bringt er aber ganz und gar nichts Neues. Er zeigt nur die periodische Wiederholung

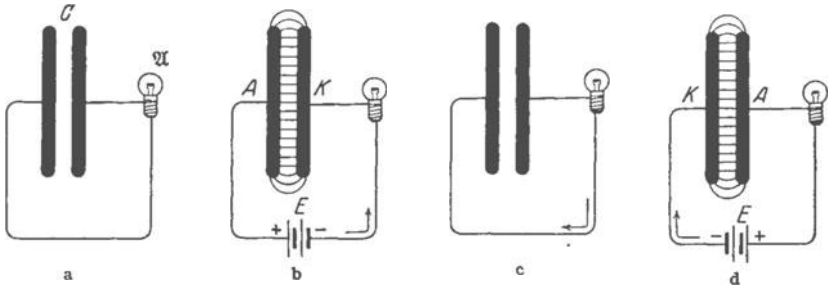


Abb. 152 a—d. Zur Deutung des Verschiebungsstromes. Änderung des elektrischen Feldes bei abwechselnder Ladung und Entladung eines Kondensators.

eines uns altbekannten Versuches. Er zeigt wieder einmal, daß zur Ladung und Entladung eines Kondensators Leitungsströme durch die Leitungsdrähte fließen müssen (z. B. Abb. 134).

Um das sicher klarzumachen, bringen wir den Versuch mit dem Wechselstrom in einzelne Schritte aufgelöst. Die Wichtigkeit des später Folgenden zwingt uns hier zu epischer Breite. In Abb. 152 ist C ein Kondensator, $\mathfrak{A}$ ein Stromanzeiger, d. h. ein Amperemeter oder billiger eine Glühlampe, E eine Gleichstromquelle (Batterie oder Zentrale).

Im Falle *a* fehlt die Stromquelle. Die Spannung zwischen den Kondensatorplatten ist Null. Es sind keine Feldlinien vorhanden. Die Lampe ist dunkel.

Bei *b* schalten wir die Gleichstromquelle ein, die Pole wie gezeichnet. Die Lampe blitzt auf, weil die Elektrizitätsatome als Leitungsstrom zu den Kondensatorplatten wandern. Zwischen den Platten entstehen elektrische Feldlinien.

Bei *c* wird die Stromquelle entfernt, und die Kondensatorplatten werden leitend verbunden oder „kurzgeschlossen". Das Feld bricht zusammen, durch den Leiter fließt ein kurzdauernder Strom (§ 11). Die aufleuchtende Lampe zeigt ihn an. Im Bruchteil einer Sekunde ist der Kondensator wieder entladen, die Spannung zwischen den Platten wieder gleich Null.

Bei *d* wird die Gleichstromsquelle wieder angeschaltet, diesmal mit umgekehrten Polen. Wieder fließen Elektrizitätsatome in die Kondensatorplatten, diesmal in umgekehrter Richtung. Wieder leuchtet die Lampe, während der Kondensator sich auflädt. Am Schluß hat die Spannung den vollen Wert. Es ist alles wie im Fall *b*, nur die Vorzeichen vertauscht.

Abb. 153 zeigt eine einfache Schaltung, um mit einem Schalthebel S die Vorgänge *a* bis *d* in beliebiger Wiederholung einander folgen zu lassen. Bei jedem Kontaktwechsel unseres hin und her bewegten Schalters blitzt die Lampe auf. Lassen wir den Schalter rasch spielen, 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 der Leitungsstrom. Im Kondensator ändert sich ständig das elektrische Feld.

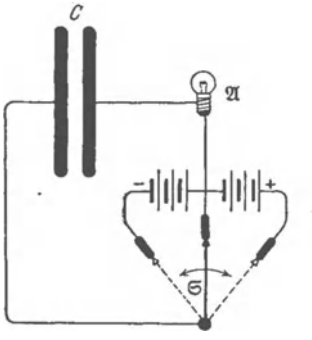


Abb. 153. Schalter zum raschen Wechsel von Ladung und Entladung eines Kondensators.

Der ganze Versuch in Abb. 151 mit dem dauernd fließenden Wechselstrom ist also wirklich nichts anderes als eine technische Variante des Grundversuches, auf den wir am Anfang dieses Kapitels zurückgriffen: Im Leiter fließt ein Leitungsstrom, während sich das elektrische Feld im Kondensator ändert (Abb. 48, 49 und 134).

Trotz der Einfachheit dieses Tatbestandes hat man zu seiner Beschreibung einen neuen Begriff geprägt, nämlich den des Verschiebungsstromes.

Mit dem Worte „Verschiebungsstrom" bezeichnet man eine zeitliche Änderung des elektrischen Feldes, ein Entstehen und Vergehen elektrischer Feldlinien. — Das Wort „Strom" ist historisch ohne Zweifel in Analogie zum Wasserstrom gebildet worden. Beim Leitungsstrom fließen, wandern oder strömen wirklich Elektrizitätsatome. Beim Verschiebungsstrom ist von der ursprünglichen Bedeutung des Wortes „Strom" nichts mehr geblieben.

Welchen Vorteil bringt nun die Einführung dieses Begriffes? — Antwort: Man kann den Satz aufstellen: „Es gibt in der Natur ausschließlich geschlossene elektrische Ströme." Im Leiter sind sie Leitungsströme, im elektrischen Felde (des Kondensators) aber Verschiebungsströme. Elektrische Ströme können räumlich nie Anfang und Ende haben. Wo der Leitungsstrom aufhört, setzt der Verschiebungsstrom ein und umgekehrt.

Der Anfänger wird in diesem Satze schwerlich einen Nutzen sehen, er wird ihn gewiß nicht vom Wert des Begriffes Verschiebungsstrom überzeugen.

Ein Strom, bei dem nichts fließt, sondern sich nur elektrische Feldlinien zeitlich ändern, ist sprachlich eine große Härte. Sie kann geradezu irreführend wirken. Das ist ohne weiteres zuzugeben. Später aber werden wir sehen, daß der Begriff Verschiebungsstrom uns ungeahnte Zusammenhänge eröffnet und unser physikalisches Weltbild in umfassender Weise erweitert. Hier sei nur angedeutet, daß das Licht, das von irgendeiner Lichtquelle in unser Auge gelangt, physikalisch nichts anderes ist als

ein Verschiebungsstrom. Die sprachlichen und didaktischen Bedenken gegen den Strom, bei dem nichts fließt, werden später von selbst verschwinden.

Bisher haben wir den Verschiebungsstrom nur qualitativ als eine zeitliche Änderung des elektrischen Feldes eingeführt. Jetzt kommt eine quantitative Fassung: Auf Seite 52 wurden die Begriffe Verschiebung Q_D und Verschiebungsdichte $\mathfrak{D}$ definiert. Q_D war die Elektrizitätsmenge, die ein elektrisches Feld auf einer zu den Feldlinien senkrechten Fläche influenzieren kann (Abb. 100). Q_D wird daher in Amperesekunden gemessen. Verschiebungsdichte $\mathfrak{D}$ war Q_D/F, also die Verschiebung pro Flächeneinheit (Ampsek./cm²).

Wie jeder Strom, muß auch der Verschiebungsstrom in Ampere gemessen werden. Andererseits soll er die zeitliche Änderung einer das elektrische Feld bestimmenden Größe sein. Diese letztere muß demnach die „Dimension" einer Amperesekunde haben. Das ist nur für die Verschiebung Q_D der Fall. So gelangen wir zu der Beziehung: Verschiebungsstrom i_v = Änderung der Verschiebung Q_D pro Sekunde, oder „Änderungsgeschwindigkeit der Verschiebung Q_D". Die Änderungsgeschwindigkeit soll auch hier in üblicher Weise durch einen darübergesetzten Punkt bezeichnet werden. Also

$$i_v = \dot{Q}_D = F \cdot \dot{\mathfrak{D}} \,. \tag{26}$$

Dabei ist $\mathfrak{D}$ die in der Fläche F herrschende Verschiebungsdichte (Amperesekunden/cm²). — Soweit die Messung des Verschiebungsstromes.

§ 48. Das Magnetfeld des Verschiebungsstromes und seine magnetische Spannung. Wir kennen das Magnetfeld als den unzertrennlichen Begleiter des elektrischen Leitungsstromes. Ein Leiter, durch den Elektrizitätsatome wandern, ist von geschlossenen magnetischen Feldlinien umgeben. Das wird in Abb. 154 noch einmal mit Kreisen $\mathfrak{H}$ angedeutet: Wir denken uns dabei in dem rechteckigen Drahtbügel den Leitungsstrom i, der den Kondensator entlädt.

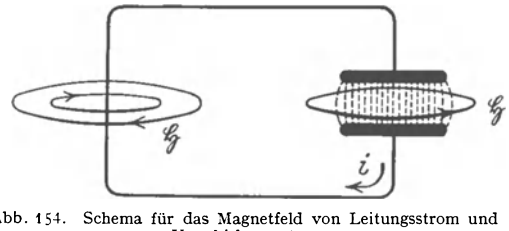


Abb. 154. Schema für das Magnetfeld von Leitungsstrom und Verschiebungsstrom.

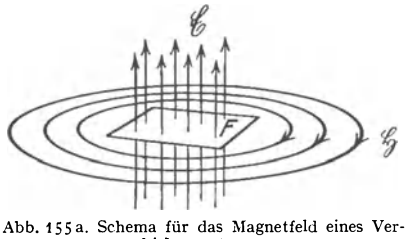


Abb. 155a. Schema für das Magnetfeld eines Verschiebungsstromes.

Jetzt war es der große Gedanke MAXWELLS, daß die untrennbare Verknüpfung von Strom und Magnetfeld nicht nur für den Leitungsstrom i gilt, sondern auch für den Verschiebungsstrom i_v. Nach MAXWELL soll auch das Gebiet des Verschiebungsstromes mit geschlossenen magnetischen Feldlinien umgeben sein. Das ist in der Abb. 154 rechts durch einen Kreis angedeutet.

Leider kann man die magnetischen Feldlinien des Verschiebungsstromes in Abb. 154 nicht einfach wie die eines Leitungsstromes mit Eisenfeilicht nachweisen. Das wäre didaktisch sehr bequem. Es fehlt aber die technische Möglichkeit, in elektrischen Feldern mit langen Feldlinien die nötige Amperezahl des Verschiebungsstromes herzustellen. Das zeigt eine einfache Überschlagsrechnung.

$\mathfrak{E}$ sei in Abb. 155a ein Bündel vertikal stehender elektrischer Feldlinien. Der Querschnitt des Bündels sei F. Die Feldstärke sei $\mathfrak{E}$, ihre Änderungsgeschwindigkeit $\dot{\mathfrak{E}}$. Der zugehörige Verschiebungsstrom beträgt gemäß Gleichung (4):

$$i_v = F\,\dot{\mathfrak{D}} = F \cdot \varepsilon\,\dot{\mathfrak{E}} \text{ Ampere} \,. \tag{26a}$$

Dabei ist ε die absolute Dielektrizitätskonstante von der Größenordnung 10^{-13}. Also muß $\dot{\mathfrak{E}}$ von Gleichung (26a) von der Größenordnung 10^{13} werden, falls eine Fläche $F = 1\ \mathrm{cm}^2$ von etwa 1 Ampere Verschiebungsstrom durchsetzt werden soll. $\mathfrak{E}$, die Feldstärke, also die Spannung längs 1 cm Feldlinie, kann bei einem Versuch wie in Abb. 155 höchstens 10^5 Volt/cm betragen. Sonst bekommt man zwischen den Enden der Feldlinien Spannungen, die man technisch nicht mehr bewältigen kann[1]). Schon 10 cm Feldlinienlänge würde 1 Million Volt ergeben! Also bleibt nur Änderung von $\dot{\mathfrak{E}}$ in sehr kurzer Zeit, in unserem Beispiel etwa in 10^{-8} Sekunden. Verfahren zur Erzielung derart rascher Feldänderungen werdenwir erst im VII. Kapitel kennenlernen. Daher kommt die Ausführung des Versuches hier nicht in Frage.

Aber die Ausführung des Versuches würde im Grunde nichts für die Erzeugung eines Magnetfeldes durch den Verschiebungsstrom beweisen. Man könnte das in Abb. 154 beobachtete Magnetfeld stets dem Leitungsstrom zuschreiben, der in dem Leitungsdraht bis zu den Grenzen des elektrischen Feldes fließt.

Ein wirklicher Beweis für das Magnetfeld des Verschiebungsstromes kann nur bei Benutzung ringförmig geschlossener elektrischer Feldlinien geführt werden. Er wird erst im XI. Kapitel erbracht, und zwar durch den Nachweis frei im Raum fortschreitender elektrischer Wellen. Um diese Schwierigkeit kommt man bei der Darstellung der modernen Elektrizitätslehre nicht herum. Es hilft nichts, das Magnetfeld des Verschiebungsstromes kann man zunächst nur als eine Behauptung einführen. Man kann sie zwar durch die Abb. 154 plausibel machen, aber zunächst noch nicht experimentell beweisen.

Die quantitative Fassung des oben entwickelten Gedankenganges führt zur sog. I. MAXWELLschen Gleichung. Die Grundgleichung (23) für die magnetische Spannung lautete

$$\int \mathfrak{H}\, ds = i\,.$$

Für den Verschiebungsstrom gilt

$$i_v = \varepsilon F \cdot \dot{\mathfrak{E}}\,, \qquad (26a)$$

daraus folgt als magnetische Spannung M des Verschiebungsstromes

$$\int \mathfrak{H}\, ds = \varepsilon F \cdot \dot{\mathfrak{E}}\,. \qquad (27)$$

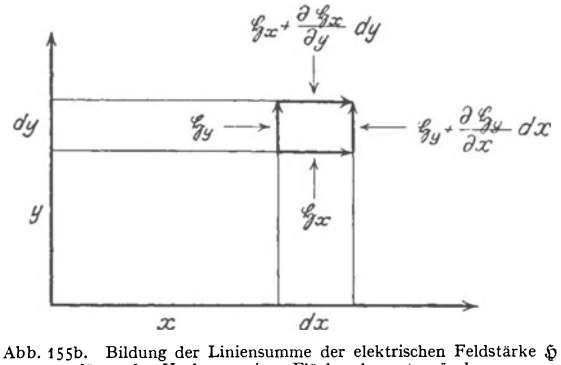


Abb. 155b. Bildung der Liniensumme der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{H}$ längs des Umfanges eines Flächenelementes $dx\,dy$.

Diese Gleichung verknüpft die Liniensumme M der magnetischen Feldstärke $\mathfrak{H}$ mit der Änderungsgeschwindigkeit $\dot{\mathfrak{E}}$ der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}$. Sie enthält den wesentlichen Inhalt der I. MAXWELLschen Gleichung.

Die Gleichung selbst ist wieder ein Differentialgesetz. Man erhält sie gemäß Abb. 155b ebenso wie oben die Gleichung (25a). Sie lautet:

$$\frac{\partial \mathfrak{H}_y}{\partial x} - \frac{\partial \mathfrak{H}_x}{\partial y} = \varepsilon\, \dot{\mathfrak{E}}_z\,. \qquad (27a)$$

Dabei ist angenommen, daß die Fläche $F = dx\,dy$ in Abb. 155b nur von einem Verschiebungsstrom durchsetzt wird. Fließt durch die Fläche außerdem noch ein Leitungsstrom i, so ist auf der rechten Seite i/F zu addieren.

§ 49. Schlußwort. Der Gedankengang dieses Kapitels ist der weitaus schwierigste des ganzen Buches. Er wird hier noch einmal in Form einer Gegenüberstellung wiederholt.

[1]) In den technischen Kondensatoren der Abb. 151 und 152 waren die Feldlinien nur ca. $^2/_{100}$ mm lang. Außerdem zählten die Flächen nach Quadratmetern!

Die experimentellen Ausgangstatsachen sind:

Ein Induktionsversuch: In der Fläche F ändert sich ein senkrechtes Magnetfeld mit der Geschwindigkeit $\dot{\mathfrak{H}}$. Wir beobachten zwischen den Enden eines F umfassenden Drahtes eine elektrische Spannung (Abb. 145).

Ein Leitungsstrom i ist von geschlossenen magnetischen Feldlinien $\mathfrak{H}$ umgeben (Abb. 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 in F ändernde Magnetfeld umfassen (Abb. 146).

Auch der Verschiebungsstrom

$$i_v = \varepsilon \cdot F \cdot \dot{\mathfrak{E}}$$

hat ein Magnetfeld. $\dot{\mathfrak{E}}$ ist die Änderungsgeschwindigkeit des die Fläche F durchsetzenden elektrischen Feldes.

Messung der Liniensumme der Feldstärke im Gebiete der geschlossenen Feldlinien liefert

die elektrische Spannung

$$P = \int \mathfrak{E}\, ds\,.$$

Einheit: Volt.

die magnetische Spannung

$$M = \int \mathfrak{H}\, ds\,.$$

Einheit: Amperewindung.

Als Spannungsmesser dient:

ein Draht, in dem das Feld zusammenbricht (Abb. 145).

die gestreckte zweilagige Spiralspule (Abb. 141), in der Voltsekunden induziert werden.

Ergebnis der Spannungsmessungen:

$$P = \int \mathfrak{E}\, ds \cdot = \mu F \cdot \dot{\mathfrak{H}},$$

unabhängig vom Wege s. Die elektrische Spannung P hat auf geschlossenem Wege s einen endlichen Wert, wenn der Weg s einmal ein sich änderndes Magnetfeld umfaßt. P ver-n-facht sich bei n-facher Umfassung.

$$M = \int \mathfrak{H}\, ds = \varepsilon \cdot F \cdot \dot{\mathfrak{E}},$$

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.

Die MAXWELLschen Gleichungen (25) und (27) enthalten die durch großartige Einfachheit ausgezeichnete Zusammenfassung der „klassischen" Elektrizitätslehre (Gegensatz: PLANCKsche Quantentheorie). Es sollte gezeigt werden, wie dieses Fundament der theoretischen Elektrizitätslehre im Erfahrungsbestande der Experimentalphysik verankert ist.

Auf die mathematische Formulierung werden wir in den folgenden Kapiteln nicht zurückgreifen. Doch muß man sich die in diesem IV. Kapitel entwickelten Vorstellungen vom wechselseitigen Zusammenhange des elektrischen und magnetischen Feldes zu eigen machen. Sonst kann man späterhin den Mechanismus der elektrischen Wellen nicht verstehen.

Man greife noch einmal auf die Vorbemerkung dieses Kapitels zurück (§ 42). Dort zeigte uns die Abb. 134 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.

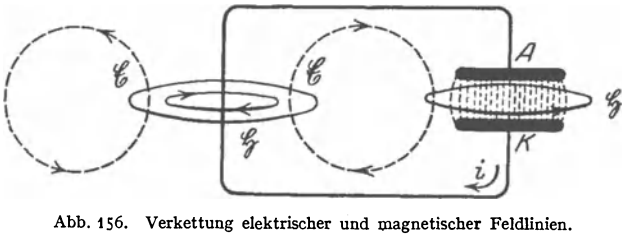


Abb. 156. Verkettung elektrischer und magnetischer Feldlinien.

An die Stelle der Abb. 134 tritt jetzt die hier ganz roh skizzierte Abb. 156. Magnetische Feldlinien sind wieder ausgezogen, elektrische wieder punktiert dargestellt. Diese Abbildung geht über die frühere mit zwei Aussagen heraus:

1. Das sich ändernde elektrische Feld im Kondensator ist von magnetischen Feldlinien umgeben. „Auch der Verschiebungsstrom hat ein Magnetfeld."

2. Die Änderung der magnetischen Feldlinien erzeugt ihrerseits geschlossene elektrische Feldlinien, die die magnetischen umfassen: „Induktion".

V. Kraftfluß, Selbstinduktion, magnetische Energie, Kräfte in Magnetfeldern.

§ 50. Kraftflußdichte $\mathfrak{B}$ und Kraftfluß $B = \mathfrak{B}F$. Ihre Vergrößerung durch Eisen. Das experimentelle Kernstück des IV. Kapitels war der Induktionsvorgang. Seine Darstellung war noch keineswegs erschöpfend. Es fehlte noch dreierlei:

1. die Definition von Kraftfluß und Kraftflußdichte,
2. die Anwendung von Eisenkernen in der Feld- und in der Induktionsspule,
3. ein besonders wichtiger Sonderfall des Induktionsvorganges, die sog. Selbstinduktion.

Diese drei Punkte sollen jetzt in den §§ 50—53 behandelt werden. Dann gelingt es auf einfachem Wege, die Energie des Magnetfeldes im Volt-Amperemaßsystem anzugeben und die Größe der in Magnetfeldern auftretenden mechanischen Kräfte zu berechnen. Das gibt den Übergang zum VI. Kapitel, das etliche Anwendungen magnetischer Felder, insbesondere Generatoren und Elektromotoren, zum Gegenstand hat. —

Wir beginnen mit der Definition des Kraftflusses. Als Kraftfluß B bezeichnet man das Produkt $\mu \mathfrak{H} F$, das in das Induktionsgesetz einging, also

$$B = \mu \mathfrak{H} F . \tag{28}$$

Der Kraftfluß hat eine einfache physikalische Bedeutung: B ist der Spannungsstoß oder die Zahl der Voltsekunden, die ein Magnetfeld der Feldstärke $\mathfrak{H}$ im Höchstfall in einer Spulenwindung der Fläche F induzieren kann [vgl. Gleichung (21a), $n = 1$ gesetzt]. Dabei ist es völlig gleichgültig, ob der Kraftfluß von Leitungsströmen oder von Verschiebungsströmen herrührt. Die Dimension des Kraftflusses B ist demnach die Voltsekunde.

Als Kraftflußdichte $\mathfrak{B}$ bezeichnet man das Produkt $\mu \mathfrak{H}$ oder B/F, also den Kraftfluß pro Flächeneinheit. $\mathfrak{B}$ ist die Höchstzahl der Voltsekunden, die ein Magnetfeld der Feldstärke $\mathfrak{H}$ in einer „Einheitsspule" induzieren kann. Die „Einheitsspule" hat eine Windung von 1 cm² Fläche. $\mathfrak{B}$ hat die Dimension Voltsekunde/cm².

Kraftfluß und Kraftflußdichte sind spezifisch elektrische Größen. Trotzdem ist bei der Namensgebung der nur der Mechanik angehörende Begriff Kraft benutzt worden. Ob das geschickt war, darf bezweifelt werden. Bestimmend war offenbar der Umstand, daß B bzw. $\mathfrak{B}$ in die Rechnungen eingeht, durch die man die in Magnetfeldern auftretenden mechanischen Kräfte ermittelt.

Wir haben bei unseren früheren Versuchen die erforderlichen Magnetfelder meist mit stromdurchflossenen Spulen, gelegentlich auch mit Hilfe permanenter Stahlmagnete hergestellt. Genau so verfährt die Technik. Aber die Technik nimmt noch einen äußerst wirkungsvollen Kunstgriff zur Hilfe. Sie bringt in der Mehrzahl der Fälle Eisen oder Stahl in die stromdurchflossenen Spulen. Der Zweck dieser Maßnahme liegt auf der Hand: man will die sichtbaren Ampere-

windungen der Spule um die unsichtbaren der geordneten Molekularströme vergrößern. $\mathfrak{H}$ soll groß werden, damit die Kraftflußdichte $\mathfrak{B} = \mu \mathfrak{H}$ hohe Werte erhält ($\mu = 1{,}256 \cdot 10^{-8}$ Volt-sek./Amp.cm).

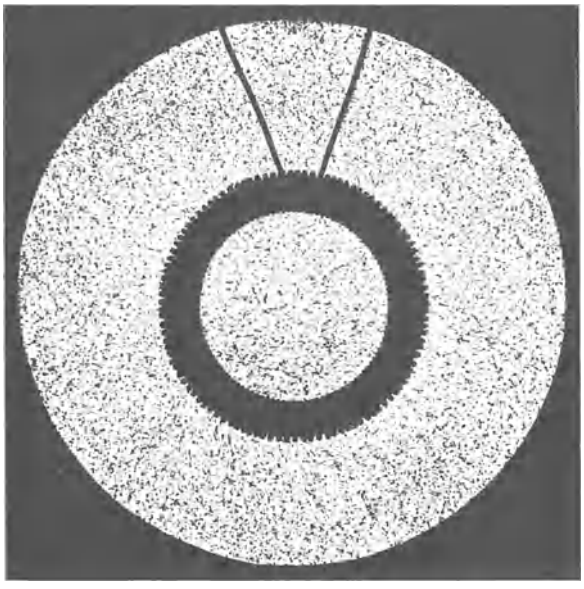


Abb. 157. Spule mit Eisenkern, beide ringförmig geschlossen.

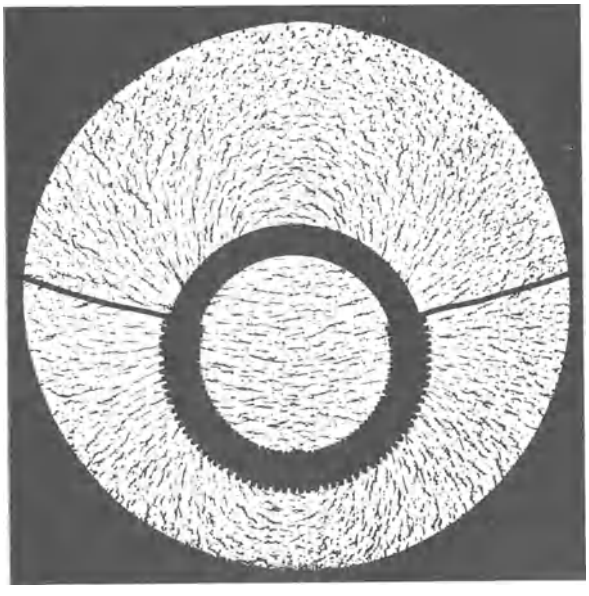


Abb. 158. Spule mit Eisenkern, der Kern noch geschlossen, die Spule offen

Der Beitrag der unsichtbaren Molekularströme ist um so größer, je mehr die sichtbaren Amperewindungen die molekularen Kreisströme parallel ausrichten können. Die Feldlinien der Spule werden für diese Ausrichtung am besten ausgenutzt, wenn sämtliche Feldlinien der Spule und der bereits ausgerichteten Molekularströme auf ihrer ganzen Länge im Eisen verlaufen. Wir haben dann den Fall der in Abb. 157 abgebildeten, ganz mit Eisen gefüllten Spule. Hier beteiligt sich jedes Stück aller Feldlinien am Ausrichten der Molekularströme.

Ist die Wicklung der Spule nicht vollkommen geschlossen (Abb. 158), so beginnt eine Streuung der Feldlinien in den Außenraum. Dadurch wird die Ordnung der Molekularströme etwas geringer. Sie sinkt weiter, wenn der Eisenkern einen Schlitz erhält (Abb. 159) und die Streuung zunimmt.

Am kleinsten ist der Beitrag der Molekularströme zu den gesamten, die Feldstärke $\mathfrak{H}$ bestimmenden Amperewindungen bei einer stark streuenden, zylindrischen Spule. Abb. 160 gibt ein Beispiel.

Das alles können wir mühelos beobachten. Wir haben nur das Feld mit einer Windung zu umfassen. Das ist beispielsweise in der Abb. 161 angedeutet. Auf die Gestalt der Windung kommt es nicht an, da ja die Fläche F genau wie in Abb. 138 nur vom Querschnitt der Feldspule bestimmt ist. Die Enden der

Drahtwindung führen zum langsam schwingenden Voltmeter $\mathfrak{V}$. Wir unterbrechen den Spulenstrom i. Das gibt einen Stoßausschlag, er entspricht einer bestimmten Anzahl Voltsekunden. Diese Voltsekunden stellen den gesuchten Kraftfluß B dar [Gleichung (28)].

Eisen im Felde einer stromdurchflossenen Spule gibt also die Möglichkeit, den Kraftfluß B und daher auch die Kraftflußdichte $\mathfrak{B}$ durch Ausnutzung der Molekularströme stark zu erhöhen. Gleichzeitig erreicht man aber noch einen zweiten Vorteil: man gewinnt ein neues Verfahren, den Kraftfluß und seine Dichte rasch und bequem zu verändern. Man nennt dies Verfahren „Änderung des Eisenschlusses". Es wird durch die Abb. 162 erläutert.

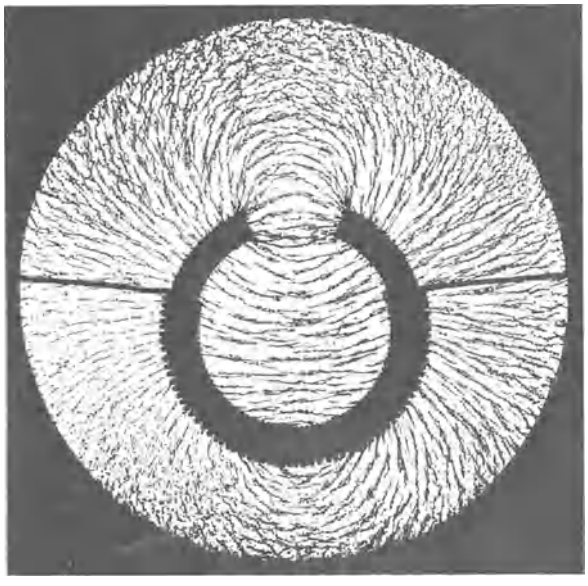


Abb. 159. Spule mit Eisenkern, beide offen.

In Abb. 161 war die Streuung der Feldlinien noch erheblich, die Ordnung der Molekularströme gering. Jetzt nähern wir mit der Hand ein bewegliches Eisenstück, ein „Schlußjoch" oder einen „Anker" (Abb. 162). Die Streuung der Feldlinien wird kleiner. Nach Aufsetzen des Jochs verlaufen fast alle Feldlinien im Eisen. Der Beitrag der Molekularströme wird erheblich. Der Kraftfluß steigt also während der Näherung des Ankers, und gleichzeitig damit zeigt uns das Voltmeter eine Spannung. Entfernen wir den Anker, so tritt das Umgekehrte ein. Der Kraftfluß sinkt, und während seiner Änderung zeigt das Voltmeter wieder eine Spannung an.

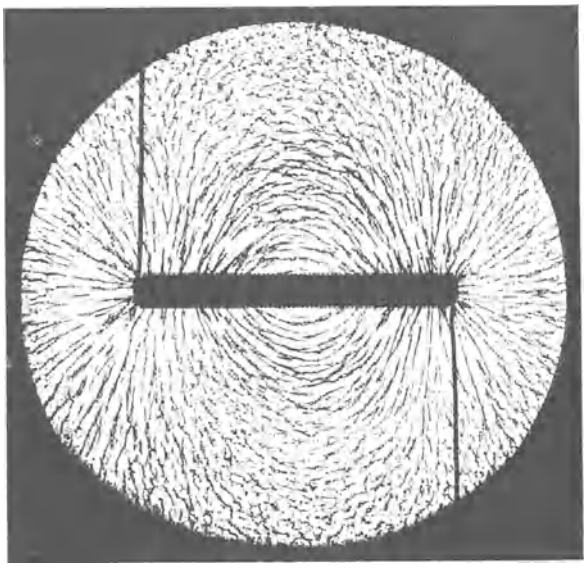


Abb. 160. Gerade Spule mit Eisenkern.

Wir sehen also in der Einführung des Eisenkernes nur eine Erhöhung der Amperewindungszahl. Für uns ist ein Eisenkern nichts weiter als ein Bündel zahlloser dünner Einzelspulen, deren

Amperewindungen sich den äußeren sichtbaren Amperewindungen addieren. Die Kraftflußdichte $\mathfrak{B}$ ist erhöht, weil die Feldstärke $\mathfrak{H}$ durch die Vergrößerung der Amperewindungszahl zugenommen hat. Das gilt in unserer

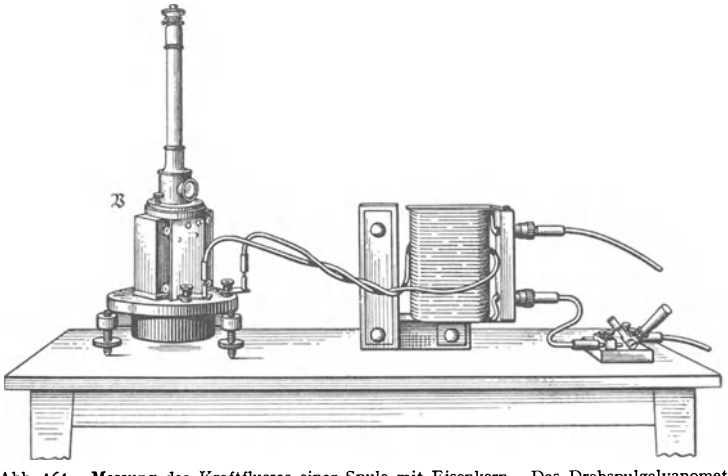


Abb. 161. Messung des Kraftflusses einer Spule mit Eisenkern. Das Drehspulgalvanometer wieder nach dem Schema der Abb. 8. Das Fenster für den Spiegel an der Drehspule befindet sich rechts unten am Fuß der Säule.

Auffassung sowohl für die von Eisen wie für die von Luft angefüllten Teile des Feldes.

Auf welche Zahlenwerte der Kraftfluß B durch das Eisen erhöht wird, können wir ohne quantitative Beherrschung der Molekularströme nicht im voraus

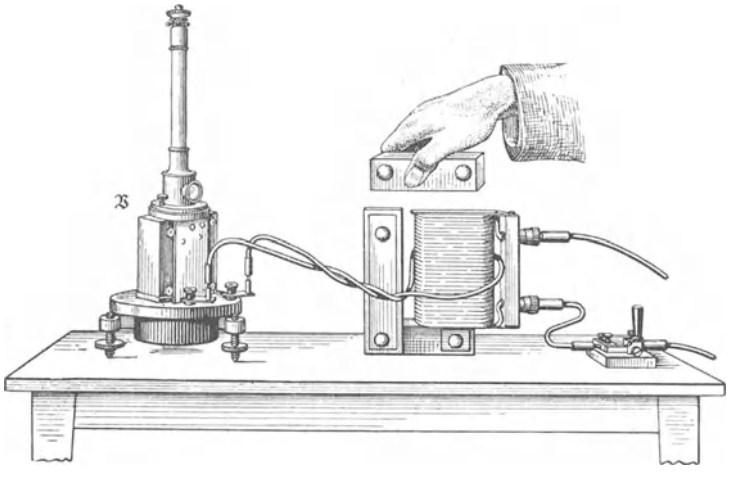


Abb. 162. Veränderung des Kraftflusses einer Spule mit Eisenkern durch Veränderung des „Eisenschlusses".

rechnerisch angeben. Wohl aber können wir den Kraftfluß bzw. seine Dichte jederzeit mit Hilfe einer Induktionsspule und der Gleichung (28) messen. Das haben wir eben bei der Erläuterung der Abb. 161 und 162 gesehen. Man findet so bei beliebigem Eisenquerschnitt Werte der Kraftflußdichte $\mathfrak{B}$ bis hinauf zu etwa $2 \cdot 10^{-4}$ Voltsek./cm^2. In Magnetfeldern von sehr kleinem Querschnitt

kann man noch weiter kommen. Man greift zu einer eigentümlichen kegelförmigen Querschnittsverminderung des Eisens. Das zeigt die Abb. 163. Man erreicht so im „Luftspalt" Kraftflußdichten bis zu $6 \cdot 10^{-4}$ Voltsek./cm², leider jedoch selten in einem Bereich von mehr als 1 cm² Querschnitt und wenigen Millimetern Tiefe.

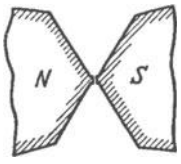


Abb. 163. Polschuhe eines Elektromagneten zur Herstellung einer großen Kraftfluß-dichte.

§ 51. Der magnetische Kreis. Die Rolle des Eisens bei der Herstellung und Verwertung des magnetischen Kraftflusses ist im Grundsatz einfach (§ 50). Beim praktischen Bau der Apparate und Maschinen aber bringt das Eisen mancherlei Schwierigkeiten mit sich. Dieser und der folgende Paragraph erläutern kurz die Aufgaben, die der Technik aus der Verwendung des Eisens erwachsen. Es handelt sich dabei um mehr technische Probleme. Ihre Kenntnis ist für das Verständnis der späteren Kapitel nicht notwendig.

Die Technik braucht für ihre Konstruktionen Zahlenwerte des Kraftflusses. Sie kann nicht ständig herumprobieren und messen. Sie kann auch nicht warten, bis man den Mechanismus der Molekularströme quantitativ beherrscht. Die Technik braucht ein bequemes Verfahren, um bei Kombination von Spulenfeldern und molekularen Eisenfeldern die B-Werte rasch berechnen zu können. Diesem Zweck dient das Verfahren des magnetischen Kreises.

Es besteht in folgendem: Die Existenz der Molekularströme wird ignoriert. Die Feldstärke $\mathfrak{H}$ in der eisengefüllten Spule gilt als die gleiche, wie ohne den Eisenkern. Sie wird einfach aus Amperewindungszahl durch Spulenlänge berechnet, z. B. für die Ringspule der Abb. 140.

Die Beobachtung ergebe einen gegenüber Luft etwa 100mal vergrößerten Kraftfluß. Diese Beobachtung wird an Hand von Gleichung (21a) dahin gedeutet, daß Eisen eine 100mal größere Permeabilität besitzt als Luft oder die Mehrzahl aller anderen Substanzen. Das ist an sich einwandfrei, aber rein formal.

Macht man sich diese Betrachtungsweise zu eigen, so kann man die Definitionsgleichung des Kraftflusses

$$B = \mu \mathfrak{H} F \tag{28}$$

für den Fall der Ringspule folgendermaßen umformen:

$$B = \mu \frac{i\,n}{l} \cdot F,$$

$i\,n$ = Amperewindungszahl, l = Länge der Spule,

$$B = \frac{i \cdot n}{\left(\frac{l}{\mu F}\right)}. \tag{29}$$

$i\,n$ ist nach Gleichung (23a) die magnetische Spannung M. Den Nenner der Gleichung nennt man den magnetischen Widerstand, also

$$W_m = \frac{l}{\mu F}, \tag{29a}$$

in offensichtlicher, wenngleich rein formaler Analogie zum Ohmschen Gesetz (vgl. Gl. 49).

Dann lautet Gleichung (29) in Worten: Der Kraftfluß ist gleich der magnetischen Spannung dividiert durch den magnetischen Widerstand.

Der wesentliche Punkt ist, daß sich der magnetische Widerstand in leidlich homogenen Feldern additiv aus den $l/\mu F$-Werten der einzelnen Teilstücke des magnetischen Kreises zusammensetzen läßt. Hat der „Kreis" etwa wie in

Abb. 159 einen Luftspalt der Länge d, so gilt für den gesamten magnetischen Widerstand

$$W_m = \frac{1}{F}\left(\frac{l_{Fe}}{\mu_{Fe}} + \frac{d_{\text{Luft}}}{\mu_{\text{Luft}}}\right). \tag{29b}$$

Für μ_{Fe} nannten wir oben den Wert $100\,\mu_{\text{Luft}}$ oder $\mu_{Fe} = 100$. Ist $d = {}^1/_{100}\,l$, ist der Eisenkreis nur auf ${}^1/_{100}$ seiner Länge durch Luft unterbrochen, so ist bereits der magnetische Widerstand verdoppelt, der verfügbare Kraftfluß auf die Hälfte verkleinert. Infolgedessen benutzt die Technik möglichst enge Luftspalte, wenn es hohe Kraftflüsse zu erreichen gilt.

Die Betrachtung des magnetischen Kreises läßt sich für Magnetfelder komplizierterer geometrischer Gestalt erweitern, Gleichung (29b) genügt jedoch schon für viele Überschlagsrechnungen.

§ 52. Die Permeabilität des Eisens und die Hysteresisschleife. Nach § 50 wird die Kraftflußdichte $\mathfrak{B}$ einer Spule durch Eisen stark erhöht. Gleiches gilt für die anderen „Ferromagnetika". Das sind Ni, Co und die Mn-haltigen „HEUSLERschen Legierungen". — Den Tatbestand kann man in zwei verschiedenen Auffassungen deuten:

Nach der ersten bleibt der praktisch universale Wert der Permeabilität ungeändert. Doch wird die Feldstärke in der Spule durch die vielen Amperewindungen der Molekularströme stark erhöht. — Diese Auffassung wird für unsere nur qualitativen Betrachtungen bevorzugt.

Die zweite Auffassung ignoriert die Existenz der Molekularströme. Sie berechnet die Feldstärke $\mathfrak{H}$ aus den sichtbaren Amperewindungen der Spule und schreibt dem Eisen eine Permeabilität zu, die von einer anderen Größenordnung als die aller anderen Substanzen ist. Eisen soll, in den Beispielen des § 51 auf Luft oder Vakuum bezogen, eine relative Permeabilität von ca. 100 haben. Diese zweite Betrachtungsweise macht sich die Technik zu eigen. Sie erreicht dadurch den Vorteil, ihre magnetischen Kreise mit mehr oder minder guter Annäherung berechnen zu können.

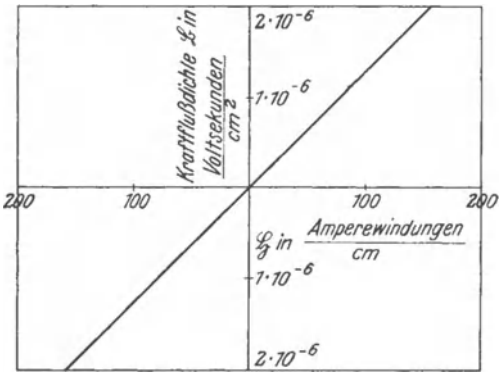


Abb. 164. Zusammenhang von magnetischer Feldstärke $\mathfrak{H}$ und Kraftflußdichte $\mathfrak{B}$ für eine paramagnetische oder diamagnetische Substanz.

Leider sind damit aber keineswegs die Schwierigkeiten überwunden, die die Verwendung von Eisen bei der technischen Ausnutzung magnetischer Felder mit sich bringt. Es kommt noch eine lästige Komplikation hinzu: die formal definierte hohe Permeabilität des Eisens ist auch nicht angenähert eine Konstante. Sie hängt von der benutzten Feldstärke $\mathfrak{H}$ und sogar von der Vorgeschichte des Eisens ab. Das soll durch die Gegenüberstellung der Abb. 164 und 165 erläutert werden.

In beiden Abbildungen enthält die Abszisse die Feldstärke $\mathfrak{H}$, wie man sie z. B. für die Ringspule der Abb. 140 aus Stromstärke, Windungszahl und Spulenlänge berechnet. In beiden geben die Ordinaten die Kraftflußdichten $\mathfrak{B}$, also die Zahl der Voltsekunden, die in der Einheitsspule (S. 95) induziert werden.

Abb. 164 bezieht sich auf eine beliebige Substanz, etwa Holz oder Messing, deren Permeabilität praktisch gleich dem universellen Wert $1{,}256\cdot10^{-8}$ Volt-

sekunden/Amperezentimeter ist (vgl. Tabelle 2). Der Zusammenhang von $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H}$ wird durch eine Gerade dargestellt. $\mathfrak{B}$ ist in jedem Falle der Feldstärke $\mathfrak{H}$ proportional. Es gilt streng $\mathfrak{B} = \mu \mathfrak{H}$. Die Gerade bleibt ungeändert, wenn $\mathfrak{H}$ durch Änderung des Spulenstromes nach Größe und Richtung periodisch variiert, wenn also z. B. das Feld der Spule durch Wechselstrom erzeugt wird.

Ganz anders die Abb. 165. Sie gilt für Eisen und zeigt Messungen für zwei verschiedene Eisensorten. Statt der Geraden haben wir eine komplizierte Schleife. Man nennt sie die Hysteresisschleife. Zu jedem Wert von $\mathfrak{H}$ gehört nicht ein Wert von $\mathfrak{B}$, sondern man findet deren zwei. Welcher von beiden in Frage

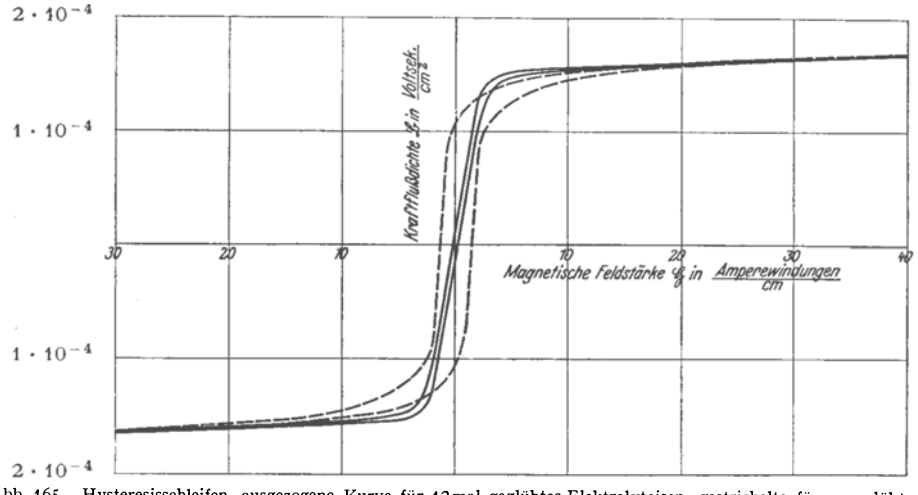


Abb. 165. Hysteresisschleifen, ausgezogene Kurve für 12mal geglühtes Elektrolyteisen, gestrichelte für ungeglühten Dynamostahl.

kommt, hängt von der magnetischen Vorgeschichte ab. Messen wir die $\mathfrak{B}$-Werte der Reihe nach bei steigenden positiven $\mathfrak{H}$-Werten, so gilt der rechte Kurvenast. Im molekularen Bilde bedeutet dies zunehmende Parallelstellung der Molekularströme. Bei $\mathfrak{H}$ = ca. 20 Amperewindungen/cm erreicht $\mathfrak{B}$ einen Sättigungswert. Es sind alle Molekularströme parallel gerichtet. $\mathfrak{B}$ wächst nicht mehr merklich, wenn $\mathfrak{H}$ weiter erhöht wird.

Setzt man nun die Messungen mit sinkenden $\mathfrak{H}$-Werten fort, so liegen die beobachteten $\mathfrak{B}$-Werte auf dem linken Kurvenast. $\mathfrak{B}$ behält einen endlichen Wert auch für das Feld $\mathfrak{H} = 0$. Ein Teil der Molekularströme behält auch ohne Spulenfeld die zuvor erhaltene Vorzugsstellung bei. Das Eisen ist zu einem permanenten Magneten geworden. Fährt man dann mit langsam wachsenden negativen Feldstärken $\mathfrak{H}$ fort, so folgt das Kurvenstück links unten. Man verfolgt es bis zur Sättigung und so fort in beliebiger Wiederholung.

Nach Abb. 165 ist also beim Eisen von einer Konstanz des Quotienten $\mathfrak{B}/\mathfrak{H}$, den die Technik als μ_{Fe} definiert[1]), keine Rede. Man kann der Abb. 165 nur einen Mittelwert entnehmen, der zu einer bestimmten Feldstärke $\mathfrak{H}$ gehört. Man hat daher bei der Berechnung magnetischer Kreise für jede verfügbare Feldstärke $\mathfrak{H}$ einen anderen Wert von μ_{Fe} einzusetzen. Das ist zwar nicht gerade bequem, aber schließlich nebensächlich.

Doch ist mit der Gestalt der Hysteresisschleife für Eisen ein weiterer Übelstand verknüpft, der die Technik oft vor schwierige Aufgaben stellt. Die Technik

[1]) Die Zahlenangaben der Literatur sind fast ausnahmslos Relativwerte der Permeabilität, sie sind auf die Permeabilität der Luft als Einheit bezogen (vgl. S. 81).

muß häufig mit Magnetfeldern arbeiten, deren Größe und Richtung ständig wechselt. Das ist z. B. der Fall, wenn die Magnetfelder durch Wechselströme erzeugt werden.

Während jeder vollen Periode wird einmal die ganze Kurve der Abb. 165 durchlaufen. Während jeder Periode werden die Molekularströme oder -kreisel um 360° herumgelegt. Diese Bewegung der Molekularströme erfordert Arbeit gegen irgendwelche reibungsartige Widerstände. Diese Arbeit muß dauernd vom Strom der Spule geliefert werden. Wir beobachten sie als Erwärmung oder oft auch starke Erhitzung des Eisens im magnetischen Wechselfeld.

Der Betrag dieser Arbeit für jede einzelne Periode folgt direkt aus Abb. 165. Er ist pro Kubikzentimeter Eisen gleich dem Flächeninhalt der Hysteresisschleife. Denn diese Fläche wird durch ein Produkt $\mathfrak{B} \cdot \mathfrak{H}$ gemessen. Das gibt

$$\frac{\text{Voltsekunden}}{\text{cm}^2} \cdot \frac{\text{Amperewindungszahl}}{\text{cm}} = \frac{\text{Voltamperesekunden}}{\text{cm}^3},$$

also die Zahl der Voltamperesekunden pro Kubikzentimeter Eisen.

Der durch den Flächeninhalt der Hysteresisschleife dargestellte Energiebetrag wird bei jeder vollen Periode verbraucht. Er bedeutet also einen um so größeren als Erwärmung störenden Energieverlust, je höher die Zahl der Perioden pro Sekunde (also die Frequenz) ist. Es gibt nur ein Mittel zur Bekämpfung dieser Störung, nämlich die Verwendung solcher Eisensorten oder -legierungen, die, etwa wie in Abb. 165, eine recht schlanke Hysteresisschleife besitzen. — Die Elektrotechnik hat also außer den mechanischen Qualitäten ihrer Eisen- und Stahlsorten auch ihre magnetischen Eigenschaften eingehend zu berücksichtigen.

Zum Schluß noch eine grundsätzliche Bemerkung: Man bezeichnet gelegentlich Eisen und die andern „Ferromagnetika" als Substanzen mit extrem entwickelten paramagnetischen Eigenschaften. Diese Darstellung ist aber nur bedingt richtig. Bei paramagnetischen Substanzen ist die Permeabilität eine für die Moleküle der Substanz charakteristische Größe. Bei Eisen, Stahl usw. hängt ihr jeweiliger Wert entscheidend vom Einbau der Moleküle in das Kristallgefüge des festen Körpers ab. Schon sehr geringfügige Änderungen im Kristallgitter oder -gefüge, z. B. kleine Ausdehnungen durch Erwärmung ändern die Permeabilität und die Form der Hysteresisschleife erheblich. So gibt es beispielsweise Eisen-Nickellegierungen, die bei Zimmertemperatur ohne weiteres von den Polen eines Stabmagneten getragen werden, beim Eintauchen in kochendes Wasser jedoch abfallen.

Der Einfluß der Kristall- und Gitterstruktur auf die Permeabilität der Ferromagnetika bildet den Gegenstand sehr wichtiger, aber keineswegs abgeschlossener Untersuchungen.

§ 53. Die Selbstinduktion. Als Selbstinduktion bezeichnet man eine besondere Form des Induktionsvorganges. Die Kenntnis dieser Erscheinung ist für das Verständnis der modernen Elektrizitätslehre von allergrößter Bedeutung.

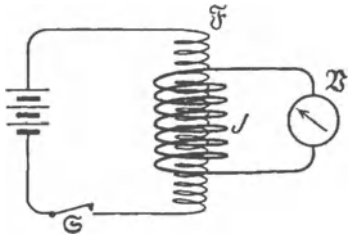


Abb. 166. Schema eines Induktionsversuches.

Bei der Darstellung der Induktionserscheinungen haben wir unter anderen auch den in Abb. 166 skizzierten Versuch gemacht. Die stromdurchflossene Spule $\mathfrak{F}$ liefert uns einen Kraftfluß. Seine Änderung, z. B. durch Stromunterbrechung, induziert in der Induktionsspule J eine Anzahl Voltsekunden. —

Nun durchsetzt aber der Kraftfluß nicht nur die Windungen der Induktionsspule J,

sondern ebenso die der Feldspule $\mathfrak{F}$. Demnach müßte jede Kraftflußänderung auch in den Windungen der Feldspule Spannungen induzieren. Das ist in der Tat der Fall. Man nennt diesen Induktionsvorgang die Selbstinduktion. Im Vorgang der Selbstinduktion induziert also das sich ändernde Magnetfeld eine Spannung im eigenen Leiter. — Wir geben zwei einfache Versuche zum Nachweis der Selbstinduktion:

Die Abb. 167a zeigt eine Drahtspule $\mathfrak{F}$ von etwa 300 Windungen. Zur Vergrößerung des Kraftflusses enthält sie einen geschlossenen rechteckigen Eisenkern. Die Spulenenden sind mit einem Akkumulator und mit einem kleinen Drehspulvoltmeter $\mathfrak{V}$ verbunden. Das Voltmeter zeigt die 2 Volt des Akkumulators. Unterbrechen wir den Strom mit dem Schalter $\mathfrak{S}$, so verschwindet der Kraftfluß plötzlich.

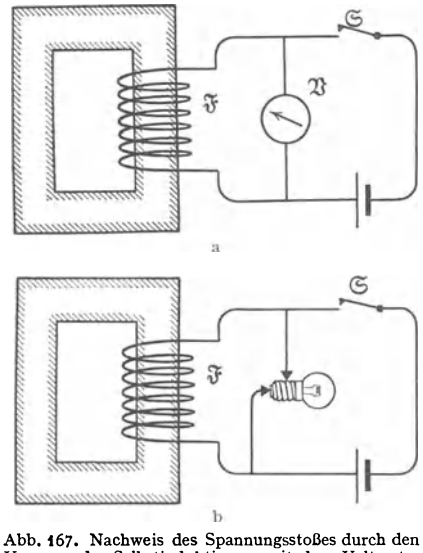


Abb. 167. Nachweis des Spannungsstoßes durch den Vorgang der Selbstinduktion, a mit dem Voltmeter $\mathfrak{V}$, b mit einer Glühlampe. (Spule mit Eisenkern wie in Abb. 162.)

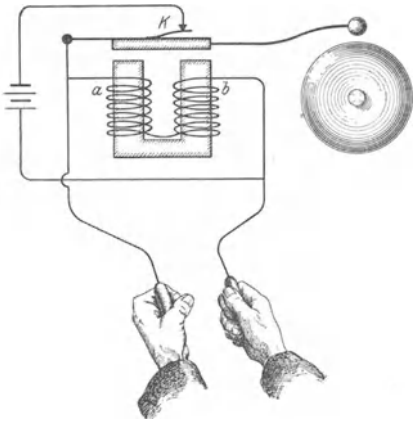


Abb. 168. Nachweis der Selbstinduktion mit einer Hausklingel.

Gleichzeitig zeigt das Voltmeter einen Spannungsstoß bis zu etwa 20 Volt. Die Spannung infolge der Selbstinduktion erreicht also einen etwa 10mal höheren Wert als die ursprüngliche des Akkumulators. Hat man kein Drehspulvoltmeter hinreichend geringer Trägheit zur Hand, so nimmt man statt seiner ein 6-Volt-Glühlampchen (Abb. 167b). Solange der Strom geschlossen ist, glüht der Faden nur dunkelrot. Er blitzt aber in heller Weißglut auf, sobald man durch Öffnen des Schalters den Selbstinduktionsvorgang auslöst. Das weißglühende Lämpchen zeigt uns sinnfällig die Energie, die im Magnetfeld der Spule aufgespeichert war.

Eine kleine Abart des Versuches ist in der Abb. 168 abgebildet. Die Skizze zeigt die altbekannte elektrische Hausklingel mit dem „WAGNERschen Hammer". *K* ist der federnde Kontakt, der bei jeder Klöppelschwingung den Strom unterbricht. An den Enden *a* und *b* der Spule sind zwei Drähte mit Griffen angeschlossen, die die Versuchsperson in die Hand nimmt. Läuft die Glocke, so erzeugt jede Unterbrechung durch Selbstinduktion einen Spannungsstoß, der in den Muskeln einen kräftig fühlbaren Strom hervorruft. — Beiläufig sei angemerkt, daß die ältere Literatur einen durch einen Selbstinduktionsvorgang hervorgerufenen Strom einen „Extrastrom" nennt. Solche überflüssige Worte halten sich erstaunlich lange.

Die Zahl der in einer Spule induzierten Voltsekunden hängt von zwei Größen ab: erstens der Kraftflußänderung und zweitens der Gestalt der Spule.

Bei Magnetfeldern von Spulen oder beliebigen Leitern ist die Kraftflußänderung bedingt durch $i_1 - i_2$, die Differenz der Ströme bei Beginn und bei Schluß des Vorganges. Daher schreibt man

$$\text{Zahl der Voltsekunden} = L \cdot (i_1 - i_2) \tag{30}$$

und nennt den Proportionalitätsfaktor L den Selbstinduktionskoeffizienten. Die Spule spielt, wie wir schon wissen, bei der Selbstinduktion eine doppelte Rolle: erstens als Feldspule, die den Kraftfluß erzeugt, zweitens als Induktionsspule, in der dieser Kraftfluß die Voltsekunden induziert. Beiden Funktionen der Spule trägt L Rechnung.

Das sieht man bequem, wenn man den Selbstinduktionskoeffizienten L für einen einfachen Fall, nämlich eine gestreckte Spule mit homogenem Magnetfeld, berechnet.

Q sei der Querschnitt der Spule, l ihre Länge, n die Gesamtzahl ihrer Windungen.

Zunächst betrachten wir die Spule als Feldspule. Der Strom i_1 erzeugt in ihr das Magnetfeld

$$\mathfrak{H}_1 = \frac{n i_1}{l} . \tag{20}$$

Dies Feld hat nach Gleichung (28) den Kraftfluß

$$B_1 = \mu \mathfrak{H}_1 F = \frac{\mu n i_1 F}{l} .$$

Ändert sich i_1 um den Betrag $i_1 - i_2$, so beträgt die Kraftflußänderung

$$B_1 - B_2 = \frac{\mu n F}{l} (i_1 - i_2) .$$

Jetzt betrachten wir die Spule als Induktionsspule. Ihre sämtlichen n Windungen werden von der Kraftflußänderung $B_1 - B_2$ durchsetzt. Also entsteht in ihren n Windungen eine

$$\text{Anzahl Voltsekunden} = n \cdot (B_1 - B_2) = \frac{\mu n^2 \cdot F}{l} \cdot (i_1 - i_2) .$$

Ein Vergleich mit (30) ergibt als den gesuchten Selbstinduktionskoeffizienten der Spule

$$L = \frac{\mu n^2 F}{l} . \tag{31}$$

L hat nach Gleichung (30) eine einfache physikalische Bedeutung: der Selbstinduktionskoeffizient L ist die Zahl der Voltsekunden, die in dem Leiter bei einer Stromänderung um 1 Ampere induziert werden.

L wird also in Voltsekunden/Ampere gemessen. Oft schreibt man statt Voltsekunden/Ampere die sprachliche Kürzung „Henry". — Unsere in Abb. 167a benutzte Spule mit geschlossenem Eisenkern hatte beispielsweise eine Selbstinduktion von rund $^1/_3$ Henry.

Wie am Eingang dieses Paragraphen sei auch am Schluß noch einmal auf die außerordentliche Bedeutung der „Selbstinduktion" hingewiesen. Man lasse sich nicht durch die Unscheinbarkeit des Versuches täuschen.

§ 54. Die Energie eines Magnetfeldes. Zur Berechnung der Energie des elektrischen Feldes haben wir früher an das homogene Feld eines Plattenkondensators angeknüpft: das elektrische Feld verschwindet spontan unter Arbeitsleistung, zwei Kondensatorplatten ziehen einander an und heben dabei eine Last.

In entsprechender Weise wollen wir die Energie eines Magnetfeldes mit Hilfe des homogenen Feldes einer gestreckten Spule berechnen: das Magnetfeld verschwindet spontan unter Arbeitsleistung, die Spulenwindungen ziehen einander an und heben dabei eine Last.

Dieser bisher noch nicht erwähnte Versuch der gegenseitigen Anziehung der Spulenwindungen ist eine Variante des in der Abb. 9 gezeigten. Der Versuch wird in der Abb. 169 dargestellt. Und zwar in einer Anordnung, in der die Spulenwindungen senkrecht auf- und

niedertanzen, weil die Zusammenziehung der Spule automatisch den Strom bei a unterbricht (Hg-Tauchkontakt).

Die hervorragende Qualität der technischen Isolationsmaterialien läßt das elektrische Feld eines Kondensators aufrechterhalten, ohne daß die Platten dauernd mit einer Stromquelle in Verbindung stehen. — Läßt man die Platten eines solchen Kondensators einander bis zur Berührung anziehen, so wird seine ganze Energie vollständig in Arbeit verwandelt. Auf diese Weise ergab sich früher als Energie des elektrischen Feldes im Kondensator

$$E_e = \tfrac{1}{2} C P^2 \qquad (14a)$$

oder allgemein für ein homogenes Feld $\mathfrak{E}$ im Volumen V

$$E_e = \frac{\varepsilon}{2} \mathfrak{E}^2 \cdot V . \qquad (15)$$

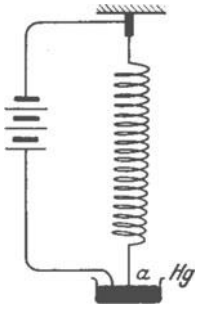


Abb. 169. Zusammenziehung einer stromdurchflossenen Spirale.

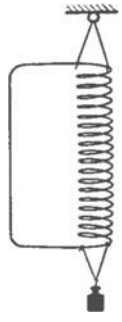


Abb. 170. Zur Berechnung der magnetischen Energie eines Spulenfeldes.

Die Qualität auch des besten technischen Leitermaterials erlaubt es leider nicht, das Magnetfeld einer Spule aufrechtzuerhalten, ohne daß die Enden der Spule dauernd mit einer Stromquelle in Verbindung stehen. Der Strom im Leitungsdraht der Spule besteht in einer Wanderung von Elektrizitätsatomen (vgl. Kapitel VIII). Reibungsartige Widerstände bremsen ständig ihre Bewegung. Das zeigt die unvermeidliche Erwärmung jedes Leiters bei Stromdurchgang. Infolge dieser ständigen Energieverluste kommt ein Strom auch in einer geschlossenen Leitungsbahn rasch zur Ruhe.

Wir abstrahieren von dieser technischen Unvollkommenheit unseres Leitungsmaterials: Die Abb. 170 stelle eine Spule dar, in der ein einmal (etwa durch Induktion) eingeleiteter Strom i unbegrenzt verlustlos weiterfließt. — Die ganze magnetische Energie dieser Spule soll in Hubarbeit verwandelt werden. Die Spule soll sich unter Anheben des Gewichtstückes in einen verschwindend kleinen stromlosen Ring zusammenziehen. Dies Gedankenexperiment läßt sogleich die magnetische Energie der Spule berechnen.

Während der Zusammenziehung tritt in der Spule der Vorgang der Selbstinduktion ein. Durch ihn entsteht ein elektrisches (elekrodynamisches) Feld, das nach dem Lenzschen Gesetz die als Strom laufenden Elektrizitätsatome abbremst, bis i gleich Null geworden ist. Die bei dieser Bremsung vom induzierten elektrischen Felde geleistete Arbeit ist unschwer anzugeben: der vom Anfangswert i auf Null absinkende Strom beträgt im Mittel $i/2$. Der Selbstinduktionsvorgang liefert nach Gleichung (30) $L\,i$ Voltsekunden.

$L\,i$ ist ja die Zeitsumme der Spannung (gemessen in Voltsekunden), die das Magnetfeld des Stromes i bei völligem Verschwinden erzeugen kann, wenn ihm als „Induktionsspule" die eigenen Windungen dienen. Die Art des Verschwindens ist dabei ganz gleichgültig.

Das Produkt $\frac{i}{2} \cdot L\,i = \frac{1}{2} L\,i^2$ Wattsekunden gibt uns demnach die Arbeit, mit der die Elektrizitätsmenge $\frac{i}{2} t$ Amperesekunden durch die Spannung $P = \frac{L\,i}{t}$ Volt des induzierten elektrischen Feldes abgebremst wird.

$$E_m = \tfrac{1}{2} L\,i^2 \qquad (32)$$

ist die gesamte magnetische Energie der Spule, die wir in Abb. 169 beim Verschwinden des Feldes als Hubarbeit gewinnen können. Man beachte die formale Übereinstimmung dieser Beziehung mit Gleichung (14a).

Eine mechanische Analogie wird das Verständnis erleichtern. Ein Schwungrad habe das Trägheitsmoment Θ und rotiere mit der Winkelgeschwindigkeit (oder Kreisfrequenz) ω. Seine kinetische Energie beträgt $\frac{1}{2}\Theta\omega^2$. Um sie zu messen oder nutzbar zu verwerten, wird ein Faden mit einem Gewichtsstück an die Welle geknüpft. Das Schwungrad wickelt den Faden auf die Welle, bremst sich selbst dabei ab, und wir gewinnen die Hubarbeit.

L, der Selbstinduktionskoeffizient der gestreckten Spule, ist nach Gleichung (31) bekannt. Es gilt

$$L = \mu \frac{n^2 F}{l} \qquad (F \text{ Spulenquerschnitt}).$$

Ferner ist nach Gleichung (20) die magnetische Feldstärke

$$\mathfrak{H} = \frac{n i}{l}.$$

Daraus folgt

$$E_m = \frac{\mu}{2} \mathfrak{H}^2 V \text{ Voltamperesekunden.} \tag{33}$$

als Energie eines homogenen Magnetfeldes der Feldstärke $\mathfrak{H}$ im Volumen V. Wieder beachte man die formale Übereinstimmung dieser Beziehung mit Gleichung (15).

Elektrische und magnetische Energie überlagern sich ohne gegenseitige Störung. Man kann daher die Energie beider Felder als „elektromagnetische" Energie zusammenfassen gemäß der Gleichung

$$E = \tfrac{1}{2}(\varepsilon \mathfrak{E}^2 + \mu \mathfrak{H}^2) V. \tag{34}$$

In laxem Sprachgebrauch sagt man übrigens statt elektromagnetischer Energie meist „elektrische".

In stromdurchflossenen Spulen kann man auf die Dauer ohne Mühe Feldstärken $\mathfrak{H}$ von ca. 500 Amperewindungen pro cm aufrechterhalten, also Kraftflußdichten B von ca $6 \cdot 10^{-6}$ Volt/cm². Bei solchem Kraftfluß ist nach Gleichung (33) im Liter ($V = 1000$ cm³) eine Energie von rund 1,6 Wattsekunden enthalten. Das ist auch nicht mehr, als was normalerweise in elektrischen Feldern aufzuspeichern war (vgl. § 33). Nun läßt sich aber die Kraftflußdichte $\mathfrak{B}$ durch Verwendung von Eisen stark erhöhen. Man kann $\mathfrak{B}$-Werte von etwa $1{,}5 \cdot 10^{-4}$ Voltsekunden/cm² erzielen (Abb. 165). Dann sind nach Gleichung (33) ($\mathfrak{H} = \frac{\mathfrak{B}}{\mu}$ setzen!) im Liter rund 1 Kilowattsekunden enthalten.

Die Größe dieser in magnetischen Feldern vorhandenen Energien bedingt die Größe der in magnetischen Feldern herstellbaren Kräfte. Damit bedingt sie weiter die Anwendbarkeit dieser Kräfte im modernen Maschinen- und Apparatebau.

Bei der Herleitung der Gleichung (33) für die Energie eines Magnetfeldes sind wir von dem Magnetfeld einer idealisierten Spule ohne Stromquelle ausgegangen. Das hatte einen einfachen Grund. Die Energie des Magnetfeldes sollte abnehmen, während das Feld mechanische Arbeit leistet. Dieser Fall liegt durchaus nicht bei allen Versuchsanordnungen vor:

Wir greifen noch einmal auf das elektrische Feld zurück. Ist ein Kondensator dauernd mit einer Stromquelle verbunden, so ändern sich die Energieverhältnisse. Das wurde in § 35 dargelegt. Während sich der Kondensator zusammenzieht und die Last hebt, vergrößert sich die Energie seines elektrischen Feldes. Dieser Zuwachs der Feldenergie und die Hubarbeit werden aus dem Energievorrat der Stromquelle bestritten.

Das gleiche gilt für das Magnetfeld. Die Enden einer Spule seien dauernd mit einer Stromquelle verbunden. Während sich die Spule zusammenzieht und die Last hebt, vergrößert sich die Energie ihres magnetischen Feldes.

Denn i, der Strom, bleibt in Gleichung (32) konstant, L aber, der Selbstinduktionskoeffizient, wächst bei einer Verkürzung der Spule. Denn l, die Spulenlänge, steht in Gleichung (31) im Nenner.

§ 55. Kräfte in verschiedenen magnetischen Feldern. 1. Anziehung von zwei Magnetpolen. Der in Abb. 170 schematisch dargestellte Versuch ist nicht ein völlig undurchführbares Gedankenexperiment. § 84 wird zeigen, daß sich z. B. aus Blei bei $-270°$ Drahtspulen herstellen lassen, in denen ein einmal eingeleiteter Strom praktisch unbegrenzt, d. h. viele Tage lang, herumläuft. Bei gewöhnlichen Temperaturen wissen wir derartige widerstandslose Supraleiter wenigstens heute noch nicht herzustellen. Ob es je gelingt, wird die Zukunft lehren. — Doch kennen wir auch bei gewöhnlichen Temperaturen Ströme, die ohne Stromquelle unbegrenzt herumlaufen: die Molekularströme in permanenten Magneten.

Sind in Abb. 171 N und S die Pole zweier Stabmagneten, so ziehen sie einander an und können Arbeit, etwa Hubarbeit, leisten. Diese Hubarbeit kann nur auf Kosten der Energie der Molekularströme entstehen. Die Energie ihres Magnetfeldes nimmt durch die Arbeitsleistung ab, entsprechend dem in Abb. 170 benutzten Gedankengang.

Ist der Abstand der Pole hinreichend klein, ihre Fläche hinreichend groß, so ist das Feld zwischen ihnen homogen. Ein scheibenförmiges Volumen der Dicke x enthält nach Gleichung (33) die magnetische Energie

$$E_m = \frac{\mu}{2} \mathfrak{H}^2 F \cdot x .$$

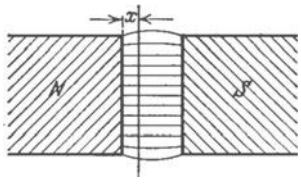


Abb. 171. 2 Magnetpole in kleinem Abstand.

Diese Energie werde in Arbeit verwandelt, indem sich der Polabstand um das kleine Wegstück x vermindert. Dann gilt

$$\text{Arbeit} = \text{Kraft } K \cdot \text{Weg } x = \frac{\mu}{2} \mathfrak{H}^2 F x .$$

oder

$$K = \frac{\mu}{2} \mathfrak{H}^2 \cdot F = \frac{1}{2} \frac{\mathfrak{B}^2}{\mu} \cdot F . \tag{35}$$

Das ist also die Kraft, mit der sich zwei Magnetpole, zwischen denen das homogene Feld herrscht, anziehen.

Wie stets im Volt-Amperemaßsystem erscheint die Kraft auch hier in Vielfachen der namenlosen Einheit 10,2 Kilogrammgewicht. Wünscht man das Ergebnis in Kilogrammgewicht, so ist die rechte Seite der Gleichung (35) mit 10,2 zu multiplizieren. Soll die Kraft in Dynen erscheinen, ist der rechten Seite der Faktor 10^7 hinzuzufügen usw. (vgl. S. 56).

2. Elektromagnet und Anker. Die Technik und das Laboratorium benutzen statt der Pole permanenter Magnete außerordentlich häufig die Pole von Elektromagneten. Elektromagnete sind Spulen, deren Strom durch die Stromquelle aufrecht erhalten wird. Fast ausnahmslos enthalten die Spulen Eisenkerne, um die äußeren sichtbaren Amperewindungen um die Amperewindungen der unsichtbaren Molekularströme zu erhöhen. Die Gleichung (35) gilt unverändert für die Elektromagnete. Es wurde schon früher betont, daß sich die von permanenten Magneten und von stromdurchflossenen Spulen herrührenden Felder in nichts unterscheiden.

Ein Zahlenbeispiel kann nützlich sein. Der Eisenkern der Spule soll mit dem Anker einen sehr gut geschlossenen Eisenschluß bilden. Das geschieht z. B. bei dem in Abb. 172 in halber Größe skizzierten Topfmagneten. Sein Eisenquerschnitt beträgt nur 9 cm². Bei gutem Eisenschluß ist unschwer eine Kraftflußdichte $\mathfrak{B} = 1{,}5 \cdot 10^{-4}$ Voltsekunden/cm² zu

erzielen (Abb. 165). μ beträgt nach S. 80 praktisch universell $1{,}256 \cdot 10^{-8}$ Voltsekunden pro Amperezentimeter. Also trägt der kleine Topfmagnet nach Gleichung (35) rund 90 Kilogrammgewicht. Er trägt also leicht einen Erwachsenen.

3. Kraft auf einen zum Magnetfelde senkrechten, stromdurchflossenen Draht. Wir erinnern an den in Abb. 7 dargestellten Versuch: Ein vom Strom durchflossener Leiter wird senkrecht zu seiner Längsrichtung und senkrecht zu den magnetischen Feldlinien abgelenkt. Das ist das Charakteristische des Vorganges. Die Vorzeichenfrage wird durch die schematische Skizze der Abb. 173 erledigt.

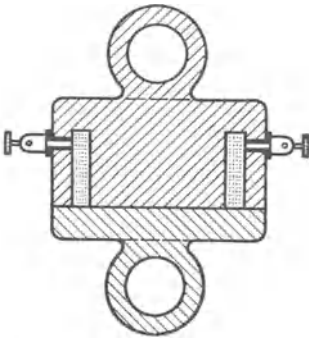


Abb. 172. Hubelektromagnet mit gutem Eisenschluß.

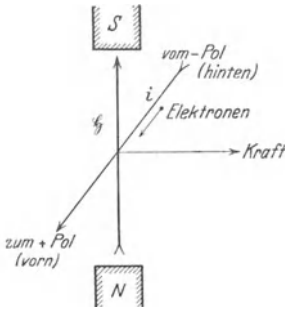


Abb. 173. Kraft auf einen stromdurchflossenen geraden Leiter im Magnetfeld.

Das zugehörige Feldlinienbild ist in Abb. 174 dargestellt. Es entsteht durch Überlagerung der ringförmigen Feldlinien des geraden Leiters (Abb. 4) über die geradlinigen Feldlinien des homogenen Feldes. Der stromdurchflossene Leiter wird aus dem Gebiet der zusammengedrängten Feldlinien herausgedrückt (entgegengesetzt dem Magnus-Effekt in der Aerodynamik, man denke an das Rotorschiff).

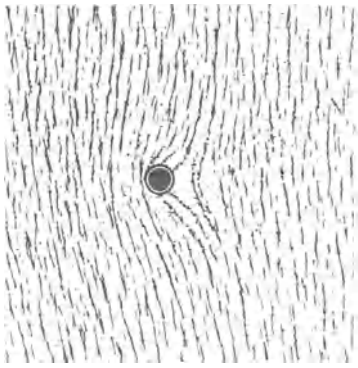


Abb. 174. Ein zur Papierebene senkrechter, stromdurchflossener gerader Leiter im homogenen Magnetfeld. Feldlinien mit Eisenfeilicht dargestellt.

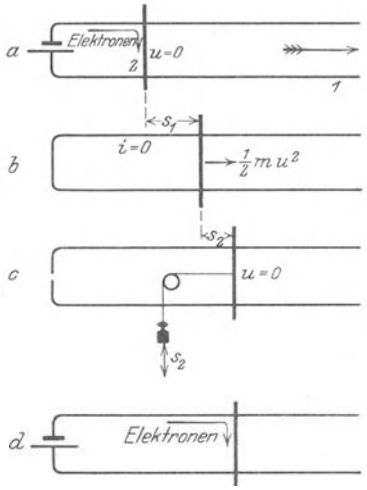


Abb. 175 a—d. Zur Arbeitsleistung eines geraden stromdurchflossenen Leiters 2 (Läufer) in einem zur Papierebene senkrechten homogenen Magnetfeld.

Man tut gut daran, sich diesen Vorgang gründlich klarzumachen. Das erleichert später das Verständnis der Elektromotoren.

In Abb. 175 stehe das Magnetfeld senkrecht zur Papierebene. *1* sei ein langer, rechts offener Drahtbügel. *2* sei ein reibungslos auf ihm verschiebbarer gerader Draht, kurz „Läufer" genannt. Der Widerstand w des ganzen rechteckigen

Drahtkreises sei sehr klein. In das Rechteck sei eine Stromquelle der Spannung P eingeschaltet. Solange der Läufer ruht, fließt durch ihn der „Kurzschlußstrom" $i = P/w$. Seine magnetische Energie ist $\frac{1}{2} L \cdot i^2$, falls L den Selbstinduktionskoeffizienten des Rechteckes bezeichnet. Läßt man den Läufer los, so wird er in der Richtung des gefiederten Pfeiles beschleunigt. Die Rechteckfläche wächst, und daher wird in ihr nach Gleichung (21) eine Spannung P_{ind} induziert. Nach dem LENZschen Gesetz muß diese so gerichtet sein, daß sie die Ursache der Bewegung, also den Lauf der Elektronen, im Läufer bremst. Je höher die Läufergeschwindigkeit steigt, desto mehr nähert sich P_{ind} dem Werte von P, desto kleiner wird i. Wird im Grenzfall endlich $P_{\text{ind}} = P$, so wird i gleich Null. Von nun an fällt die Beschleunigung des Läufers fort, der Läufer fliegt mit konstanter Endgeschwindigkeit u_0 weiter. Die ganze magnetische Energie $\frac{1}{2} L i^2$ ist in kinetische Energie $\frac{1}{2} m u_0^2$ des Läufers verwandelt, und der Läuferstrom i bleibt fortan = Null.

Anders wenn der Läufer Arbeit leistet, im primitivsten Falle Reibungsarbeit. Dann wächst die Geschwindigkeit des Läufers nicht mehr so weit, daß die in ihm induzierte Spannung P_{ind} ganz die der Stromquelle P erreicht. Infolgedessen fließt dauernd ein Strom. Er ist aber viel kleiner als der Kurzschlußstrom.

Der dauernd fließende Strom im Arbeit leistenden Läufer ist unschwer zu verstehen. Am besten denkt man sich den Vorgang intermittierend folgendermaßen in drei Schritte zerlegt:

1. Die Stromquelle der Spannung P wird an den ruhenden Läufer geschaltet, und es werden Elektronen im Betrage q Amperesekunden beschleunigt (Abb. 175a). Dadurch entsteht im Läufer die magnetische Energie $E_m = q P$ Voltamperesekunden.

2. Die Stromquelle wird entfernt und der Läufer im äußeren Magnetfelde $\mathfrak{H}$ längs des Weges s_1 beschleunigt, Abb. 175b. Die dabei induzierte Spannung bremst die Elektronen ab, bis der Läuferstrom gleich Null geworden ist. Dann ist am Schluß des Weges s_1 die gesamte magnetische Energie E_m des Läufers in kinetische Energie des Läufers verwandelt (Abb. 175b).

3. Der Läuferkreis wird geöffnet, Abb. 175c, und die gesamte kinetische Energie des Läufers auf dem Wege s_2 in Arbeit verwandelt, etwa durch Heben einer Last (Abb. 175c). (Außerdem noch Reibungswärme aller Art, also auch Stromwärme.)

Ruht der Läufer am Schluß des Weges s_2, so wird die Stromquelle wieder angeschaltet (Abb. 175d), und das Spiel beginnt von neuem. Erfolgt es n-mal pro Sekunde, so ist nq gleich dem Strom i im kontinuierlich laufenden Läufer. iP ist die elektrische Energie, die der belastete Läufer pro Sekunde in Arbeit (plus Reibungswärme aller Art) verwandelt.

So weit der Mechanismus des Vorganges. — Es bleibt noch die Kraft zu berechnen, die ein vom Strom i durchflossener gerader Draht der Länge l erfährt, wenn er senkrecht zum Magnetfelde der Feldstärke $\mathfrak{H}$ steht.

Man benutzt wieder eine Energiebetrachtung:

Verschiebt sich der Läufer in einer Sekunde um den Weg x, so werden dadurch in ihm nach Gleichung (21) die Spannung $P = \mu \cdot \mathfrak{H} \cdot x \cdot l$ Volt induziert.

Durch diese Spannung P wird die in der Sekunde laufende Elektrizitätsmenge i Amperesekunden gebremst. Das erfordert seitens der Stromquelle eine (als Arbeit gewinnbare) Energielieferung von $i \cdot \mu \cdot \mathfrak{H} \cdot x \cdot l$ Voltamperesekunden. Division dieser Energie durch den Weg x gibt die Kraft, die den Leiter längs des Weges x beschleunigt. Also ist

$$K = i \mu \mathfrak{H} l = i \cdot \mathfrak{B} \cdot l , \tag{36}$$

die Kraft, die ein gerader Draht der Länge l im Magnetfelde erfährt, wenn er, senkrecht zu den Feldlinien stehend, vom Strome i durchflossen wird. Wegen der Einheiten siehe das unter 1. Gesagte.

4. Das Drehmoment eines Magnetfeldes auf eine zu ihm senkrechte, stromdurchflossene Spule. Wir erinnern an den in Abb. 8 dargestellten Versuch. Die Spule dreht sich so, daß ihre Fläche senkrecht von den Feldlinien des Magnetfeldes durchsetzt wird. Die Vorzeichenfrage wird durch die schematische Skizze der Abb. 176a erledigt.

Das zugehörige Feldlinienbild ist in der Abb. 176b dargestellt. Es entsteht durch Überlagerung der Feldlinien einer Spulenwindung (Abb. 117) über die geradlinigen Feldlinien des benutzten homogenen Magnetfeldes.

Das Drehmoment beträgt:

$$D = 10{,}2 \cdot \mathfrak{B} \cdot i \cdot n \cdot F \left.\begin{array}{l}\text{Kilo-}\\ \text{grammgewicht} \cdot \text{Zentimeter}\end{array}\right\} \quad (34)$$

(F = Fläche, n = Windungszahl der Spule. Wegen des Zahlenfaktors siehe 1. dieses Paragraphen).

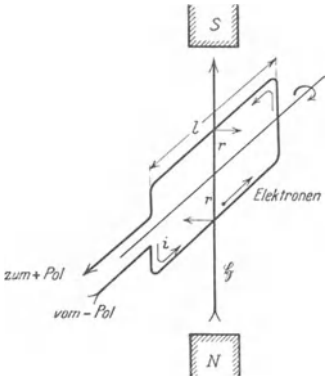


Abb. 176a. Drehmoment auf eine stromdurchflossene Spule im homogenen Magnetfelde.

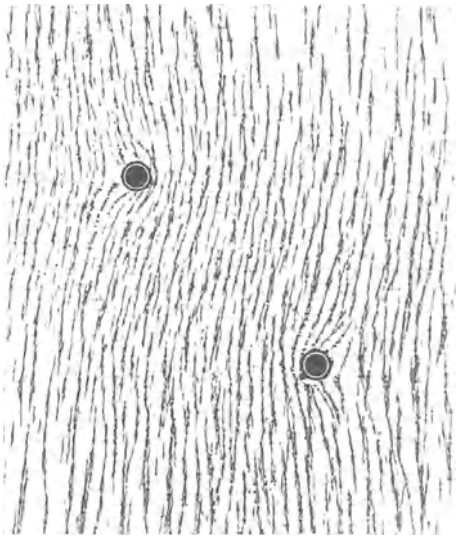


Abb. 176b. Eine zur Papierebene senkrechte stromdurchflossene Spule im homogenen Magnetfelde.

Es folgt sofort aus Gleichung (36). Wir haben für jede der n Windungen zweimal die Kraft $\mathfrak{B} \cdot i \cdot l$ am Hebelarm r (s. Abb. 176) angreifend. Das Produkt $2rl$ gibt die Spulenfläche F.

Statt Gleichung (34) schreibt man oft

$$D = \mathfrak{B} \cdot \mathfrak{M}, \quad (37a)$$

indem man $i \cdot n \cdot F$ als das magnetische Moment $\mathfrak{M}$ der Spule definiert. Analog spricht man von dem magnetischen Moment eines permanenten Stabmagneten. Man meint damit das Produkt $i\,n\,F$ einer Spule, durch die man den Stabmagneten ersetzen kann (§ 38), oder die Summe der magnetischen Momente der gerichteten Molekularströme.

5. Bewegung para- und diamagnetischer Körper im magnetischen Felde. μ, die Permeabilität des Vakuums und praktisch auch der Luft, ist nach § 44 $= 1{,}256 \cdot 10^{-8}$ Voltsekunden/Amperezentimeter. — In para-

magnetischen Körpern ist μ etwas größer, in diamagnetischen etwas kleiner als der genannte Wert. Man vergleiche die Tabelle 2 auf Seite 81.

Experimentell stellen wir folgendes fest:

a) In inhomogenen Feldern werden paramagnetische Körper in das Gebiet größter, diamagnetische Körper in das Gebiet kleinster Feldstärke hineingezogen.

b) Im homogenen Magnetfelde stellen sich längliche, paramagnetische Körper parallel, längliche diamagnetische Körper quer zur Richtung der Feldlinien.

Die Erscheinungen an paramagnetischen Körpern entsprechen durchaus denjenigen, die wir früher an Isolatoren im elektrischen Felde behandelt haben. Man kann aber auch diamagnetische Erscheinungen im elektrischen Felde nachahmen: Man bringt Körper kleiner Dielektrizitätskonstante in einen Kondensator, der ein flüssiges Dielektrikum hoher Dielektrizitätskonstante enthält.

Für den Fall a) ist leicht eine Erklärung zu geben. Das Magnetfeld wird von einer Stromquelle aufrechterhalten. Also verlaufen die Bewegungsvorgänge so, daß sich die Feldenergie auf Kosten der Stromquelle erhöht (vgl. S. 106). Nach Gleichung (33) steckt im Volumenelement V der Feldstärke $\mathfrak{H}$ die Energie

$$E_m = \frac{\mu}{2} \mathfrak{H}^2 \cdot V .$$

Die Energie des ganzen Magnetfeldes wird am meisten erhöht, wenn ein Volumenelement größter Feldstärke $\mathfrak{H}$ mit einem paramagnetischen Körper ausgefüllt wird. Umgekehrt wird ein diamagnetischer Körper aus dem Felde herausgedrückt oder zum mindesten in ein Gebiet möglichst kleiner Feldstärke verlagert. Erhält doch das von dem diamagnetischen Körper befreite Gebiet dadurch eine höhere Energie.

Der Fall b) läuft im Grundsatz auf das gleiche heraus. Nur muß man bei der Berechnung der ganzen Feldenergie die Verzerrung des Feldes berücksichtigen. Ein paramagnetischer Körper z. B. ändert das Feld dem Sinne nach ebenso, wie es in Abb. 131 und 132 für das „stark paramagnetische" (oder „ferromagnetische") Eisen gezeigt ist.

VI. Anwendungen des Kraftflusses, insbesondere Generatoren und Motoren.

§ 56. Generatoren. Die Ausnutzung des magnetischen Kraftflusses bildet den Hauptinhalt der modernen Elektrotechnik. Wir bringen in diesem und den folgenden Paragraphen 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. Kein Anfänger ahnt, was an Scharfsinn, Fleiß und Ausdauer aufgebracht werden muß, um einen noch so klaren physikalischen Einfall bis zur technischen Brauchbarkeit durchzuarbeiten.

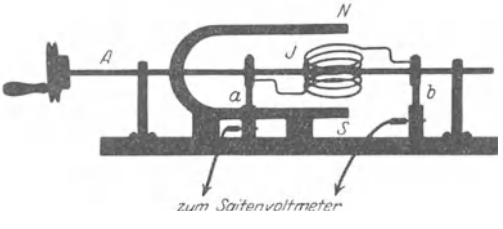


Abb. 177. Wechselstromgenerator mit Außenpolen.

Wir beginnen mit den Generatoren, den wichtigsten der Stromquellen, die uns mechanische Arbeit in elektrische Energie verwandeln. — Bei allen Generatoren ändert man den eine Spule durchsetzenden Kraftfluß durch periodische Bewegungen. Die dadurch in der Spule induzierten Spannungen benutzt man zur Erzeugung von Strömen. Die periodischen Bewegungen ändern den Kraftfluß in der Spule in zwei uns bereits bekannten Weisen:

1. durch Drehung oder Verschiebung der Spule relativ zum Magnetfeld (Abb. 135),

2. durch Änderung des Eisenschlusses (Abb. 162).

In der Regel werden beide Vorgänge gleichzeitig angewandt. Wir erläutern das an einigen Ausführungsformen.

a) Der Wechselstromgenerator mit Außenpolen (Abb. 177). Eine Spule J wird um die Achse A in einem Magnetfelde beliebiger Herkunft herumgedreht. Die Enden der Spule führen zu zwei Schleifringen, auf denen zwei Kontakte a und b schleifen. Ihre Träger bilden die zum Anschluß der Leitungen dienenden Polklemmen der Maschine. Zwischen ihnen herrscht eine Wechselspannung. Wir haben bei der Rotation der Spule J nur eine periodische Wiederholung unseres einfachen Induktionsversuches (§ 43).

Wir verbinden die beiden Polklemmen der Maschine mit einem Saitenvoltmeter und verfolgen bei langsamer Drehung den zeitlichen Verlauf der Spannung.

Ist im Sonderfall das Magnetfeld homogen und die Rotation gleichförmig, so ist die Wechselspannung sinusförmig (Abb. 178a). Die Frequenz n ist gleich der Anzahl der Umläufe pro Sekunde.

In der praktischen Ausführung bekommt die Spule einen gemäß Abb. 179 gestalteten Eisenkern. Spule und Kern zusammen bilden den Läufer. Diese Bauart wird z. B. für Zündmaschinen der Explosionsmotoren und im Fernsprechbetrieb zum Wecken mit Kurbelanruf benutzt.

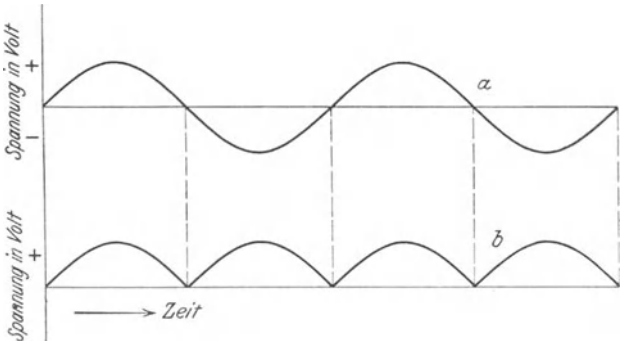


Abb. 178. *a*) Sinusförmige Wechselspannung eines Wechelstromgenerators. *b*) Spannungskurve eines Gleichstromgenerators mit einem einfachen Spulenläufer.

b) Der Gleichstromgenerator. Die Abb. 180 zeigt wiederum im Schattenriß ein Vorführungsmodell. Die Schleifringe des Wechselstromgenerators werden durch einen „Kommutator" oder „Kollektor" K ersetzt. Das ist ein einfaches Schaltwerk, das nach je einer Halbdrehung die Verbindung zwischen Spulenenden und Polklemmen vertauscht. Dadurch werden die unteren

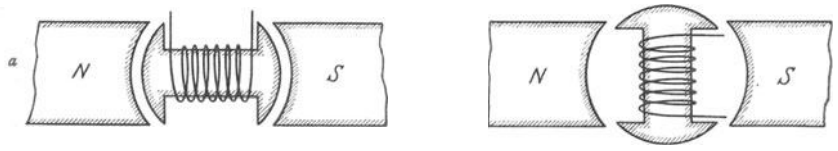


Abb. 179. Eisenkerne von Feld und Läuferspule eines Generators; bei *a* ist der Kraftfluß groß, bei *b* klein.

Kurvenhälften der Abb. 178a nach oben geklappt. Es entsteht die Spannungskurve der Abb. 178b. Die Spannung schwankt zwischen Null und einem Höchstwert, aber das Vorzeichen bleibt dauernd dasselbe.

c) Der Gleichstromgenerator mit Trommelläufer. Stört, wie in der Regel, die bogenförmige Spannungskurve der Abb. 178b, so nimmt man statt einer Spule J deren mehrere. Sie werden um den gleichen Winkel gegeneinander versetzt. Wir haben statt des „Spulenläufers" einen „Trommelläufer". Die Abb. 181 zeigt ein Schema mit zwei Spulenpaaren und einem vierfach unterteilten Kollektor. Jetzt überlagern sich in diesem Beispiel zwei der in Abb. 178b gezeichneten Kurven in der Art, wie es Abb. 182 veranschaulicht. Als Ergebnis erscheint die schon

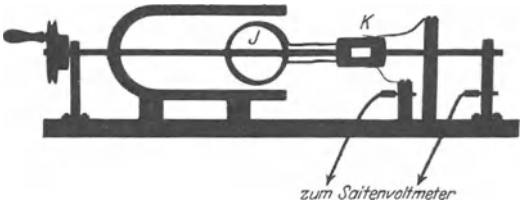


Abb. 180. Gleichstromgenerator mit einfachem Spulenläufer und permanentem Feldmagneten.

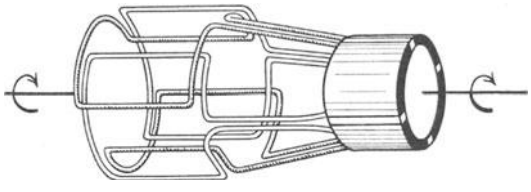


Abb. 181. Trommelläufer mit 2 Spulenpaaren.

besser konstante Gleichspannung der Kurve 182b. Wir schematisieren fortan einen Trommelläufer mit seinen Schleifkontakten oder Bürsten durch das Bild der Abb. 183.

Abb. 194 zeigt eine im Unterricht weitverbreitete Ausführung eines Gleichstromgenerators mit Trommelläufer. Es ist ein altertümliches Modell. Der Trommelläufer besteht aus 9 Spulenpaaren. Das Magnetfeld wird von 2×25 Hufeisenstahlmagneten geliefert.

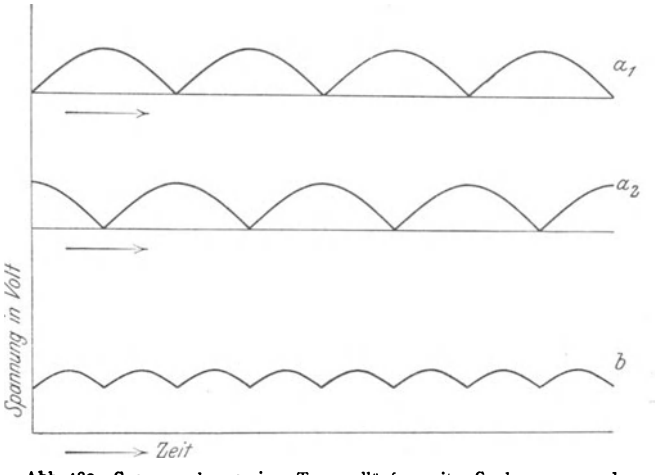


Abb. 182. Spannungskurve eines Trommelläufers mit 2 Spulenpaaren und ihre Entstehung.

d) Die Gleichstromdynamomaschine. Bei den bisherigen Generatoren wurde der Kraftfluß von permanenten Magneten geliefert. Die permanenten Magnete lassen sich durch stromdurchflossene Spulen, sog. Feldspulen $\mathfrak{F}$ in Abb. 184, ersetzen. Der Strom der Feldspulen kann irgendwelchen Hilfsstromquellen entnommen werden. Abb. 184 zeigt das Schema dieser Fremderregung (WILDE in Manchester 1866). Doch kann man auch die im rotierenden Läufer entstehende Spannung benutzen, um einen Strom in den Feldspulen aufrechtzuerhalten. Das ist das Dynamoverfahren von WERNER SIEMENS, einem ehemaligen preußischen Artillerieoffizier. Aus dem Dynamoverfahren (1867) ist die Großindustrie der heutigen Starkstromtechnik entstanden.

Abb. 183. Zeichenschema eines Trommelläufers.

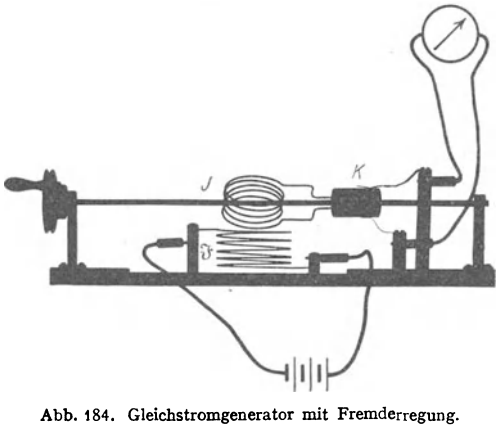


Abb. 184. Gleichstromgenerator mit Fremderregung.

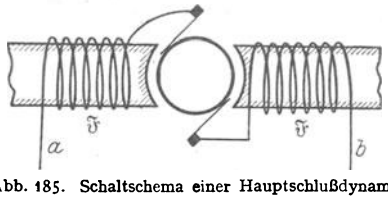


Abb. 185. Schaltschema einer Hauptschlußdynamo.

Die Abb. 185 zeigt eine mögliche Ausführungsform. Es ist das Schema einer „Hauptschlußdynamo". Der ganze, den Klemmen *a* und *b* entnommene Strom der Maschine durchfließt die Feldspulen $\mathfrak{F}$.

Das Dynamoverfahren setzt die Anwesenheit von Eisen in den Spulen voraus. Ohne Eisen kann sich die Maschine nicht selbst erregen. Das schwache

permanente Magnetfeld des Eisens ist unentbehrlich, um beim Beginn der Rotation eine Spannung im Läufer zu induzieren.

Bei der Hauptschlußdynamo steigt die Klemmenspannung mit wachsender Strombelastung der Maschine. Denn je höher der Strom, desto stärker das induzierende Magnetfeld. Die Abb. 186 gibt die entsprechende Kennlinie einer Hauptschlußdynamo.

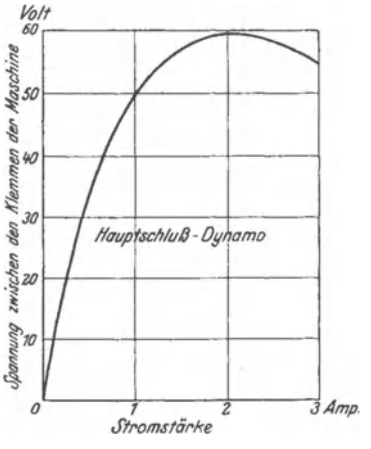


Abb. 186. Kennlinie einer Hauptschlußdynamo.

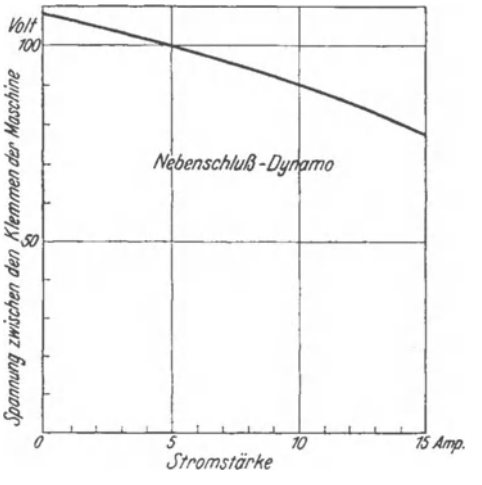


Abb. 187. Kennlinie einer Nebenschlußdynamo.

Von Sonderfällen abgesehen, braucht die Praxis Generatoren, deren Klemmspannung in weiten Grenzen von der Strombelastung unabhängig ist. In gewissem Grade erfüllt schon die Nebenschlußdynamo diese Bedingung. Die Abb. 187 gibt ihre Kennlinie, die Abb. 188 ihre Schaltung. Man benutzt nur einen Bruchteil des im Anker induzierten Stromes zur Erregung der Feldspulen. — Mischformen beider Schaltungen führen noch weiter. Man spricht dann von „Verbundmaschinen".

Die heutigen Konstruktionen der Gleichstromdynamo weichen in einer Äußerlichkeit vom Schema der Abb. 184 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.

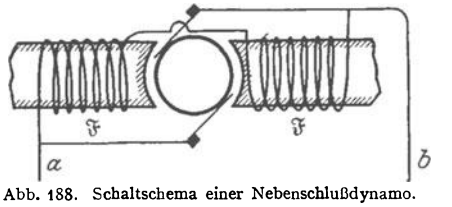


Abb. 188. Schaltschema einer Nebenschlußdynamo.

f) Wechselstromgenerator mit Innenpolen. Bei der unter a) beschriebenen Außenpolmaschine stand das induzierende Magnetfeld fest. Als Läufer drehte sich die Spule J, in der die Spannung induziert wurde. — Von der Innenpolmaschine gilt das Umgekehrte.

Der rotierende Läufer trägt die vom Gleichstrom durchflossene Spule. Im Ständer befindet sich die festsitzende Spule J, der man die Wechselspannung entnimmt. — In der praktischen Ausführung sind die Spulen in vielfacher Wiederholung radialsymmetrisch angeordnet. Der Läufer besteht oft aus einem Schwungrad, das auf seinem Radkranz die vom Gleichstrom durchflossenen Spulen trägt. Der Gleichstrom wird von einer Hilfsmaschine auf der Achse der Hauptmaschine geliefert.

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 eine Spule durchsetzenden Kraftfluß auch verändern, ohne die Spule selbst als Läufer umlaufen zu lassen. Die Abb. 189 gibt eine solche Maschine. Sie geht in leicht ersichtlicher Weise aus der Abb. 162 hervor. Der rotierende Anker besteht in diesem Modell aus

einem rechteckigen Stück Eisen E. Es verändert, je nach seiner Stellung, den die Spule durchsetzenden Kraftfluß. In Abb. 189a hat der Kraftfluß seinen größten, in Abb. 189b seinen kleinsten Wert.

In der technischen Ausführung ersetzt man die permanenten Feldmagnete oft durch Elektromagnete, also von Gleichstrom durchflossene Spulen mit Eisen-

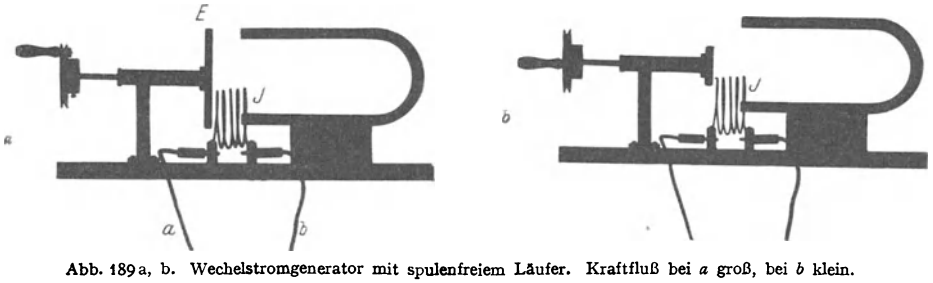


Abb. 189a, b. Wechelstromgenerator mit spulenfreiem Läufer. Kraftfluß bei a groß, bei b klein.

kern. Überdies werden alle Einzelteile radialsymmetrisch in vielfacher Wiederholung angeordnet, etwa nach Art der Skizze 190. 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.

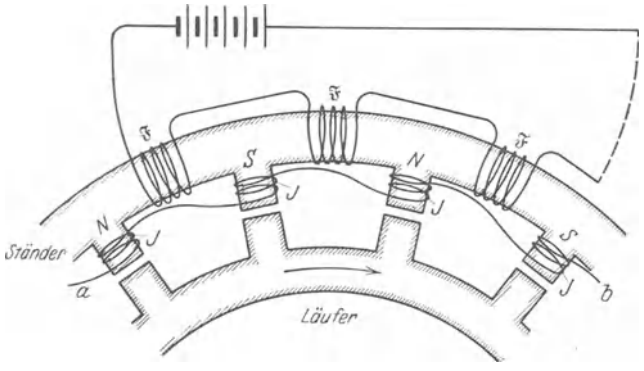


Abb. 190. Wechselstromgenerator mit Zahnradläufer.

Man kann die Rotation durch eine hin und her gehende Schwingung ersetzen. In Abb. 191 ist J wieder die hier in zwei Hälften unterteilte Induktionsspule. Die zur Vergrößerung des Kraftflusses dienenden 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. 162 skizzierten Versuches.

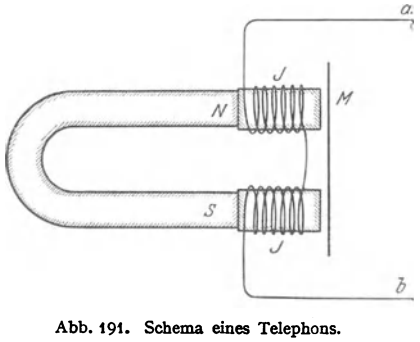


Abb. 191. Schema eines Telephons.

Der ganze Apparat ist jedermann als Telephon vertraut. Hier interessiert er uns nur als Wechselstromgenerator. Wir wollen auf die Membran M Schallwellen auffallen lassen, um ihre Energie in elektrische Energie zu verwandeln. Um sie nachzuweisen, verbinden wir irgendein handelsübliches Telephon (Abb. 192) 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 Rhyth-

mus der menschlichen Stimme. Man hat diese Wechselströme früher über die Fernleitungen zur Empfangsstation geleitet, um sie dort in mechanische Schwingungen zurückzuverwandeln. Vgl. die Abb. 193, die die permanenten Magnete als Stabmagnete darstellt. Heute ist dies Verfahren überholt. Man benutzt die menschlichen Stimmbänder nicht mehr als Motor, der einen Wechselstromgenerator betreibt. Man benutzt heute die Stimme nur, um bereits vorhandene starke Ströme im Rhythmus der Sprache zu steuern (Mikrophon, § 98).

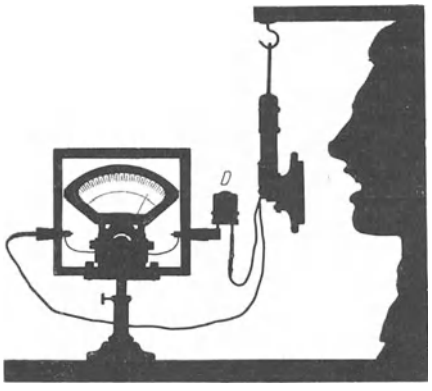


Abb. 192. Telephon als Wechselstromgenerator.

Als Wechselstromamperemeter geeigneter Empfindlichkeit benutzt man bei der Vorführung am bequemsten ein Drehspulamperemeter in Verbindung mit einem kleinen technischen Gleichrichter (§ 98). Man schaltet als solchen z. B. einen kleinen „Detektor" in den Stromkreis ein. Das ist eine Kontaktstelle zwischen zwei passend gewählten Metallen oder Mineralien, etwa zwischen Gold und Silizium. Sie ist in Abb. 192 bei *D* angedeutet. Der Widerstand der Kontaktstelle hängt stark von der Richtung des Stromes ab, daher rührt die Gleichrichterwirkung.

§ 57. Energieumsatz in Generatoren, Lenzsches Gesetz und Wirbelströme.

Die Generatoren verwandeln mechanische Arbeit in elektrische Energie. Der Energieumsatz soll hier an einem einfachen Sonderfall erläutert werden. Wir nehmen dazu den in Abb. 194 abgebildeten Gleichstromgenerator.

Drehen wir die Kurbel der Maschine, so wird zwischen den Klemmen *a b*, je nach der Drehzahl, eine Spannung *P* von 10—20 Volt induziert. Solange wir die beiden Klemmen der Maschine nicht leitend verbunden haben, ist nur eine Spannung vorhanden, aber kein Strom. Infolgedessen erhalten wir nur die zu vernachlässigende Energie des elektrischen Feldes zwischen den Klemmen. Die geringe Arbeit, die unser Muskel beim Drehen der Kurbel in die Maschine hineinsteckt, wird zur Überwindung der Reibung in den Lagern und im Zahngetriebe verbraucht.

Abb. 193. Altertümliche Verbindung zweier Telephone zum Fernsprechverkehr.

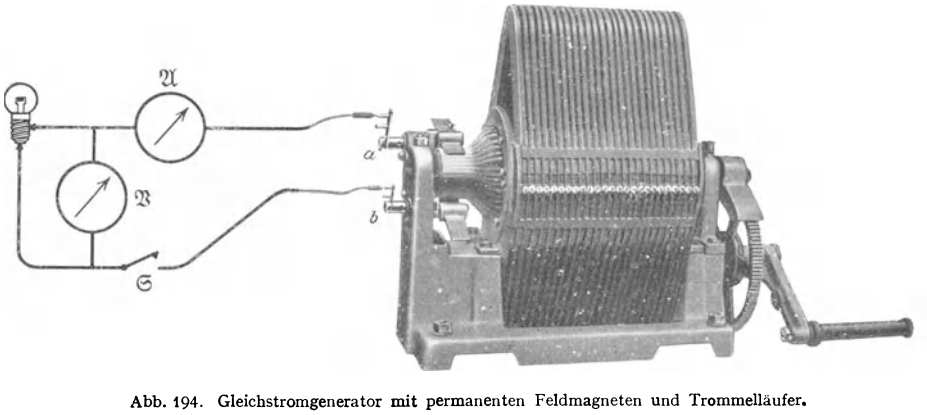


Abb. 194. Gleichstromgenerator mit permanenten Feldmagneten und Trommelläufer.

Ganz anders, sobald wir die beiden Klemmen der Maschine durch einen Leiter und ein Amperemeter verbinden. Als Leiter nehmen wir in Abb. 194 eine 150kerzige Glühlampe mit dickem Wolframspiraldraht. Jetzt fließt durch die Lampe, das Amperemeter $\mathfrak{A}$ und die Spule des Trommelläufers ein Strom i von etwa 8 Ampere. Zwischen den Zuleitungen der Lampe herrscht eine Spannung von ca. 12 Volt.

i ist nach dem OHMschen Gesetz [Gleichung (1)] $= P/(w + w_a + w_i)$, wenn w den Widerstand der Lampe, w_a den des Amperemeters und w_i den der Läuferspule plus Zuleitungen bezeichnet.

Die Maschine geht schwer, wir müssen stark arbeiten, die entstehende elektrische Energie (vgl. S. 58) wird in Wärme verwandelt. Die Lampe gerät in helle Weißglut. Nach etlichen Sekunden unterbrechen wir den Strom mit dem Schalter $\mathfrak{S}$: die Hand an der Kurbel spürt kaum noch einen Widerstand, der Wechsel wird kraß empfunden.

Bei diesem Versuch bewegt sich in jeder Sekunde die Elektrizitätsmenge $Q = i$ Amperesekunden durch ein elektrisches Feld der Spannung P Volt hindurch. Das liefert nach Gleichung (13) die Energie von $8 \cdot 12 =$ rund 100 Voltamperesekunden oder Wattsekunden. Oder wir führen der Lampe eine Leistung von rund 100 Watt gleich 0,1 Kilowatt zu, entsprechend etwa $^1/_8$ PS. Man kann sich durch eigene Muskelarbeit einmal klarmachen, was die Größe 1 Kilowatt bedeutet. Man würdigt dann besser den Energiebetrag einer Kilowattstunde, den uns die moderne Elektrotechnik für wenige Pfennige ins Haus liefert.

Solange die induzierte Spannung einen Strom erzeugt, also die Klemmen der Maschine leitend verbunden sind, geht die Maschine schwer. Die durch Induktion entstehenden Spannungen und Ströme sind also wieder so gerichtet, daß sie den die Induktion bewirkenden Bewegungsvorgang zu bremsen suchen. Das ist eine gut experimentelle Erläuterung für das Gesetz von LENZ (§ 43).

Die bremsende Wirkung der induzierten Ströme tritt bei einem Induktionsvorgang besonderer Art in sehr auffälliger Weise in Erscheinung. Es handelt sich um die Induktion der sog. „Wirbelströme". Das Wesentliche dieses Induktionsvorganges besteht im Ersatz unserer früher (Abb. 137) benutzten Induktionsspule J durch eine massive Metallplatte.

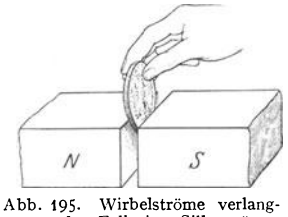


Abb. 195. Wirbelströme verlangsamen den Fall einer Silbermünze.

Die Abb. 195 gibt ein Beispiel. Wir erzeugen zwischen den Polen eines Elektromagneten ein kräftiges Magnetfeld. Dann halten wir, wie skizziert, eine Silbermünze in dies Feld hinein. Lassen wir die Münze los, so fällt sie nicht mit der in Luft üblichen Geschwindigkeit. Sie sinkt ganz langsam, wie in einer zähen Flüssigkeit, zu Boden. Es kann einige Sekunden dauern, bis sie im Felde einen Weg von einigen Zentimetern durchfallen hat.

Die Münze wirkt etwa wie eine ringförmige Induktionsspule mit einer einzigen dicken Windung und einem verschwindend kleineren mittleren Loch. Die induzierten Spannungen erzeugen in diesem massiven Leiter sehr starke Ströme. Diese sind nach dem LENZschen Gesetz so gerichtet, daß sie die Ursache des Induktionsvorganges, hier also die Fallbewegung, abbremsen.

Die Wirbelströme sind in zwiefacher Hinsicht technisch bedeutungsvoll. Sie führen zu einer schädlichen Erhitzung massiver Leiter in wechselnden Magnetfeldern. Auf diese Weise stören die Wirbelströme vor allem bei den Eisenkernen, die zur Vergrößerung des Kraftflusses in stromdurchflossenen Spulen dienen. Doch gibt es ein wirksames Mittel zur Beseitigung dieser Störung. Man nimmt statt massiver Eisenkerne solche mit weitgehender Unterteilung. Man benutzt Bündel dünner Eisendrähte oder Pakete dünner

Bleche und trennt die Drähte und Bleche voneinander durch isolierende Zwischenlagen. Als solche dienen bei Drähten meistens Lacküberzüge, bei Blechen aufgeklebte Papierschichten. Diesen Kunstgriff findet man bei Maschinen und Apparaten überall dort angewandt, wo Eisen von wechselndem magnetischen Kraftfluß durchsetzt wird. — Wir nennen als einziges aus zahllosen Beispielen den Läufer einer Gleichstrommaschine.

Auf der anderen Seite lassen sich Wirbelströme technisch in sehr nützlicher Weise verwerten. Sie erlauben eine bequeme Dämpfung mechanischer Schwingungen, z. B. von Zeigern an irgendwelchen Meßinstrumenten. Es ist sehr lästig, wenn der Zeiger vor der Einstellung auf einen Skalenteil erst lange hin und her pendelt. Man verlangt von einem bequemen Meßinstrument eine aperiodische Einstellung. — Wie diese mittelsWirbelstromdämpfung zu erreichen ist, zeigt uns die Abb. 196:

Z ist ein zwischen Spitzen gelagerter Zeiger. *S* ist die Spiralfeder, die ihn in die Ruhelage zurückdreht (also das Direktionsmoment liefert). Auf der Achse sitzt ferner ein Kreissektor aus Al-Blech. *N* ist der vordere Pol eines nahezu geschlossenen permanenten Stahlmagneten. Der Stahlmagnet kann bei diesem Vorführungsmodell mit einem Griff ein Stück nach rechts geschoben werden. Dann befindet sich das Al-Blech zwischen seinen Polen, von diesen durch schmale Luftspalte getrennt. Ohne den Stahlmagneten pendelt der Zeiger, einmal angestoßen, mit lästiger Beharrlichkeit hin und her. Mit dem Stahlmagneten kommt er nach einem Anstoß aperiodisch zur Ruhe. Im Al-Blech werden Wirbelströme induziert. Diese bremsen die Zeigerbewegung. Die kinetische Energie des Zeigers wird in Wärme verwandelt.

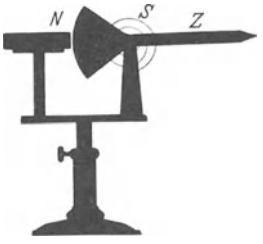


Abb. 196. Dämpfung eines schwingenden Zeigers mit Wirbelströmen.

Eine kinematische Umkehr der Wirbelstrombremsung führt zu folgendem Versuche: Ein Hufeisenmagnet rotiert um seine vertikale Längsachse (Abb. 197). Sein Magnetfeld bewegt sich relativ zu der ebenfalls vertikal gelagerten Kupferscheibe Cu. Die Scheibe gerät in Drehung. Die Einführung einer Glasplatte *G* zeigt, daß das Drehmoment keineswegs durch Luftströmungen, sondern wirklich durch Wirbelströme zustande kommt.

Die Technik gründet auf diesen Versuch ein Tachometer, einen Apparat zur direkten Ablesung von Drehgeschwindigkeiten. Die Kupferscheibe wird zu diesem Zweck mit einer Torsionsfeder und einem Zeiger verbunden. Der Zeigerausschlag ist der Drehgeschwindigkeit des Magneten proportional.

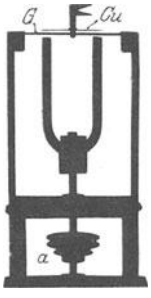


Abb. 197. Erzeugung von Wirbelströmen durch ein rotierendes magnetisches Feld („Drehfeld").

Soweit hier die Rolle der Wirbelströme in der Technik. § 63 wird noch ein weiteres Beispiel bringen, die sog. Wirbelstromheizung.

§ 58. Die Permeabilität diamagnetischer Substanzen. Außer der technischen Bedeutung bieten die Wirbelströme noch ein erhebliches physikalisches Interesse. Sie vermitteln ein gewisses Verständnis der Permeabilität diamagnetischer Substanzen.

Als paramagnetisch bezeichnet man Substanzen, die die Kraftflußdichte $\mathfrak{B}$ einer Feldspule erhöhen. μ, der Proportionalitätsfaktor $\mathfrak{B}/\mathfrak{H}$, erscheint in paramagnetischen Substanzen größer als der für das Vakuum gültige Wert $\mu = 1{,}256 \cdot 10^{-8}$ Voltsekunden/Amperezentimeter. Oder der Relativwert μ, auf das Vakuum als Einheit bezogen, erscheint größer als 1 (vgl. Tab. 2).

Man erklärt die höhere Permeabilität paramagnetischer Substanzen durch Molekularströme. Diese sollen schon vorher, unabhängig vom Magnetfelde, vorhanden sein und durch dieses nur parallel ausgerichtet werden. Das haben wir in § 40 für den Sonderfall des Eisens ausführlich erläutert. Das Feld der unsichtbaren Molekularströme soll sich dem äußeren Spulenfeld addieren und so den Kraftfluß erhöhen.

Diamagnetisch sind solche Körper, die den Kraftfluß einer Feldspule vermindern. μ erscheint kleiner als $1{,}256 \cdot 10^{-8}$ Voltsekunden/Amperezentimeter oder die Relativwerte μ kleiner als 1 (vgl. Tab. 2).

Diese kleinere Permeabilität diamagnetischer Substanzen läßt sich nun ebenfalls auf Molekularströme zurückführen, wenn man diese als Wirbelströme in den Molekülen auffaßt. Wirbelströme sind ohne das Magnetfeld nicht vorhanden. Sie entstehen erst beim Hineinbringen der Substanz in das Magnetfeld: währenddessen beschleunigt das induzierte elektrische Feld Elektronen in den Molekülen. Einmal in Gang gesetzt, kreisen diese Elektronen wie alle Molekularströme ungehindert weiter. Ihre Richtung ist nach dem LENZschen Gesetz dem Spulenstrom des äußeren Magnetfeldes entgegengesetzt. Das Magnetfeld dieser unsichtbaren Molekularströme ist vom äußeren Spulenfeld abzuziehen, und dadurch wird die Kraftflußdichte verkleinert.

Mit gewöhnlichen Leitern kann man das Verhalten diamagnetischer Substanzen nicht im groben nachahmen. Die Wirbelströme in ihnen halten sich nicht, die Elektronen werden in kürzester Zeit durch Reibung gebremst (Stromwärme!) Wohl aber gelingt diese Nachahmung mit Hilfe „supraleitender" Metalle, in denen die Wirbelströme stundenlang praktisch verlustlos weiterlaufen (§ 84).

Nach diesem Bilde der molekularen Wirbelströme muß jede Substanz diamagnetisch sein. Sie kann außerdem noch unabhängig vom Felde dauernd kreisende Elektronen enthalten. Überwiegt deren Einfluß im Magnetfeld, so erscheint die Substanz als paramagnetisch. — Bei genauer Kenntnis des Atombaues wird man später die Zahlenwerte der Permeabilitäten aus anderen Atomkonstanten berechnen können. Davon ist man heute noch weit entfernt.

§ 59. Elektromotoren. Alle Elektromotoren lassen sich auf ein einfaches Schema bringen: Man ändert mit Hilfe eines elektrischen Stromes periodisch den eine Spule durchsetzenden Kraftfluß. Diese periodische Kraftflußänderung benutzt man zur Erzeugung periodischer Bewegungen, insbesondere von Rotationen. — Meist rotiert eine stromdurchflossene Spule als „Läufer" in dem festen Magnetfeld eines „Ständers". Es handelt sich lediglich um eine periodische Wiederholung der in der Abb. 176b erläuterten Spulendrehung. — Wir beschränken uns auf einige wenige Beispiele.

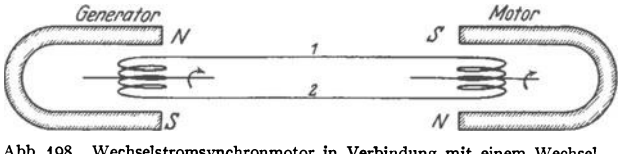


Abb. 198. Wechselstromsynchronmotor in Verbindung mit einem Wechselstromgenerator mit Außenpolen.

a) Der Wechselstromsynchronmotor. Dieser Motor gleicht im Prinzip einem Wechselstromgenerator. Die Abb. 198 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 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 kommt es darauf an, daß das Dreh-

moment bei jeder Läuferstellung den für die Weiterdrehung richtigen Sinn hat. Das läßt sich unschwer erreichen:

Der Strom in der Läuferspule des Motors fließe in dem dargestellten Augenblick (Abb. 198) so, daß sein Drehmoment im Pfeilsinne wirkt. $1/n$ 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. Der benutzte Wechselstrom hat 50 Perioden, also $n = 50\,\mathrm{sek}^{-1}$. Er entstammt irgendeinem großen technischen Generator.

Die Praxis kennt eine Reihe bequemer Hilfsmittel, den anfänglichen Synchronismus herzustellen. Die Wechselstromsynchronmotore sind weitverbreitet, da sie in Verbindung mit Fernleitungen der Überlandzentralen erhebliche Vorteile mit sich bringen.

Sie kompensieren die Blindströme der Asynchronmaschinen am gleichen Netz.

b) Der Gleichstromelektromotor. Er gleicht äußerlich dem Gleichstromgenerator. Das einfache Schema eines Motors ist in Abb. 199 dargestellt. Das Drehmoment auf die Läuferspule kommt, ebenfalls nach dem Schema der Abb. 176b zustande. Der Läufer dreht sich um seine Achse, bis die Windungsfläche der Läuferspule senkrecht zur Papierebene steht. 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".

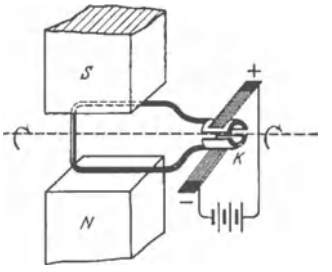


Abb. 199. Schema eines Gleichstrommotors.

In diesem einfachen, heute noch bei Kinderspielzeugen ausgeführten Schema hat der Motor einen toten Punkt. Er läuft nicht an, wenn die Spule 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. 181). Er wird bei den heute eingebürgerten Elektromotoren fast ausnahmslos benutzt. Die Felder des Ständers werden dabei stets von stromdurchflossenen Spulen (Elektromagneten) erzeugt.

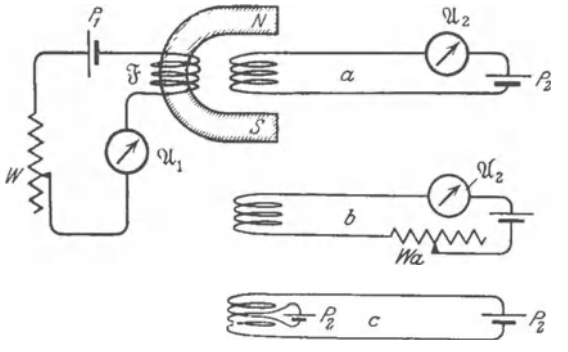


Abb. 200. Zum Induktionsvorgang im Läufer eines Motors.

An einer solchen Maschine läßt sich leicht klarstellen, welche Faktoren Drehzahl und Drehmoment des Läufers bestimmen. Zu diesem Zwecke benutzt man eine „Fremderregung" des Feldes (vgl. Abb. 200a). Man nimmt einen normalen Elektromotor für ca. 1 Kilowatt Leistung. Die Feldspule $\mathfrak{F}$ des Ständers erhält ihren Strom von einer Stromquelle mit der Spannung P_1, am ein-

fachsten von der städtischen Zentrale. Der Strom der Feldspulen kann mit dem Regelwiderstand W und dem Amperemeter $\mathfrak{A}_1$ eingestellt werden. — Der Strom im Läufer wird von einer Stromquelle der Spannung P_2, etwa einer Akkumulatorenbatterie, geliefert.

Für den Strom im Läufer gilt nun das S. 109 Gesagte. Schaltet man P_2 an den ruhenden Läufer, so fließt durch ihn ein viele Ampere betragender Kurzschlußstrom. Denn der Widerstand w_i der Läuferspule ist nur gering. Bei großen Elektromotoren werden die Spulenwindungen und die Zuleitungen gefährdet. Das verhindert man mittels eines Anlassers W_a (vgl. Abb. 200b). Er besteht in einem Widerstand, den man während des Anlaufens der Maschine ausschaltet und der so den Strom stets in erträglichen Grenzen hält.

Für den bewegten Leiter oder Läufer gilt ebenfalls das S. 109 Gesagte. Der Läufer soll sich auf eine solche Geschwindigkeit, hier also Drehzahl[1]), einstellen, daß die in ihm induzierte Spannung P_i gleich der Spannung P_2 der Stromquelle wird. (Die Drehung des Läufers soll also so wirken, als ob, wie in Abb. 200c links angedeutet, in den ruhenden Läufer eine Akkumulatorenbatterie der Spannung P_2 eingeschaltet ist.)

In der Tat wächst die Drehzahl, sobald wir die Spannung P_2 (mehr Akkumulatoren!) erhöhen. Hingegen sinkt die Drehzahl, wenn wir den Kraftfluß der Feldspulen durch Vergrößerung des Feldspulenstromes vergrößern. Bei höherem Kraftfluß des Feldes reicht bereits eine langsamere Bewegung des Läufers aus, um $P_i = P_2$ zu machen.

Der Grenzfall $P_i = P_2$ verlangt, daß im Läufer kein Strom mehr fließt, sobald die Drehzahl konstant geworden ist. In der Tat sinkt der Strom beim Anlaufen des unbelasteten Motors bis zu sehr kleinen Werten herunter. Der Grenzfall $i =$ Null kann praktisch nicht erreicht werden. $i =$ Null bedeutet ja, daß dem Läufer keinerlei Energie mehr von der Stromquelle geliefert wird, sobald der Läufer seine kinetische Energie erhalten hat. 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, um seine Drehfrequenz aufrechtzuerhalten. Es muß ein, wenngleich kleiner, Strom durch den Läufer fließen. Belastet man den Motor, z. B. durch Hub einer Last oder Abbremsen der Welle mit der Hand, so erhöht sich die Stromstärke i im Läufer.

Man darf zum Schluß nicht unterlassen, die an den Läufer gelegte Spannung P_2 sehr klein zu machen. Man nimmt 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 P_i ist größer als die der Stromquelle P_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 physikalisch auf zwei einfache Tatsachen zurück:

1. den Induktionsvorgang in einem bewegten Leiter, der zwischen den Läuferspulenden die Spannung P_i induziert;

2. die Kräfte, mit denen das zur Spannung P_i gehörige elektrische Feld auf die Elektronen in der Läuferspule einwirkt:

[1]) Drehzahl = Zahl der Drehungen pro Sekunde.

Beschleunigt P_i Elektronen, so wird ein Strom erzeugt und mechanische Arbeit in elektrische Energie verwandelt. Verzögert oder bremst P_i laufende Elektronen, so wird ein Strom geschwächt und elektrische Energie in mechanische Arbeit verwandelt. Quantitativ gilt in beiden Fällen die fundamentale Gleichung (13).

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 185 und 188.

Der Hauptschlußmotor paßt sich unter starker Änderung seiner Drehzahl weiten Belastungsschwankungen an. Sein größtes Drehmoment entwickelt er beim Anlaufen. Sinkende Belastung bedeutet sinkenden Strom im Läufer. Da Läufer und Feld vom gleichen Strome durchflossen werden, sinkt zugleich der induzierende Kraftfluß des Feldes. Infolgedessen steigt die Drehzahl. 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.

Für die Nebenschlußmaschine ist kennzeichnend, daß der Strom im Felde unabhängig vom Läuferstrom konstant bleibt. Bei steigender Belastung sinkt die Drehzahl etwas. Bei geschickter Bauart reicht schon eine geringe Verlangsamung aus, um den Läuferstrom stark zu erhöhen. Dadurch paßt sich das Drehmoment der neuen Belastung an. Der Nebenschlußmotor hält innerhalb gewisser Belastungsgrenzen eine angenähert konstante Drehzahl. Er ist der gegebene Motor für Werkzeugmaschinen aller Art, die, wie z. B. Drehbänke, zum Anlaufen kein hohes Drehmoment verlangen. — Äußerlich erkennt man den Nebenschlußmotor, ebenso wie die Nebenschlußdynamo, an der großen Zahl seiner feinen Feldspulenwindungen.

Mischformen der Haupt- und Nebenschlußschaltung geben eine noch bessere Konstanz der Drehzahl, als sie die Nebenschlußmaschine bei veränderter Belastung zeigt. Einige vom Läuferstrom durchflossene Spulenwindungen sorgen bei steigendem Läuferstrom für eine Schwächung des induzierenden Feldes.

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.

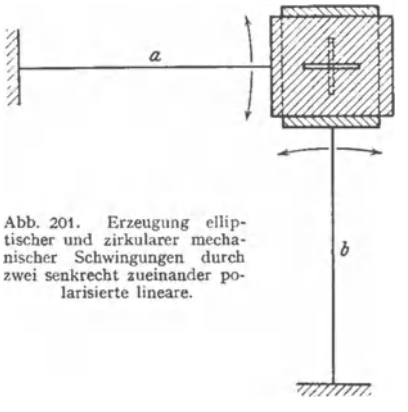


Abb. 201. Erzeugung elliptischer und zirkularer mechanischer Schwingungen durch zwei senkrecht zueinander polarisierte lineare.

c) 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.

d) Drehfeldmotoren für Wechselstrom. In der Mechanik behandelt man ausführlich die Zusammensetzung zweier zueinander senkrechten Schwingungen gleicher Frequenz. Die Abb. 201 zeigt ein einfaches Beispiel. Zwei lange Blattfelder *a* und *b* tragen an ihren freien Enden je eine Platte. Jede Platte enthält einen Schlitz in der Längsrichtung der Blattfeder. An der Überschnei-

dungsstelle beider Schlitze kann man durch die Platten hindurchsehen. Man sieht, gegen eine Lichtquelle blickend, einen hellen Fleck. Man stößt die horizontale Blattfeder an: der Lichtfleck vollführt eine praktisch geradlinige Schwingung a in senkrechter Richtung (Abb. 202). In entsprechender Weise gibt die andere Blattfeder für sich allein eine horizontale Schwingung b.

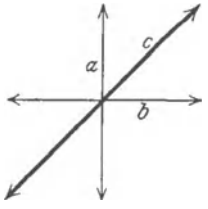


Abb. 202. Ohne Phasenunterschied zwischen den beiden Einzelschwingungen ist auch die resultierende Schwingung linear polarisiert.

Durch geschicktes Anstoßen beginnen beide Schwingungen gleichzeitig: der Lichtfleck schwingt in gerader Linie unter 45° 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. 202).

Man läßt die Blattfedern kurz nacheinander ihre Schwingungen beginnen (Abb. 203). Der Lichtfleck beschreibt eine elliptische Bahn. Die Schwingung ist „elliptisch polarisiert". Der Abstand des Lichtfleckes von der Ruhelage ist die „Amplitude" der Schwingung. Die Amplituden wechseln also bei der elliptischen Schwingung periodisch nicht nur ihre Größe, sondern auch ihre Richtung. — Die Gestalt der Ellipse, ob schlank, ob breit, hängt von dem Gangunterschied oder der „Phasendifferenz" der beiden Schwingungen ab. —

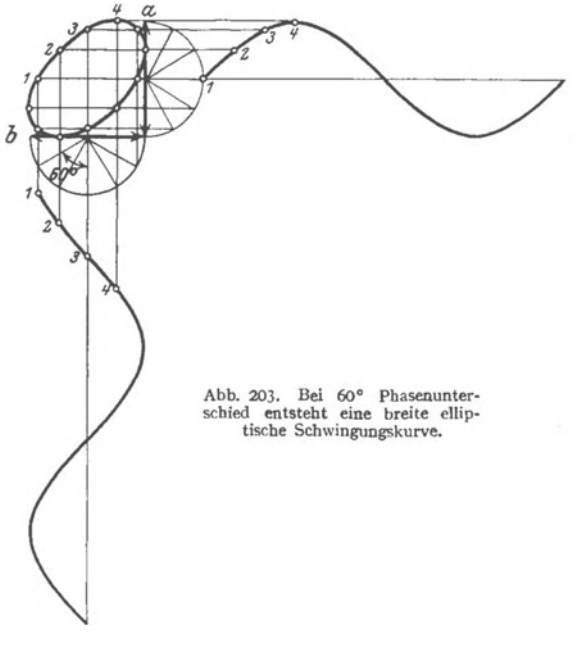


Abb. 203. Bei 60° Phasenunterschied entsteht eine breite elliptische Schwingungskurve.

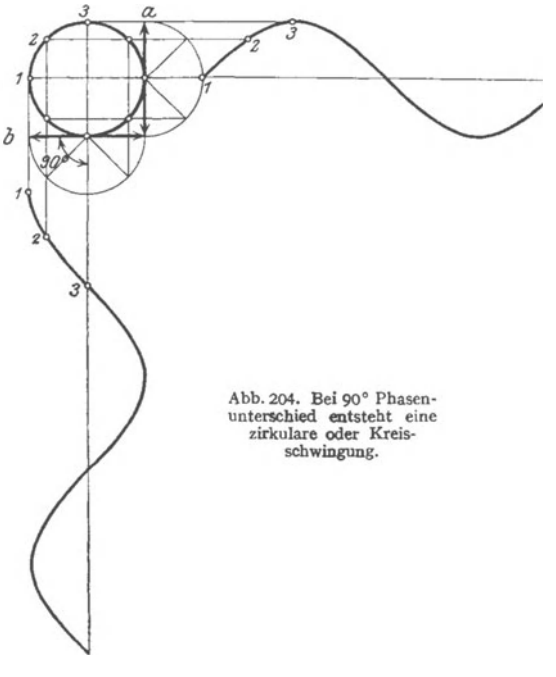


Abb. 204. Bei 90° Phasenunterschied entsteht eine zirkulare oder Kreisschwingung.

In Abb. 204 beträgt der Gangunterschied $^1/_4$ Periode (d. h. Phasenverschiebung von 90°). In diesem Sonderfall entartet die Ellipse zu einem Kreise, die Schwingung ist zirkular polarisiert. Die Amplitude bleibt zeitlich konstant, rotiert aber wie die Speiche eines Rades. — Soweit das mechanische Beispiel. Es erläutert anschaulich einen ganz allgemeinen geometrisch-formalen Zusammenhang.

Den hier skizzierten Gedankengang überträgt man auf die hin und her schwingenden Magnetfelder von Wechselströmen. Die Amplituden in den Abb. 203 und 204 bedeuten dann nicht mehr Abstände von der Ruhelage, meß-

bar in Zentimetern, sondern magnetische Feldstärken $\mathfrak{H}$, meßbar in Amperewindungen/Zentimeter. Man erhält ein Magnetfeld, dessen Feldlinien wie die Speichen eines Rades rotieren. Zur Erläuterung dient der in Abb. 205 größtenteils im Schattenriß gezeigte Vorführungsapparat.

Oben steht ein Wechselstromgenerator nach dem Schema der Abb. 177. Er trägt jedoch auf seiner Achse statt einer Läuferspule deren zwei, nämlich J_1 und J_2. Beide sind um 90° gegeneinander versetzt. Die gerade horizontal stehende linke Läuferspule J_1 erscheint perspektivisch zur Kreisscheibe ver-

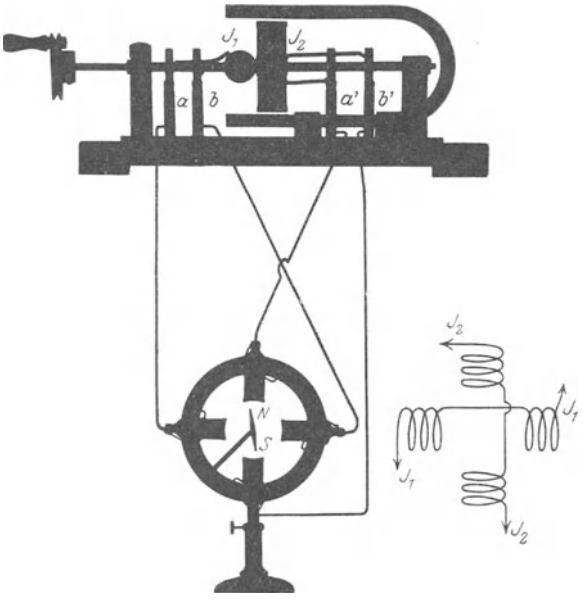


Abb. 205. Vorführungsmodell eines Zweiphasendrehfeldgenerators und eines Drehfeldmotors mit einem permanenten Magneten als Läufer.

kürzt. Die einzelnen Windungen der Spulen sind, im Gegensatz zu Abb. 177, nicht zu erkennen. Man entnimmt den beiden Schleifringpaaren ab und $a'b'$ zwei Wechselströme. Sie sind genau nach dem Schema der Abb. 204 zeitlich gegeneinander um 90° versetzt.

Unten 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 die Kompaßnadel NS. Sie rotiert um ihre zur Papierebene senkrechte Achse, sobald man den Generator in Gang setzt. Selbstverständlich braucht das magnetische Drehfeld nicht genau zirkular zu sein. Die Kompaßnadel rotiert auch noch im elliptischen Felde. Man erhält ein solches, indem man die beiden Läuferspulen des Generators in Abb. 205 um einen kleineren Winkel, etwa um 60°, gegeneinander versetzt.

Drehfeld und Kompaßnadel bilden zusammen einen Drehfeldmotor. Die Nadel ist der Läufer. Statt ihrer lassen sich mancherlei andere Läufer benutzen, z. B. eine Kupferscheibe. Das Drehfeld induziert in ihr Wirbelströme. Es ist eine Variante des früher in Abb. 197 dargestellten Versuches.

Die Drehfeldmotoren haben eine außerordentlich große praktische Bedeutung. Ihre Läufer entstehen durch sinngemäße Fortbildung des genannten Wirbelstrom-Induktionsläufers. — Man unterscheidet Ein-, Zwei- und Dreiphasendrehfeldmotore.

Abb. 205 hat uns einen Zweiphasenmotor gezeigt. Er benutzt 4 Fernleitungen und ist wenig gebräuchlich.

Ein Dreiphasenmotor arbeitet mit sog. „Drehstrom". Man denke sich in Abb. 205 auf der Achse des Generators drei um je 120° versetzte Läuferspulen J. Dementsprechend bringt man im unteren Teil der Abb. 205 drei um je 120° gegeneinander versetzte Spulen. So erhält man mit drei um je 120° 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. 177 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° phasenverschoben sein. Die an sich keineswegs schwierigen Einzelheiten führen an dieser Stelle etwas zu weit.

VII. Trägheit des Magnetfeldes und elektrische Schwingungen.

§ 60. Die Selbstinduktion als Trägheit des Magnetfeldes. Am Beginn des § 53 haben wir den Grundversuch der Selbstinduktion behandelt. Dabei haben wir das Vorzeichen der induzierten Spannung 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. 206. In Abb. 206a 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. 206b ist der Akkumulator gerade abgeschaltet worden. Der große Stoßausschlag des Voltmeterzeigers geht nach rechts. Das Drehspulvoltmeter wird also jetzt im umgekehrten Sinne durchflossen. Das ist nach der Abbildung nur möglich, wenn der Strom in der Spule $\mathfrak{F}$ nach Abschalten der Stromquelle noch eine Zeitlang in ungeändertem Sinne weiterfließt und bei *a* negative Elektrizitätsatome anhäuft. Der Strom und sein Magnetfeld sind also träge. Sie verhalten sich analog einer in Bewegung befindlichen Masse oder einem laufenden Schwungrad.

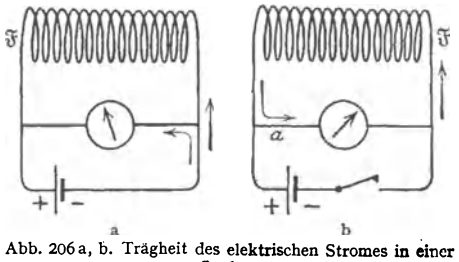


Abb. 206a, b. Trägheit des elektrischen Stromes in einer Spule.

Wir erinnern kurz an ein Beispiel für Massenträgheit: In der Abb. 207a 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. 207b 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.)

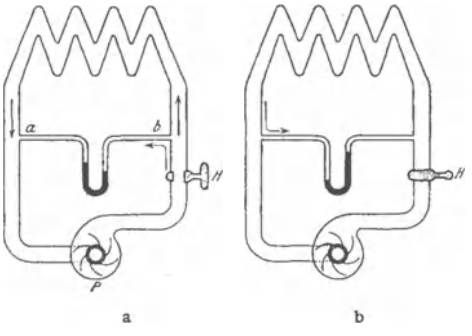


Abb. 207 a, b. Trägheit eines Wasserstromes in einer Rohrleitung.

Masse 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. 208). *P* ist wieder ein Akkumulator (2 Volt). $\mathfrak{A}$ ist ein gutes Drehspulamperemeter mit kleiner Zeigerträgheit (Einstellzeit unter 1 Sekunde). $\mathfrak{F}$ ist eine große, dickdrähtige Spule mit geschlossenem Eisenkern (vgl. Maßskizze). Schließen wir den Schalter *1*, so 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 und Strom endlich ihren vollen Wert erreicht. So träge bilden sie sich aus.

Ist endlich der Höchstwert erreicht, so schließen wir erst den Stromkreis mit dem Schalter *2* (Abb. 209) und schalten sofort darauf den Akkumulator mit dem Schalter *1* ab. Wir sehen noch einmal das Beharrungvermögen oder die Trägheit von Magnetfeld und Strom. Noch nach einer Minute zeigt das Amperemeter 𝔄 einen deutlichen Strom. Der Versuch wirkt um so überraschender, als wir im täglichen Leben mit elektrischen Vorgängen stets die Vorstellung des Momentanen, des Zeitlosen, verbinden.

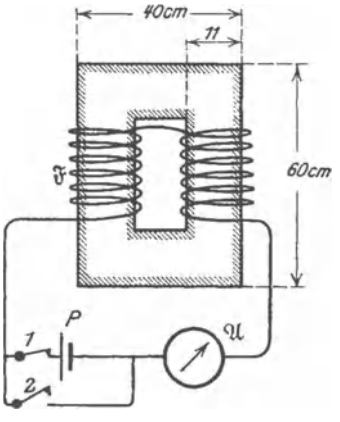


Abb. 208. Langsames Anlaufen eines Stromes.

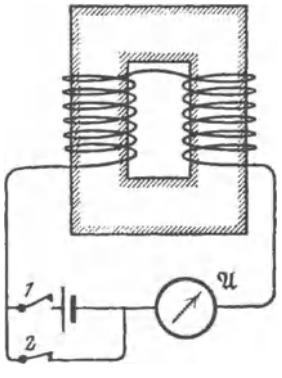


Abb. 209. Langsames Abklingen eines Stromes nach Entfernung der Stromquelle.

Das Ergebnis dieser Versuche ist von größter Wichtigkeit. Sie zeigen, daß die Selbstinduktion, die Induktionswirkung auf den eigenen Leiter, sich als Trägheit von Strom und Magnetfeld äußert. Selbstinduktion und Trägheit von Strom und Magnetfeld sind nur zwei Worte für die gleiche Sache. Die Trägheit oder Selbstinduktion äußert sich, gleichgültig, ob Strom und Magnetfeld vergrößert oder verkleinert werden sollen. Strom und Magnetfeld widersetzen sich träge jeder Änderung, entsprechend der trägen Masse in der Mechanik.

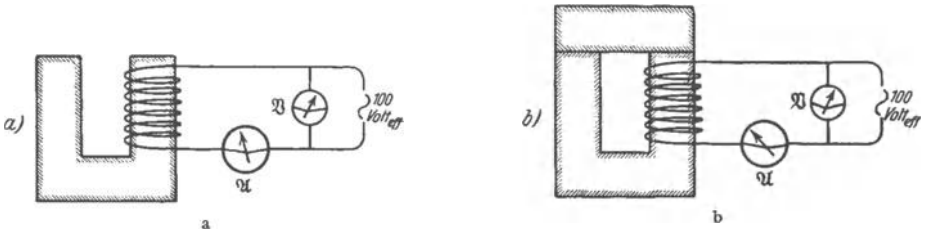
Wir haben diesen fundamentalen Tatbestand hier absichtlich rein empirisch dargestellt. Nachträglich können wir ihn leicht als eine einfache Folgerung des Lenzschen Gesetzes erkennen: Betrachten wir den Fall der Abb. 208, in dem der Akkumulator an die zuvor stromlose Spule geschaltet wird. Der Strom beginnt zu fließen oder die Elektronen zu wandern. Diese Bewegung ruft den Induktionsvorgang hervor. Das von diesem erzeugte elektrische Feld ist nach dem Lenzschen Gesetze so gerichtet, daß sie den einleitenden Bewegungsvorgang, hier also die Wanderung der Elektronen, verlangsamt.

Oder der Fall der Abb. 209: Nach Kurzschluß der Stromquelle würden die Elektronen in infinitum weiterwandern, falls der Draht ein idealer Leiter ohne jeden Widerstand wäre. Tatsächlich besitzt aber auch der beste technische Leiter einen endlichen Widerstand w, er bremst die Elektronen durch reibungsähnliche Kräfte ab (Stromwärme). Diese Verzögerung der Elektronen ist die Ursache des Induktionsvorganges. Das induzierte elektrische Feld ist demnach nach dem Lenzschen Gesetze so gerichtet, daß es die Elektronen beschleunigt. So wird den Elektronen auf Kosten der magnetischen Feldenergie ein Teil der durch Reibung verlorenen kinetischen Energie ersetzt und dadurch der zeitliche Abfall des Stromes hintangehalten. Die Trägheit von Strom und Magnetfeld beruht also auf der Induktionswirkung des Magnetfeldes. Wir kennen

Magnetfeld und Strom als völlig unzertrennlich. Es genügt daher, fortan von der Trägheit des Magnetfeldes zu sprechen.

Von den wichtigen Folgerungen, die sich aus der Auffassung der Selbstinduktion als Trägheit des Magnetfeldes ergeben, bringen wir zunächst einen für die Wechselstromtechnik grundlegenden Begriff, nämlich den des Scheinwiderstandes oder der Impedanz.

Wir nehmen beispielsweise unsere schon in Abb. 162 benutzte Spule, deren Widerstand w mit Gleichstrom zu 0,35 Ohm bestimmt ist. Sie enthalte einen offenen, U-förmigen Eisenkern (Abb. 210a). Wir verbinden sie mit einer Wechselstromquelle von 100 Volt Spannung und einem Amperemeter. Der Strom ergibt sich zu ca. 13 Ampere, also nur zu einem kleinen Bruchteil dessen, den wir nach



a b

Abb. 210a, b. Einfluß der Selbstinduktion auf den Scheinwiderstand bei Wechselstrom.

dem OHMschen Gesetz erwarten sollten. Es ist die Trägheit des Magnetfeldes, die sich jeder Änderung durch die wechselnde Spannung widersetzt. Die Richtigkeit dieser Auffassung ist leicht zu erweisen. Wir erhöhen die Selbstinduktion durch Vergrößerung des Kraftflusses. Wir geben der Spule durch Auflegen eines Schlußjoches einen vollständigen rechteckigen Eisenschluß (Abb. 210b): der Strom fällt weiter bis auf 0,9 Ampere. Die Selbstinduktion „drosselt" den Wechselstrom ab, wie der Techniker sagt. Die Technik benutzt Spulen mit veränderlichem Eisenschluß direkt als Regulierwiderstände für Wechselstrom.

Quantitativ wird die Erscheinung durch die Gleichung

$$\frac{P}{i} = \sqrt{w^2 + (2\,n\,\pi\,L)^2} \tag{38}$$

dargestellt. P/i ist wieder der als Widerstand definierte Quotient von Spannung und Strom. w ist der mit Gleichstrom ermittelte Wert dieses Quotienten, der sog. „OHMsche" Widerstand. L ist der Selbstinduktionskoeffizient, n die Frequenz des Wechselstromes.

Es ist ohne weiteres einleuchtend, daß die Selbstinduktion oder Trägheit um so mehr in Erscheinung tritt, je kürzere Zeit für die Änderung des Magnetfeldes verfügbar ist, also je höher die Frequenz n ist.

In sehr vielen Fällen kann man w neben $2\,n\,\pi\,L$ vernachlässigen. Dann erhält man für Wechselstrom die Gleichung

$$\frac{P}{i} = 2\,n\,\pi\,L\,. \tag{38a}$$

Eine Spule, die für Gleichstrom nur einen kleinen Widerstand P/i hat, kann für Wechselstrom einen um Zehnerpotenzen höheren haben („Drosselspule"). Das gibt der Technik ein bequemes Mittel, Gleichstrom und Wechselstrom, die gleichzeitig durch eine Leitung fließen, nach Bedarf wieder zu trennen.

§ 61. Transformatoren und Induktoren. Die Kenntnis der Selbstinduktion als Trägheit erschließt uns das Verständnis der für Technik und Laboratorium gleich wichtigen Transformatoren oder Stromwandler für Wechselstrom.

Ein Transformator besteht aus zwei Spulen, die vom gleichen Kraftfluß durchsetzt werden. In den Abb. 211 und 212 sind zwei Ausführungsformen skizziert. Die eine Spule, $\mathfrak{F}$, die Feld- oder Primärspule genannt, habe n_p Windungen. Ihre Enden werden mit der Wechselstromquelle verbunden. Ihr für Gleichstrom gültiger oder „Ohmscher" Widerstand darf vernachlässigt werden, so daß Gleichung (38a) gilt. Der Strom und sein Kraftfluß wachsen in der Primärspule nur so weit an, bis die durch den Selbstinduktionsvorgang hervorgerufene Spannung gleich der der Stromquelle wird.

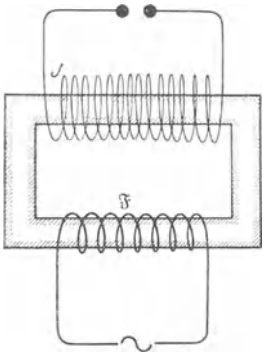


Abb. 211. Stromwandler für Wechselstrom mit geschlossenem Eisenkern. ~ = Wechselstromquelle.

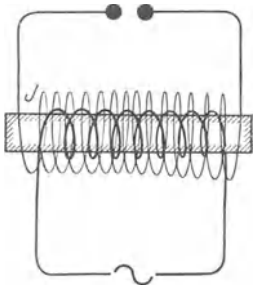


Abb. 212. Stromwandler für Wechselstrom mit offenem Eisenkern.

Der gleiche Kraftfluß durchsetzt, wie wir sahen, die zweite, die Induktions- oder Sekundärspule J und induziert in ihren n_s Windungen die sekundäre Spannung P_s. Da der Kraftfluß der gleiche ist, müssen sich nach Gleichung (21b) die Spannungen zueinander wie die Windungszahlen verhalten, also

$$P_s : P_p = n_s : n_p .$$

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. Dabei werden an die Isolation der Spulenwindungen gegeneinander und gegen den Eisenkern hohe Anforderungen gestellt. Oft nimmt man Einbettung des ganzen Transformators in Öl zu Hilfe. In Öl ist die Gefahr des Funkenüberganges viel geringer als in Luft.

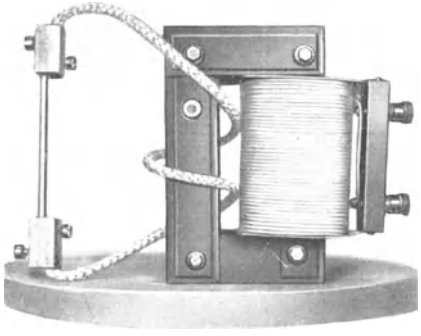


Abb. 213. Stromwandler zur Erzeugung hoher Stromstärken.

Eine Heraufsetzung der Spannung ist mit einer Herabsetzung des Stromes im Sekundärkreis verbunden. Umgekehrt wirkt eine Herabsetzung der Spannung. Man kann im Sekundärkreise außerordentlich starke Ströme erzeugen, wenn die Sekundärspule nur aus einigen wenigen dicken Windungen hergestellt ist. Im Gegensatz zum Hochspannungstransformator kann man hier ganz primitiv verfahren. Die Abb. 213 zeigt einen im Laboratorium improvisierten Transformator. Er dient dazu, einen 5 mm dicken Eisendraht auf helle Rotglut zu erhitzen. Die Technik baut nach diesem Prinzip unter anderem ihre „Induktionsöfen" zum Schmelzen von Stahl usw. Der Sekundärkreis besteht in diesem Falle nur aus einer Windung. Es ist eine ringförmige, aus schwer schmelzbaren Steinen gemauerte Rinne. In diese wird das Schmelzgut eingefüllt. Der Strom kann zehntausende Ampere erreichen.

Der Wechselstromtransformator arbeitet ohne alle bewegten Teile und verlangt keine Wartung. Die Spannung von Gleichstrom hingegen läßt sich nur

mit rotierenden Maschinen verändern. Man muß im Prinzip stets einen Elektromotor mit einer Dynamomaschine kuppeln. Das ist der Grund für die ausgedehnte und ständig steigende Anwendung des Wechselstromes in der Praxis. Sie ermöglicht dem Verbraucher die bequeme Anpassung der Spannung an die verschiedenen Verwendungszwecke. Vor allem aber ist die moderne Fernübertragung 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 modernen Fernleitungen hingegen rentieren nur, wenn sie die Energie mit hoher Spannung und relativ kleinen Strömen übertragen. Sonst würden die Querschnitte der Leitungen zu groß. Man vergesse nicht, daß manche unserer neuen Fernleitungen über 10 000 Kilowatt übertragen und selbst bei 10^5 Volt Spannung noch Ströme von über 100 Ampere führen müssen. Kleinere Spannungen würden entsprechend höhere Stromstärken und Leitungsquerschnitte verlangen.

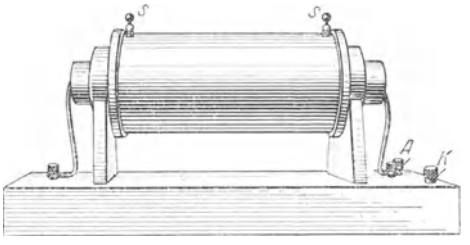


Abb. 214. Funkeninduktor.

Eine Abart der Transformatoren bilden die unter dem Namen „Induktionsapparat" oder „Funkeninduktoren" bekannten Apparate. Primär- und Sekundärspule sind konaxial angeordnet, der Eisenkern nicht geschlossen, also Schema der Abb. 212. Von praktischen Ausführungsformen nennen wir den Induktionsapparat der Physiologen und Mediziner. Er wird in billigen Ausführungen auch

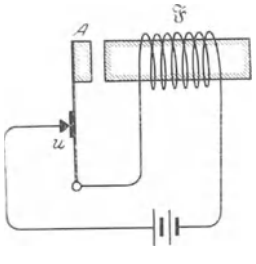


Abb. 215. Hammerunterbrecher.

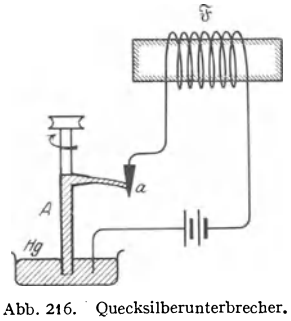


Abb. 216. Quecksilberunterbrecher.

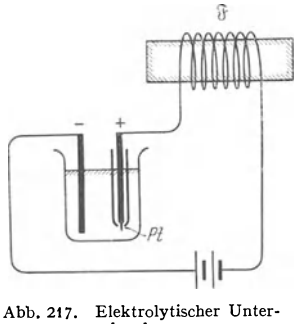


Abb. 217. Elektrolytischer Unterbrecher.

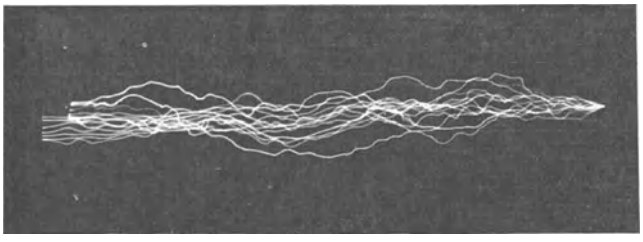
als Kinderspielzeug viel verwandt. Außerdem zeigt Abb. 214 einen in Laboratorien vielbenutzten „Funkeninduktor". Er gibt Funken von 50 cm Schlagweite zwischen den Enden *SS* seiner Sekundärspule.

Bei den gewöhnlichen Transformatoren wird die periodische Kraftflußänderung durch einen Wechselstrom in der Primärspule erzeugt. Bei den Induktoren benutzt man statt dessen einen abgehackten oder intermittierenden Gleichstrom. Für die periodische Unterbrechung des Gleichstromes sind zahlreiche automatische Schaltwerke angegeben worden. Wir beschreiben 3 Beispiele. In den Abbildungen bedeutet ℑ stets die Primärspule des Induktors mit ihrem Eisenkern.

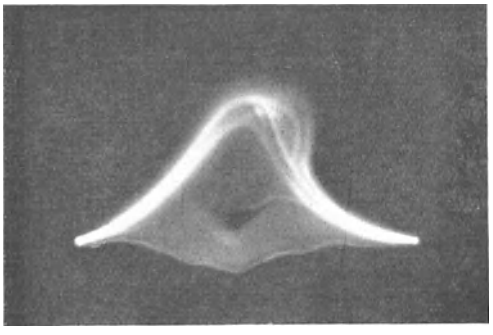
1. Der Hammerunterbrecher nach dem Schema der Abb. 215. Im Prinzip ist es der Wagnersche Hammer unserer Hausklingeln. Der Anker *A* wird angezogen und der Strom bei *u* unterbrochen.

2. Der Turbinenunterbrecher (Abb. 216). Ein Motor dreht eine hohle vertikale Achse *A*. Diese taucht unten in Quecksilber (Hg). Durch Zentrifugalwirkung wird

aus einer seitlichen Düse ein Hg-Strahl herausgespritzt. Trifft der Strahl eine der mit *a* angedeuteten Blechzinken, so ist der Strom geschlossen, trifft er durch eine Lücke, so ist der Strom unterbrochen. Das ganze Schaltwerk ist in ein Eisengehäuse eingebaut.



a



b

Abb. 218 a, b. Funkenbündel eines großen Induktors.

3. Der elektrolytische Unterbrecher (Abb. 217). Der Primärstrom durchsetzt ein mit verdünnter Schwefelsäure gefülltes Glasgefäß. Als negative Elektrode (Stromzuführung) dient ein Pb-Blech. Die positive Elektrode besteht aus einem etwa 1 mm dicken und 10 mm langen Pt-Draht, der aus einer Glas- oder Porzellandüse herausragt. Der Draht gerät unter lebhafter Gasentwicklung ins Glühen. Es bildet sich eine periodisch zerreißende Gashaut, die den Strom unterbricht. Einzelheiten der Erklärung führen hier zu weit.

In Abb. 218 sehen wir das Funkenspiel eines 40-cm-Induktors. Es sind photographische Aufnahmen mit je 1 Sekunde Belichtungszeit. Das Bild *a* erhält man mit dem Hammer- oder mit dem Turbinenunterbrecher, das Bild *b* mit dem elektrolytischen Unterbrecher. Mit letzterem lassen sich leicht Unterbrechungszahlen von einigen hundert pro Sekunde erzielen.

Die Sekundär- oder Induktionsspule eines Induktors liefert eine reine Wechselspannung, also nicht etwa eine intermittierende Gleichspannung wie zwischen den Enden der Primärspule. Der zeitliche Verlauf der Wechselspannung weicht weit von der einfachen Sinusform (Abb. 178a) ab. Die Abb. 219a gibt ein Beispiel für einen Induktor, wie ihn die Physiologen brauchen. Die Kurve ist photographisch mit einem Registriervoltmeter aufgenommen. Das Zustandekommen ihrer eigentümlichen Un-

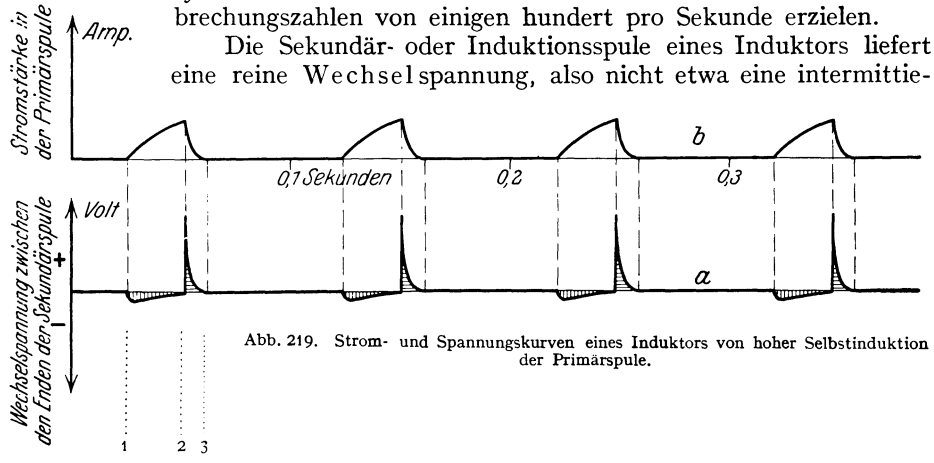


Abb. 219. Strom- und Spannungskurven eines Induktors von hoher Selbstinduktion der Primärspule.

symmetrie ist leicht zu deuten. Zu diesem Zwecke ist in Kurve *b* die Stromkurve des Primärkreises, also des abgehackten Gleichstromes, eingezeichnet, und zwar ebenfalls nach einem Registrierphotogramm. Im Zeitpunkt *1* schließt das Unterbrecherschaltwerk den Primärstrom. Der Primärstrom steigt infolge der Selbstinduktion oder Trägheit langsam an. Während der Zeit dieses Anstieges wächst der Kraftfluß. Er induziert im Sekundärkreis die Spannungen, wie sie die druntergezeichnete Kurve *a* zeigt. 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. Das liegt daran, daß bei der Öffnung jedes Schalters zwischen den sich trennenden Kontakten ein leitender Lichtbogen entsteht, der erst im Zeitpunkt *3* abreißt. Immerhin ist die Zeit *2—3* viel kürzer als die Zeit *1—2*. Infolgedessen zeigen die während der Zeit *2—3* induzierten Spannungen eine hohe Zacke. Dabei sind die horizontal und vertikal schraffierten Flächen der Wechselspannungskurve gleich groß. Es ist die gleiche Anzahl Voltsekunden, die vom gleichen Kraftfluß, einmal bei seinem Entstehen, dann bei seinem Verschwinden, induziert wird.

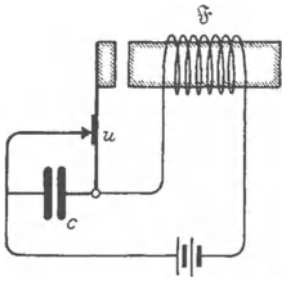


Abb. 220. Löschvorrichtung für den Lichtbogen des Hammerunterbrechers.

Für zahlreiche Zwecke, z. B. Nervenreizung, Betrieb von Röntgenlampen, ist eine sehr starke Asymmetrie der sekundären Spannungskurve erforderlich. Man braucht hohe Spannungszacken bei der Öffnung, kleine Spannungen beim Schließen des Primärstromes. Um das erstere zu machen, gilt es, den Lichtbogen

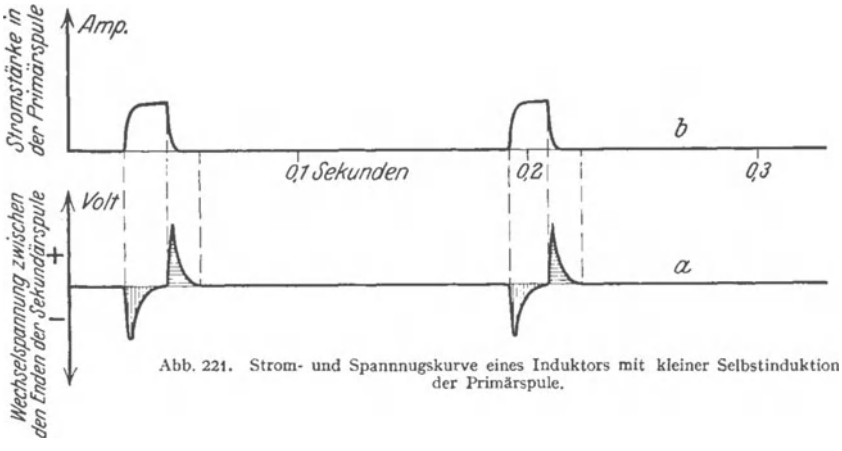


Abb. 221. Strom- und Spannnugskurve eines Induktors mit kleiner Selbstinduktion der Primärspule.

am Kontakt des Unterbrechers zu unterdrücken. Das macht man durch Parallelschaltung eines technischen Papierkondensators *C*, wie er in Abb. 220 angedeutet ist.

Erklärung: Der stark ausgezogene Kreis ist ein Schwingungskreis (§ 62), dessen Wechselstrom sich dem Gleichstrom im Lichtbogen überlagert. Sobald der aus beiden resultierende Strom durch Null geht, erlischt der Bogen.

Wieweit man durch die Selbstinduktion die Gestalt der sekundären Spannungskurve verändern kann, zeigt die Kurve der Abb. 221. Hier ist der Selbstinduktionskoeffizient der Primärspule klein bemessen worden, die sekundäre Spannung ist fast symmetrisch. Ein solcher symmetrischer Wechselstrom hat ganz andere physiologische Wirkungen als ein stark unsymmetrischer. Daher

kann man mit Induktoren verschiedener Herkunft gewonnene Versuchsergebnisse nicht ohne weiteres vergleichen. Jeder Beobachter muß die Wechselspannungskurven seines eigenen Apparates genau angeben.

§ 62. Elektrische Schwingungen. Als wichtigste Wechselstromquelle haben wir bisher die Generatoren kennengelernt, d. h. Maschinen mit rotierenden „Läufern", meist rotierenden Spulen (Abb. 177). Kapitel VI hat uns einige der üblichen Ausführungsformen erläutert. — Im Laufe der letzten Jahrzehnte hat ein anderes Verfahren zur Erzeugung von Wechselströmen dauernd an Bedeutung gewonnen: das ist die Erzeugung von Wechselströmen durch elektrische Schwingungen.

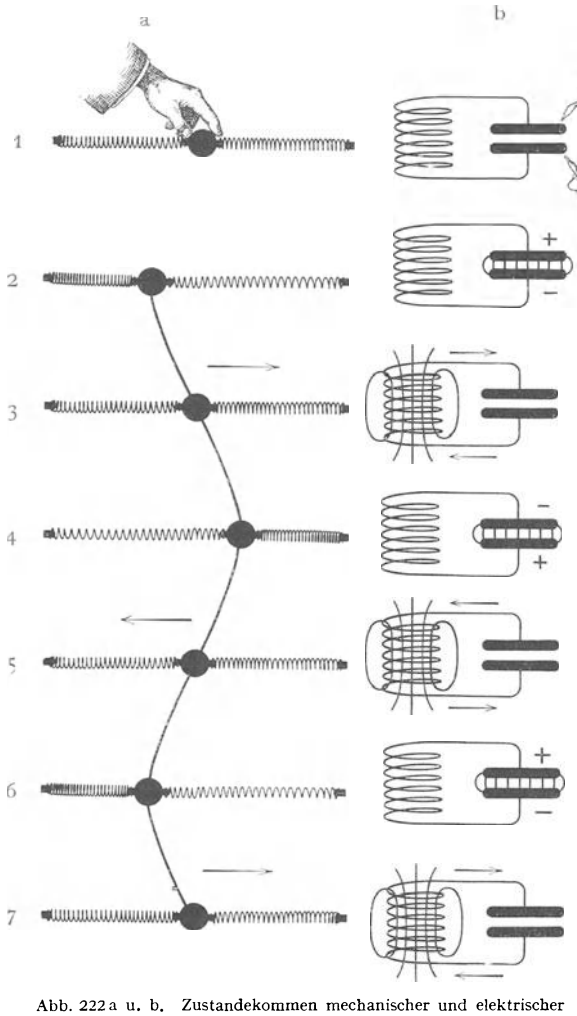


Abb. 222a u. b. Zustandekommen mechanischer und elektrischer Schwingungen.

Das Zustandekommen elektrischer Schwingungen ist sehr 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 ins Gedächtnis zurück, wie mechanische Schwingungen entstehen: In Abb. 222a ist ein recht einfaches mechanisches Pendel[1]) dargestellt, eine Kugel in der Mitte einer Spiralfeder. Bei *1* ist das Pendel in Ruhe. Bei *2* ist die Feder durch eine Hand oder dergleichen 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 hat die Ruhelage mit dem Höchstwert der von der Feder erzeugten Geschwindigkeit erreicht. — Jetzt kommt das Wesentliche: Infolge ihrer Trägheit fliegt die Kugel nach rechts über die Ruhelage heraus. Sie spannt dabei die Feder

[1]) Das Wort „Pendel" wird in diesem Buch stets im Sinne von „mechanisches Schwingungssystem" benutzt, nicht im speziellen Sinne des „Schwerependels".

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 Kugelmasse ist der für die Schwingungsentstehung entscheidende Punkt. Die Schwingungen klingen gedämpft ab, die Amplituden werden von Ausschlag zu Ausschlag kleiner, weil die Energie allmählich durch Reibung aufgezehrt wird (vgl. Abb. 223).

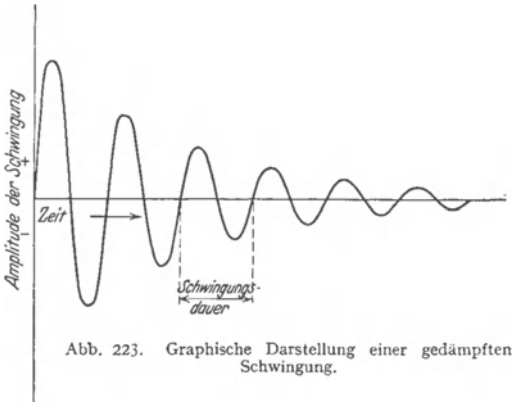


Abb. 223. Graphische Darstellung einer gedämpften Schwingung.

Jetzt betrachten wir analog ein elektrisches Pendel oder einen elektrischen Schwingungskreis (Abb. 222b). An die Stelle der Feder ist ein Kondensator getreten, an die Stelle der Kugel eine Spule. In *1* herrscht Ruhe, der Kondensator ist nicht geladen, die Spule enthält keinen Strom und daher auch kein Magnetfeld. In *2* ist der Kondensator geladen worden. Seine Spannung ist durch die ausgezogenen Feldlinien markiert. In *3* sind Kondensator und Spule zu einem Stromkreis verbunden. Der Kondensator hat sich gerade entladen, seine elektrischen Feldlinien sind fort. In der Spule fließt ein Strom. Seine magnetischen Feldlinien sind ausgezogen angedeutet. Jetzt kommt das Wesentliche: Strom und Magnetfeld sind träge. Der Strom fließt in der Pfeilrichtung weiter, obwohl der Kondensator in *3* die Spannung Null hat, also als Stromquelle ausscheidet. Der Strom fließt so lange weiter, bis der Zustand *4* erreicht ist: der Kondensator enthält wieder ein elektrisches Feld, aber diesmal in einer dem Falle *1* entgegengesetzten Richtung. In *5* ist das Spiel in umgekehrter Richtung weitergegangen: wieder enthält der Kondensator keine elektrische Energie, aber die Spule enthält ein Magnetfeld usw. Es findet ein ständiger Wechsel statt zwischen der elektrischen Energie des Kondensators ($\frac{1}{2} C P^2$) und der magnetischen Energie der Spule ($\frac{1}{2} L i^2$). Es muß im Stromkreise ein Wechselstrom fließen. Ein Drehspulamperemeter muß ihn anzeigen, falls die Frequenz des Wechselstromes klein genug ist. — Das läßt sich nun experimentell schon mit bescheidenen Hilfsmitteln realisieren.

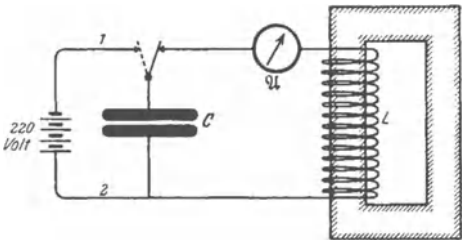


Abb. 224. Beobachtung des Wechselstromes bei sehr langsamen elektrischen Schwingungen mittels eines Drehspulamperemeters. Spule wie in Abb. 208 u. 209.

In Abb. 224 ist C ein technischer Papierkondensator. Seine Kapazität beträgt $5 \cdot 10^{-5}$ Amperesekunden/Volt oder Farad. L ist eine Spule mit geschlossenem Eisenkern und einem ziemlich großen Selbstinduktionskoeffizienten, etwa 2000 Voltsekunden/Ampere oder Henry. $\mathfrak{A}$ 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. 222b. 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 den mit Maschinen erzeugten nur dadurch, daß seine Amplituden ziemlich rasch abnehmen, etwa wie in der Abb. 223 gezeichnet. Die Schwingungen sind stark gedämpft. Die ursprünglich im Kondensator aufgespeicherte elektrische Energie wird rasch durch Erwärmung der Spulenwindungen aufgezehrt.

Ein mechanisches Pendel hat die Schwingungsdauer

$$\tau = 2\pi\sqrt{\frac{M}{D}}. \tag{39}$$

Dabei bedeutet M die träge Masse, in Abb. 222a die der Kugel. D ist die Direktionskraft. So nennt man die bei der Dehnung um 1 cm in der Feder auftretende Kraft, also D = Kraft/Dehnung. — Bei elektrischen Schwingungen tritt als Maß der Trägheit an die Stelle der Masse M der Selbstinduktionskoeffizient L. An die Stelle von D tritt die durch die Elektrizitätsmenge $Q = 1$ Amperesekunde im Kondensator entstehende Spannung P, also P/Q. Dieser Quotient ist aber nach Gleichung (2) $= 1/C$. Wir haben die Direktionskraft D des mechanischen 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

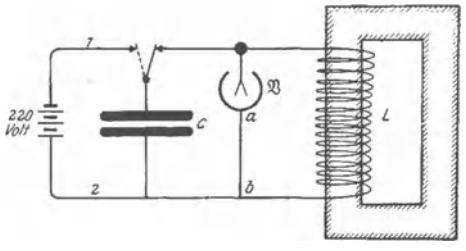


Abb. 225. Beobachtung der Wechselspannung bei langsamen elektrischen Schwingungen.

$$\tau = 2\pi\sqrt{LC}\ . \tag{40}$$

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 3 mal kürzere Schwingungsdauer $(\sqrt{10} \backsim 3)$. Dann verkleinern wir auch L. Statt der Spule von 2000 Henry nehmen wir eine solche von nur 30 Henry. Für die dadurch gesteigerte Frequenz ist das Drehspulamperemeter zu träge. Sein Zeiger schwingt nicht mehr. Als Instrument geringerer Trägheit nehmen wir das Zweifadenvoltmeter. Wir wollen also zur Abwechslung nicht den Wechselstrom, sondern die Wechselspannung beobachten (vgl. das Schaltschema in Abb. 225).

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 der Verbindung des geladenen Kondensators mit der Spule schwirren die Fäden des Voltmeters rasch, aber noch deutlich, hin und her.

Bei weiterer Verkleinerung von L und C tritt zweierlei ein: 1. wird die Frequenz des Wechselstromes so hoch, daß überhaupt kein Instrument mit mechanischem Zeiger den Schwingungen zu folgen vermag; 2. wird die dem Kondensator anfänglich zugeführte Energie $E_e = \frac{1}{2} C P^2$ sehr klein, falls man den Kondensator nicht auf hohe Spannungen P auflädt.

Die hohen Spannungen bringen einen lästigen Nachteil mit sich. Wir brauchen irgendeinen Schalter, um den geladenen Kondensator mit der Spule zu verbinden und die Schwingungen in Gang zu bringen. Noch bevor aber die

Kontakte des Schalters einander berühren, springt zwischen beiden ein Funke über. Der Stromkreis ist nicht ganz metallisch, sondern unter Einschaltung eines Funkens geschlossen. Dieser Funke stört die Schwingungen in empfindlicher Weise. Er dämpft sie, indem er ihre Energie in Wärme und Schall verwandelt.

Muß man schon diesen störenden Funken in den Kauf nehmen, so kann man ihn doch verwerten, und zwar in zweierlei Weise:

1. kann der Funke als periodisch wirkendes, automatisches Schaltwerk dienen,

2. kann man den Funken als trägheitsfreies Amperemeter benutzen.

Als automatischer Schalter wirkt der Funke z. B. in der Anordnung der Abb. 226. 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. Hat die Spannung einen bestimmten Wert erreicht, so schlägt der Funke über und schließt den Strom im Spulenkreis. Der Abstand der Kugeln läßt die gewünschte Betriebsspannung P einstellen.

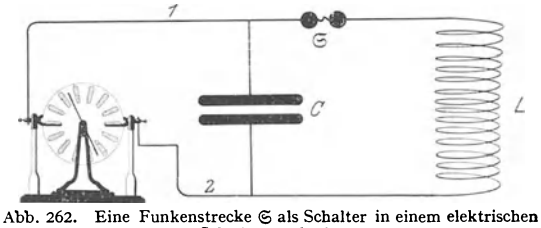


Abb. 262. Eine Funkenstrecke G als Schalter in einem elektrischen Schwingungskreis.

Als trägheitsfreies Amperemeter wirkt der Funke dadurch, daß seine Helligkeit mit der Stromstärke variiert. Die Helligkeit erreicht während jeder Periode zwei Maxima. Man hat nur die zeitlich aufeinanderfolgenden Funkenbilder räumlich zu trennen, damit das Auge die Helligkeitsschwankungen zu erkennen vermag. Ein rasch rotierender Polygonspiegel läßt das einfach erreichen. In der Abb. 227 sind derartige Funkenbilder photographiert. Die Frequenz betrug

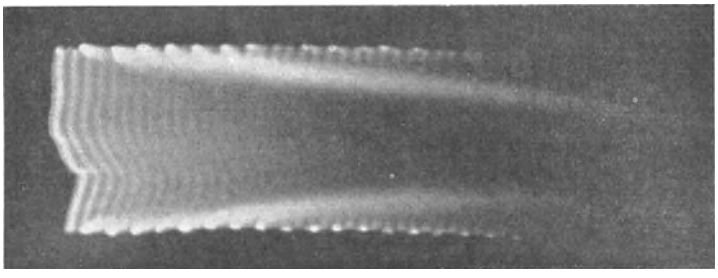


Abb. 227. Nachweis elektrischer Schwingungen mit Hilfe eines Funkens. („Feddersen-Funken". Aufnahme von B. Walter.)

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.

§ 63. Einige Anwendungen elektrischer Schwingungen. Der Wechselstrom der städtischen Zentralen hat meist eine Frequenz von $n = 50\,\mathrm{sek}^{-1}$. 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 einstweilen 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 dann die hochfrequenten Wechselströme zur Darstellung zweier Erscheinungen benutzen, die wir früher mit niederfrequentem Wechselstrom nicht vorgeführt haben. Es ist

4. die als Hautwirkung (Skineffekt) bezeichnete Selbstinduktionserscheinung,
5. der Nachweis ringförmig geschlossener elektrischer Feldlinien ohne Enden, also eine Ergänzung zu § 46 und Abb. 146.

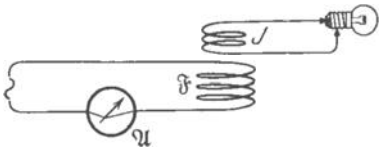


Abb. 228. Induktion mit niederfrequentem Wechselstrom.
$\mathfrak{F}$ hat 3 Windungen von ca. 30 cm ∅
J hat 10 Windungen von ca. 10 cm ∅

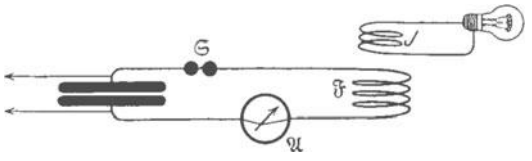


Abb. 229. Induktion mit hochfrequentem Wechselstrom. Die mit Pfeilen angedeuteten Leitungen dienen zur Aufladung des Kondensators. G = Funkenstrecke.

1. Induktion bei Hochfrequenz. Bei hochfrequentem Wechselstrom ändert sich der Kraftfluß einer Spule erstens sehr rasch und zweitens sehr häufig. Infolgedessen genügen schon sehr grobe Hilfsmittel, um die Induktionswirkung dieses Kraftflusses auf eine andere Spule nachzuweisen. Zur Vorführung dessen sehen wir in Abb. 228 eine Feldspule $\mathfrak{F}$ (Primärspule) und eine Induktionsspule J (Sekundärspule). Größe und Windungszahl sind angegeben. Durch die Feldspule schicken wir zunächst einige Ampere gewöhnlichen technischen Wechselstrom. An die Induktionsspule J schließen wir als empfindlichen Spannungsindikator ein 2-Volt-Glühlämpchen. Das Lämpchen bleibt dunkel, die induzierte Spannung ist also kleiner als 2 Volt. Das Lämpchen bleibt selbst dann dunkel, wenn wir den Kraftfluß durch Einschieben eines dicken Eisenkernes erhöhen.

Ganz anders bei hochfrequentem Wechselstrom: Wir ergänzen die Feldspule $\mathfrak{F}$ in Abb. 229 zu einem Schwingungskreis. Die als Schalter dienende Funkenstrecke wird so eingestellt, daß das Hitzdrahtamperemeter $\mathfrak{A}$ wieder einige Ampere anzeigt. Jetzt genügt schon eine 220-Volt-Lampe zum Nachweis der in J induzierten Spannung. Es ist sehr lehrreich, sich mit der beweglichen Induktionsspule und dem groben Indikator die Induktionserscheinungen noch einmal klarzumachen. Die Lampe leuchtet schwächer, wenn man die Induktionsspule in das Gebiet des kleineren Kraftflusses bringt oder sie gegenüber ihrer Stellung in der Abb. 229 verkippt. Nach 90° Kippung ist die Lampe erloschen, weil die Spule nicht mehr vom Kraftfluß durchsetzt wird usw.

Steigern wir die Stromstärke der Feldspule $\mathfrak{F}$, so genügt ein noch primitiverer Indikator: Wir nehmen als Induktionsspule einen ringförmig geschlossenen Eisendraht an einem die 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" (§ 57) zur Glut gebracht. Das benutzt man praktisch zum Ausglühen oder Schmelzen von Metallteilen in Vakuumgefäßen.

Gibt man der Induktionsspule J eine hohe Windungszahl, etwa einige tausend, so erreicht die Spannung zwischen ihren Enden entsprechend hohe Werte. Zwischen den Enden der Spule springen lange, bläulichrote Funkengarben über (Abb. 230). 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 der Resonanz, auf die wir erst in § 106 eingehen werden.

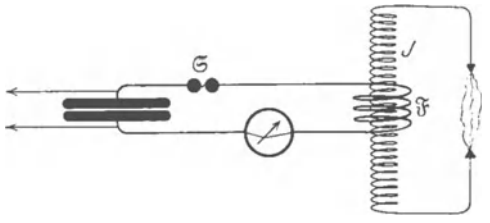


Abb. 230. Induktion mit hochfrequentem Wechselstrom in einer Spule. J mit vielen Windungen. („Teslatransformator".)

2. Die Selbstinduktion bei Hochfrequenz. In § 60 haben wir die Selbstinduktion als Trägheit des Magnetfeldes kennengelernt. Diese Trägheit widersetzte sich der Ausbildung eines Wechselstromes in einer Spule. Das als Widerstand definierte Verhältnis P/i war für Wechselstrom viel höher als für Gleichstrom. Es galt für Wechselstrom der Frequenz n die Gleichung

$$\frac{P}{i} = \sqrt{w^2 + (2\,n\,\pi\,L)^2}\,. \tag{38}$$

Zur Prüfung dieser Gleichung benutzten wir früher technischen Wechselstrom der Frequenz $n = 50\,\mathrm{sek}^{-1}$ und eine Spule von 300 Windungen. Außerdem erhöhten wir den Kraftfluß der Spule durch einen Eisenschluß.

Bei hochfrequentem Wechselstrom können wir einfacher verfahren. Wir brauchen nicht mehr eine Spule von vielen Windungen. Es genügt eine einzige Windung oder ein einfacher Drahtbügel. Man kann also gut zeigen, daß nicht nur eine Spule, sondern jeder beliebige Leiter einen Selbstinduktionskoeffizienten L besitzt.

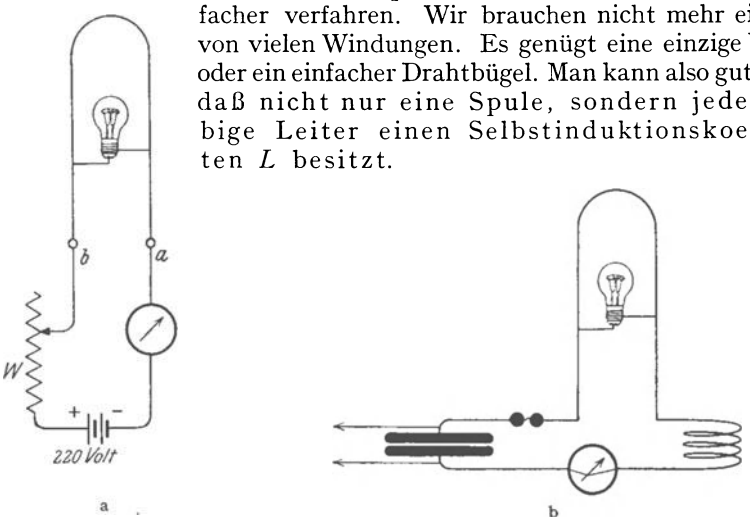


Abb. 231 a, b. Scheinwiderstand bei hochfrequentem Wechselstrom.

In der Abb. 231 a sehen wir einen Bügel aus 5 mm dickem Kupferdraht. Seine Enden sind mit einer 220 Volt-Glühlampe verbunden. 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, ca. 2000 Ohm.) — Ganz anders bei hochfrequentem Wechselstrom. Wir schalten Bügel und Lampe in unseren schon mehrfach benutzten Schwingungskreis (Abb. 231 b). Die Lampe leuchtet hell auf, sobald wir die Stromstärke des Wechselstromes auf etwa 1 Ampere einstellen. Das als Widerstand definierte Verhältnis P/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 ist leicht geneigt, die Selbstinduktion in nicht spulenartigen Leitern außer acht zu lassen.

3. Verschiebungsstrom bei Hochfrequenz. Nach Gleichung (26a) berechnet sich die Stromstärke des Verschiebungsstromes in Ampere als

$$i_v = \varepsilon \cdot F \cdot \dot{\mathfrak{E}} \,. \tag{26a}$$

Dabei ist — leider — ε, die absolute Dielektrizitätskonstante, von der Größenordnung 10^{-13}. Man kann also nur dann zu leicht meßbaren Amperezahlen oder Stromstärken des Verschiebungsstromes gelangen, wenn man entweder dem Querschnitt F der Strombahn oder $\dot{\mathfrak{E}}$, der Änderungsgeschwindigkeit des elektrischen Feldes, hohe Werte gibt. Das letztere läßt sich auf zwei Weisen erreichen, durch Steigerung der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}$ oder durch Steigerung der Frequenz n des Wechselstromes.

Wir sind mit der Feldstärke $\mathfrak{E}$ bis an die Grenze des technisch bequem Erreichbaren gegangen, bis zu 10^5 Volt/cm (Abb. 151). Dann gab schon unser üblicher technischer Wechselstrom (Frequenz $= 50\,\mathrm{sek}^{-1}$ oder Wechselzahl $100\,\mathrm{sek}^{-1}$) für $\dot{\mathfrak{E}}$ (die Änderung der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}$ pro Sekunde) die Größenordnung 10^7. Wir mußten dann noch F, dem Stromquerschnitt, die Größenordnung $10^6\,\mathrm{cm}^2$ ($= 100\,\mathrm{m}^2$), (technischer Papierkondensator!) geben, um Verschiebungsströme der Größenordnung 1 Ampere zu erreichen.

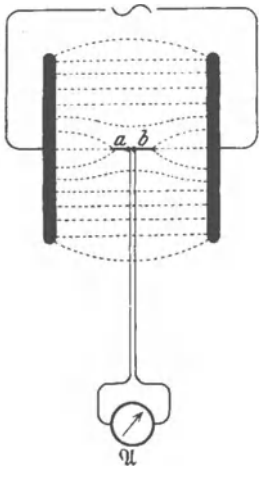


Abb. 232. Verschiebungsstrom im hochfrequenten elektrischen Wechselfeld. ~ = Wechselstromquelle (Schwingungkreis)

Der Nachteil dieses Versuches in Abb. 151 war die winzige Länge der elektrischen Feldlinien. Sie betrug nur $^1/_{50}$ mm (Dicke des Isolierpapieres im Kondensator!). — Im Besitz der hochfrequenten Wechselströme können wir nun mit viel kleineren Feldstärken auskommen und daher bequem Verschiebungsströme auch bei langen elektrischen Feldlinien vorführen. Und zwar geschieht das gleich in einer Form, auf die wir später bei den elektrischen Wellen zurückgreifen können. Dort wird es sich um den Nachweis von Verschiebungsströmen mit sehr langen Feldlinien handeln.

Die Abb. 232 zeigt uns unseren altbekannten Plattenkondensator mit einem Plattenabstand d von etwa 20 cm. Er ist mit einem hochfrequenten Schwingungskreis als Wechselstromquelle ~ verbunden. Die Frequenz beträgt rund $n = 10^6\,\mathrm{sek}^{-1}$. Zwischen den Platten herrscht eine Spannung von rund 10^5 Volt, und roh nach der Gleichung (6) berechnet die Feldstärke $\mathfrak{E} = P/d = 5000\,\mathrm{Volt/cm}$. $\dot{\mathfrak{E}}$ hat also die Größenordnung 10^{10}. Das gibt also nach Gleichung (26a)

schon für einen Querschnitt F von nur 1 cm² einen Verschiebungsstrom von 1 Milliampere.

Zum Nachweis dieses Verschiebungsstromes ersetzen wir jetzt ein kleines Stück der Feldlinien durch einen 3 cm langen Metallstab $a\,b$. In diesem leitenden Draht bricht das elektrische Feld zusammen, es fließt in ihm ein Leitungsstrom, und zwar ein hochfrequenter Wechselstrom. Es gilt, diesen Wechselstrom nachzuweisen. Am besten wäre es, in die Mitte des Drahtes ein Liliput-Wechselamperemeter einzuschalten. In Ermangelung eines solchen unterteilen wir den Draht 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 senkrecht zu den Feldlinien geführt, um das Feld nicht zu verzerren. Gleichrichter + Gleichstromgalvanometer sind lediglich ein technischer Ersatz für ein Wechselstromamperemeter ausreichender Empfindlichkeit. Diesen Kunstgriff haben wir schon früher benutzt (Abb. 192).

Es fließt, das ist das Wesentliche des Versuches, also in dem kurzen geraden Draht mit seinen offenen Enden $a\,b$ ein Wechselstrom. Das Zustandekommen dieses Stromes wäre uns ohne den Begriff des Verschiebungsstromes völlig rätselhaft. Ein paar punktiert eingezeichnete Feldlinien, deren zeitliche Änderung wir als Verschiebungsstrom bezeichnen, geben sogleich ein anschauliches Bild. Es zeigt, daß der Strom keineswegs an den freien Enden des Stabes $a\,b$ blind endet, sondern von dort aus als Verschiebungsstrom zu den Feldgrenzen weitergeht.

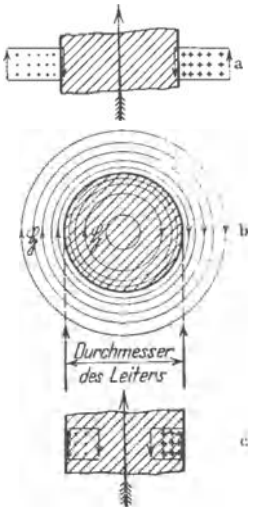


Abb. 233 a—c. Magnetische Feldlinien in der Umgebung und im Innern eines schraffierten Drahtes und ihre Induktionswirkung.

Der Versuch der Abb. 232 soll uns also zweierlei zeigen:

1. Ein Verschiebungsstrom kann auch große Feldlinienstrecken überbrücken.

2. Er läßt sich nachweisen, indem man sein elektrisches Feld in einem Metalldraht zusammenbrechen und im Draht einen Leitungsstrom erzeugen läßt.

Ein derartiger Metalldraht, also z. B. $a\,b$ in Abb. 232, heißt in Zukunft kurz ein Empfänger.

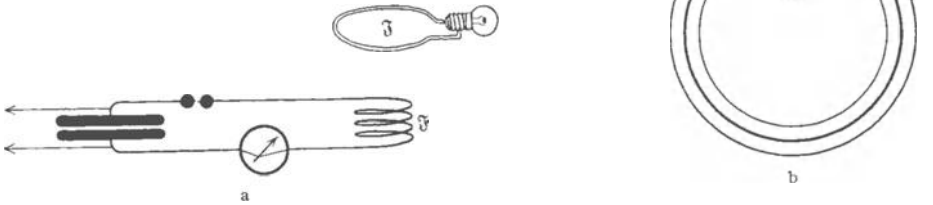
4. Die Hautwirkung (Skineffekt). Die Abb. 233 b zeigt uns einen stromdurchflossenen geraden Leiter schraffiert im Durchschnitt. Der Leiter ist in bekannter Weise von ringförmig geschlossenen magnetischen Feldlinien $\mathfrak{H}$ umgeben. In Abb. 233 a ist ein kurzes Stück des gleichen Leiters im Längsschnitt dargestellt. Die Richtung des Leitungsstromes oder Laufrichtung der Elektronen ist durch einen gefiederten Pfeil markiert. Die den Leiter außen umfassenden magnetischen Feldlinien sind nur mit ihren Durchstoßpunkten (· bezw. +) erkennbar. Die zeitliche Änderung dieser magnetischen Feldlinien induziert geschlossene elektrische Feldlinien. Zwei derselben sind schematisch als Rechtecke angedeutet, und zwar für den Fall einer Zunahme des Leitungsstromes: die elektrischen Feldlinien sind im Draht der Stromrichtung entgegengesetzt. Sie verlangsamen das Anwachsen des Stromes. Das ist die uns als Selbstinduktion bekannte Erscheinung. Wir haben uns hier lediglich den Vorgang der Selbstinduktion für einen geraden Leiter klargemacht. --

Jetzt aber kommt etwas Neues:

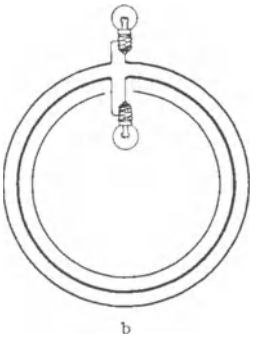
Die magnetischen Feldlinien umfassen einen Leiter nicht nur von außen, sondern sind auch in seinem Innern vorhanden. Einige derselben sind in Abb. 232b eingezeichnet.

Leider kann man diese magnetischen Feldlinien im Leiterinnern nicht in der üblichen Weise mit Eisenfeilicht sichtbar machen. Ihr Vorhandensein ist aber ohne weiteres einzusehen: Wir können uns den Draht aus einander umhüllenden Röhren aufgebaut denken. Durch die Wandung jeder Röhre fließt Strom, und es gibt keinen Strom, der nicht von magnetischen Feldlinien umfaßt wäre.

Die Abb. 233c stellt wieder ein kurzes Stück unseres Leiters im Längsschnitt dar. Die Richtung des Stromes ist wieder durch einen Pfeil markiert. Punkte und Kreuze deuten die Durchstoßpunkte der magnetischen Feldlinien im Innern des Leiters an. Auch diese magnetischen Feldlinien induzieren bei zeitlicher Änderung geschlossene elektrische Feldlinien. Zwei derselben sind als kleine Rechtecke schematisch angedeutet. Die Richtung dieser induzierten elektrischen Feldlinien ist in der Spulenachse dem ursprünglichen



a



b

Abb. 234a, b. Hautwirkung bei hochfrequentem Wechselstrom. Die mit Pfeilen angedeuteten Leitungen dienen zur Aufladung des Kondensators.

Feld entgegengerichtet und schwächt daher den Strom in der Spulenachse. Anders in der Nähe der Spulenoberfläche. Dort sind das induzierte und das ursprüngliche Feld gleich gerichtet. Dort wird der Strom verstärkt. Der Selbstinduktionsvorgang im Leiterinnern bewirkt daher eine Verdrängung des Stromes unter die Leiteroberfläche.

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. 234a skizzierte Anordnung. Die Spule $\mathfrak{F}$ eines Schwingungskreises liefert uns ein hochfrequentes Wechselfeld. Dieses induziert Ströme in der Induktionsspule J, der wir die Form eines dicken Kupferdrahtringes geben. Zur Abschätzung der Stromstärke dient eine eingeschaltete Glühlampe. Dann umgeben wir den Kupferring mit einem ihm konzentrischen Kupferrohr von einigen Zentimeter Rohrweite, vgl. Abb. 234b. 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 ineinandergesteckten Induktionsspulen nähern wir jetzt der Feldspule $\mathfrak{F}$ in Abb. 234a. 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 Litzen vieler sehr feiner Einzeldrähte, die voneinander durch Emaillelack getrennt werden. Bei dünnen Drähten ist der Einfluß der Stromverdrängung prozentisch geringer. Außerdem kann man durch einen Kunstgriff eine gleichmäßige Strombelastung aller Einzeldrähte erreichen. Man verdrillt oder verflicht 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 elektrische Feldlinien geben (§ 46). Die elektrischen Feldstärken waren

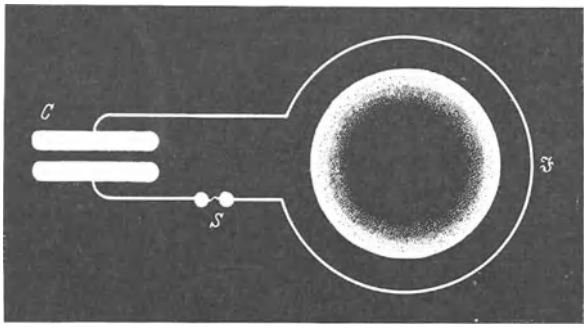


Abb. 235. Nachweis geschlossener elektrischer Feldlinien.
(„Elektrodenloser Ringstrom".)

aber damals zu klein, um diese geschlossenen Feldlinien durch Gipskristalle nachweisen zu können. Mit den hochfrequenten Wechselströmen der elektrischen Schwingungen können wir das damals Versäumte nachholen und ringförmig geschlossene elektrische Feldlinien anschaulich sichtbar machen.

Zwar reicht die jetzt erzielbare Feldstärke nicht aus, um uns Gipskristalle zu ordnen, doch genügen sie für einen kaum minder anschaulichen Nachweis der geschlossenen Feldlinien. Er beruht darauf, daß Edelgase, wie z. B. Neon, schon bei relativ kleinen elektrischen Feldstärken aufleuchten, es genügen Feldstärken von etwa 20 Volt/cm.

Der Mechanismus dieses Vorganges ist hier gleichgültig. Er wird später in § 72 kurz berührt werden. Eine ausführliche Behandlung folgt später in der Elektrooptik. Es ist im Prinzip das gleiche, wie das Aufleuchten der Zimmerluft im Funken, wenn die Feldstärke 30 000 Volt/cm überschreitet.

Die Anordnung ist in Abb. 235 gezeichnet. Die Feldspule $\mathfrak{F}$, etwa 1 Windung, liefert uns ein hochfrequentes Wechselfeld. Seine magnetischen Feldlinien stehen senkrecht zur Papierebene. Diese rasch wechselnden magnetischen Feldlinien sollen nach unserer in Abb. 146 dargestellten Behauptung 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, wenngleich 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 zur Hilfe kommen.

VIII. Mechanismus der Leitungsströme.

§ 64. Der Mechanismus der Leitung im Modellversuch. Wir haben die elektrischen Ströme in Leitern bisher stets als eine Wanderung von Elektrizitätsatomen betrachtet. Aller näheren Aussagen haben wir uns bewußt enthalten: es ist offen geblieben, ob 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. 236. Die beiden Platten eines Kondensators werden durch den schraffiert gezeichneten leitenden Körper verbunden. Es ist der aus § 11 bekannte Grundversuch. Man beobachtet mit dem Voltmeter das Sinken der Spannung.

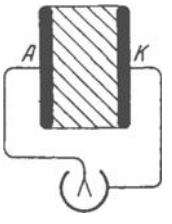


Abb. 236. Nachweis der Leitung durch Feldzerfall.

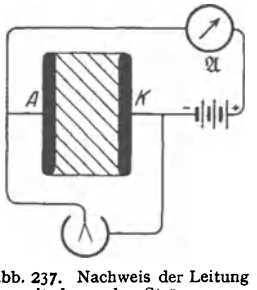


Abb. 237. Nachweis der Leitung mit dauernden Strömen.

b) Durch dauernde Ströme gemäß Abb. 237. 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) so weit ersetzt, daß Feld und Spannung erhalten bleiben. Der Strommesser zeigt den Strom, der zum Ersatz der Elektrizitätsatome erforderlich ist.

In beiden Fällen nennt man die Kondensatorplatten oder Feldgrenzen häufig die Elektroden. Die positive Elektrode heißt oft 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. Es befinden sich im Innern des Leiters 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, indem die Elektrizitätsatome von irgendwelchen „Elektrizitätsträgern" getragen werden. Ihre gröbste Ausführung sind die uns wohlbekannten Löffel am Bernsteinstiel (Abb. 46). Mit ihnen wollen wir die beiden Vorgänge im Modellversuch vorführen.

Zu I bewegen wir einen Löffel abwechselnd von der einen Elektrode zur anderen. In der Schaltung der Abb. 236 sinkt der Voltmeterzeiger herunter, das Feld zerfällt. In der Schaltung der Abb. 237 bleibt der Voltmeterausschlag konstant. Das Amperemeter (Spiegelgalvanometer) $\mathfrak{A}$ zeigt einen dauernden Ausschlag, vorausgesetzt, daß wir den Träger nicht allzu langsam bewegen. Der Kondensator „isoliert" nicht mehr. Die Luft in ihm „leitet", weil durch das Gewimmel ihrer unsichtbaren Moleküle ein einzelner, grober Elektrizitätsträger hin und her wandert. In Abb. 236 bedeutet diese Wanderung einen zeitlich absinkenden, in Abb. 237 einen zeitlich konstanten Strom.

Die Stromstärke des letzteren können wir sogleich in Ampere angeben. Der Träger enthalte die Elektrizitätsmenge q Amperesekunden. Er durchlaufe die Kondensatordicke d n-mal in einer Sekunde. Dann ist

$$i = q \cdot n \text{ Ampere.} \tag{41}$$

Diese Gleichung läßt sich durch Einführung der Trägergeschwindigkeit u ein wenig umformen. Die Laufzeit des Trägers für den ganzen Weg d ist $t = 1/n \cdot \text{sek}$. Ferner ist $t = d/u$. Also

$$i = q \cdot u/d . \tag{41a}$$

Sind viele Träger vorhanden, so bedeutet q ihre Gesamtladung. Oder in Worten: Gleichung (41a) gibt uns die Stromstärke in Ampere, falls sich die Elektrizitätsmenge q mit der Geschwindigkeit u längs der Feldlinien eines Plattenkondensators der Dicke d bewegt.

Zahlenbeispiel: $n = 4/\text{sek}$. — q in einem Löffel $= 7{,}5 \cdot 10^{-10}$ Amperesekunden, vgl. § 14. Dann wird $i = 2 \cdot 10^{-9}$ Ampere.

Zu II bringen wir in den Luftzwischenraum zwei einander berührende Löffel (Abb. 238). 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.

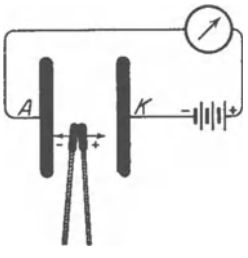


Abb. 238. Modellversuch eines Leitungsstromes mit ganz groben, mit der Hand bewegten Elektrizitätsträgern. Galvanometer wie in Abb. 49 und 101.

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 (41a) gilt ungeändert. Nur bedeutet u jetzt die Summe der Geschwindigkeit der positiven und der negativen Träger, also

$$i = q \frac{(u_+ + u_-)}{d} . \tag{41b}$$

Statt der beiden Träger können wir eine große Anzahl nehmen, etwa $\mathfrak{N}$ im Kubikzentimeter. Jeder einzelne trage n Elektrizitätsatome, also die Ladung ne oder $n \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden. Dann wird $q = \mathfrak{N} F d (ne)$, falls F die Fläche der Kondensatorplatten oder Elektroden bedeutet. Wir beobachten den Strom

$$i = \mathfrak{N} F (ne) (u_+ + u_-) . \tag{41c}$$

Wir kommen auf diese Gleichung bald zurück (§ 65).

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, im Gegensatz zu der

gewöhnlichen selbständigen Leitung, bei der die Elektrizitätsträger ohne unser Zutun vorhanden sind. – Aber diese „Unselbständigkeit" (Fachausdruck!) haben unsere Modellversuche mit zahlreichen Fällen der Elektrizitätsleitung in gasförmigen, flüssigen und festen Körpern gemein. Viele dieser Körper leiten für sich allein nicht. Sie leiten erst, wenn durch unser Zutun Elektrizitätsträger in sie hineingelangen. Die „selbständige" Leitung, wie sie jeder Metalldraht zeigt, 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. 107 und Gleichung (11)]. — 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. Die Bewegung der Träger durch das Feld läßt sich auch im Modellversuch nachahmen. Man muß nur Träger kleiner Masse nehmen und die Störungen durch die Schwere ausschalten. Seifenblasen mit geeigneter Gasfüllung lassen das unschwer verwirklichen. Das lohnt aber nicht die Mühe, insbesondere mit Hinsicht auf die früheren Versuche in Abb. 116. Überdies hat der Modellversuch mit den durch die Hand bewegten Elektrizitätsträgern noch einen besonderen Vorteil: er bringt uns auf die Möglichkeit eines neuartigen, von uns bisher noch nicht beobachteten Leitungsstromes, des sog. Konvektionsstromes. Das Wesen des Konvektionsstromes wird an Hand der Abb. 239 erläutert:

Zwei Elektroden sind durch einen Leitungsdraht verbunden. Der Draht enthält einen Strommesser, aber keine Stromquelle. Trotzdem kann durch das Amperemeter ein kräftiger Strom fließen: es müssen zwischen den Platten lediglich Elektrizitätsträger in Richtung der Pfeile laufen. Dabei ist der Ursprung der Geschwindigkeit vollständig gleichgültig. Im Modellversuch genügt die Bewegung eines oder zweier zuvor irgendwie aufgeladener Löffel mit den Händen (Abb. 239). Andere Möglichkeiten ergeben sich leicht. Die Träger können durch ein seitliches Loch *a* in den Raum zwischen den Platten hineingeschossen werden. Dieser Fall wird uns später bei den Kathodenstrahlen begegnen. Oder man stellt die Längsachse des Kondensators vertikal und benutzt die Schwerkraft zur Bewegung der Träger. § 89 wird einen derartigen Fall bringen. — Als Konvektionsstrom bezeichnet man also einen Leitungsstrom zwischen zwei Elektroden, bei dem die Elektrizitätsträger ihre Geschwindigkeit nicht durch ein elektrisches Feld zwischen diesen Elektroden erhalten.

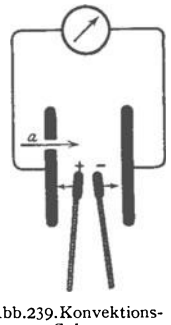


Abb. 239. Konvektionsstrom. Galvanometer wie in Abb. 49 u. 101.

Das Verständnis elektrischer Leitungsvorgänge wird oft durch eine falsche Vorstellung erschwert: man erwartet im Strommesser nur dann einen Strom, wenn Elektrizitätsträger die Elektroden erreichen. Tatsächlich reagiert das Amperemeter bereits auf jede Bewegung, die den Abstand der Elektrizitätsträger von den Elektroden ändert. Es reagiert auf jede Änderung des elektrischen Feldes oder jeden Verschiebungsstrom. Das läßt sich im Modellversuch der Abb. 238 besonders einfach demonstrieren (Träger zuvor mit einer Influenzmaschine laden und ohne Berührung ins Feld bringen!). — Wieder gelten die Gleichungen (41a–c).

So weit 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.

§ 65. Unselbständige Leitung in Zimmerluft mit sichtbaren Elektrizitätsträgern. Zur Deutung des Ohmschen Gesetzes. Wir beginnen mit den Gasen, weil ihr molekulares Bild uns besonders bekannt ist. Die Abb. 240 ruft kurz das Wichtigste in Erinnerung: Sie stellt Zimmerluft bei etwa 3 000 000facher Linearvergrößerung dar, und zwar als Momentbild. Die Moleküle sind als schwarze Punkte gezeichnet. Die Kugelgestalt ist willkürlich und gleichgültig. Der Durchmesser beträgt etwa $3 \cdot 10^{-8}$ cm. Ihr mittlerer gegenseitiger Abstand ist rund 10mal größer. Zwischen den Molekülen ist leerer Raum. Analog gibt, wieder bildlich gesprochen, Abb. 241 uns eine Zeitaufnahme von rund 10^{-8} sek Belichtungsdauer. Es sind die Flugbahnen für 3 Moleküle eingezeichnet, aber diesmal nur in 100 000facher Vergrößerung. Die geraden Stücke sind die „mittleren freien Weglängen" zwischen zwei Zusammenstößen (ca. 10^{-5} cm). Jeder Knick

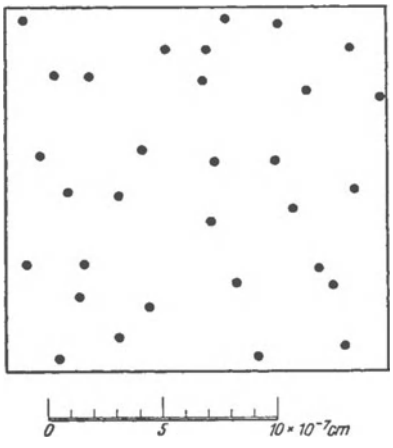


Abb. 240. Schematisches Momentbild von Zimmerluft in $3 \cdot 10^6$facher Vergrößerung.

Abb. 241. Freie Weglängen von drei Gasmolekülen in Zimmerluft. Vergrößerung 10^5fach.

entspricht einem Zusammenstoß mit einem der nichtgezeichneten Moleküle. Die Bahngeschwindigkeit beträgt bei Zimmertemperatur im Mittel rund 500 m/sek. 1 ccm Zimmerluft enthält rund $3 \cdot 10^{19}$ Moleküle. Dies tobende Gewimmel wird vom elektrischen Felde durchsetzt, ähnlich der Abb. 92. Die Elektrizitätsträger müssen sich durch dies Chaos hindurchwinden; eine für Träger mit kleiner kinetischer Energie nicht ganz einfache Aufgabe.

Zimmerluft ist bei niedrigen elektrischen Feldstärken ein vorzüglicher Isolator. Das Feld unserer Kondensatoren in Luft hält sich stundenlang. Doch kann Luft gut unselbständig leiten. Man muß nur für den erforderlichen Bestand an Elektrizitätsträgern sorgen.

Unsere Modellversuche im vorigen Paragraphen, die Löffel als Elektrizitätsträger zwischen den Luftmolekülen benutzen, waren vielleicht manchem zu grob. Wir wollen daher einen der beiden Versuche in einer verfeinerten Variante wiederholen. Denn wir müssen uns vom Wesen der unselbständigen Leitung ein wirklich anschaulich-kläres Bild machen. Diesem Zweck dient die in Abb. 242 skizzierte Versuchsanordnung. Sie lehnt sich eng an die Abb. 238 an. Doch wird statt des Plattenkondensators ein Zylinderkondensator benutzt. Diesen Kondensator kann man technisch bequem von Luft durchströmen lassen. Man beachte die trichterartig verjüngten Enden mit den Schlauchleitungen.

Das Wesentliche des Versuches ist die Beschaffung der Elektrizitätsträger. Sie bestehen aus elektrisch geladenen Staubpartikeln. Die positiven Träger bestehen beispielsweise aus Weizenmehl[1]), die negativen aus Schwefelblume. Die elektrische Aufladung erfolgt durch „Reibungselektrizität" (§ 27). Beide Pulver werden von einem Luftstrahl durch die Metalldüse *D* eines Zerstäubers hindurchgetrieben. Die Berührung von Wänden und Rand der Düse führt zur Aufladung. Die mit den staubförmigen Elektrizitätsträgern beladene Luft durchströmt den Kondensator. Das Galvanometer zeigt einen überraschend konstanten Strom von etwa 10^{-8} Ampere. Vertauschung der Feldrichtung im Kondensator kehrt die Stromrichtung um.

Man läßt den Strom einige Minuten in gleicher Richtung fließen, z. B. wie in Abb. 242. Dann öffnet man den Kondensator. Man findet den inneren Zylinder, die Kathode, ganz gleichmäßig mit einer feinen Mehlhaut bedeckt. Die Innenfläche des äußeren Zylinders, die Anode, ist in entsprechender Weise mit Schwefel überzogen. Die Elektrizitätsträger, die ihre Last, die Elektrizitätsatome, abgeliefert haben, sind an den Feldgrenzen oder Elektroden hängen ge-

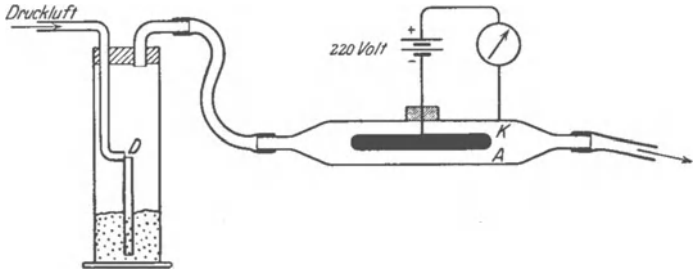


Abb. 242. Elektrizitätsleitung mit staubförmigen Elektrizitätsträgern. Galvanometer wie Abb. 49 und 101.

blieben. Wir haben, scherzhaft gesprochen, einen „galvanoplastischen Mehl- bzw. Schwefelüberzug", entsprechend der Vernicklung usw. in der Elektrolyse (vgl. § 80).

Unter Abgabe der Ladungen verstehen wir bei negativen und positiven Trägern nicht ganz das gleiche. Der negative Träger gibt seine überzähligen Elektronen ab. Der positive ergänzt seinen Elektronenbestand, indem er der metallischen Elektrode Elektronen entzieht. Vgl. § 83.

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. 10). Hier haben wir einen weiteren Sonderfall seiner Gültigkeit gefunden. Er ist für uns wichtig. Denn er führt uns zu einem sehr plausiblen Bilde vom Mechanismus, der diesem einfachen Gesetz zugrunde liegt.

Um geometrisch recht einfache Verhältnisse zu haben, denken wir uns den Versuch mit den staubförmigen Elektrizitätsträgern mit dem Plattenkondensator der Abb. 238 ausgeführt. Die Zylinderform des Kondensators in Abb. 242 sollte ja nur die saubere Führung der staubhaltigen Luft erleichtern.

[1]) Auch Mennige ist geeignet.

Der von den wandernden Staubträgern gebildete Strom ist nach Gleichung (41c)

$$i = \mathfrak{N} F (\mathfrak{n} e) (u_+ + u_-) . \tag{41c}$$

[F = Fläche der Kondensatorplatten oder Elektroden, $\mathfrak{N}$ = Zahl der Träger im Kubikzentimeter, $(\mathfrak{n} e)$ = Ladung der einzelnen Träger, $(u_+ + u_-)$ = Summe ihrer Geschwindigkeit.]

Ferner wird allgemein P/i als Widerstand w definiert. Wir können daher schreiben

$$\frac{P}{w} = \mathfrak{N} F (\mathfrak{n} e) (u_+ + u_-)$$

oder, wenn wir die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E} = P/d$ einführen,

$$w = \frac{d}{F} \cdot \frac{1}{\mathfrak{N}(\mathfrak{n} e)} \cdot \frac{\mathfrak{E}}{(u_+ + u_-)} . \tag{42}$$

Nun ist der Tatbestand des OHMschen Gesetzes gegeben: die Stromleitung mit Staubträgern hat uns w als konstant ergeben. — Wie kann das nach Gleichung (42) zustande kommen?

Am einfachsten durch Erfüllung der nachfolgenden beiden Bedingungen:

A. $\mathfrak{N}(\mathfrak{n} e)$, die Gesamtladung der Träger im Kubikzentimeter, bleibt konstant, sie wird durch das Feld und die Trägerwanderung nicht um einen merklichen Bruchteil geändert.

B. $\left(\frac{u_+ + u_-}{\mathfrak{E}}\right)$ bleibt konstant, die Geschwindigkeit der Träger stellt sich auf einen bestimmten, der Feldstärke $\mathfrak{E}$ proportionalen Wert u ein. Es gilt $u = \mathfrak{E} v$, wo der Proportionalitätsfaktor v die „Beweglichkeit" heißen soll. Die Beweglichkeit v ist die Trägergeschwindigkeit im Felde $\mathfrak{E} = 1$ Volt/cm.

Die Erfüllung der Bedingung A 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 Bedingung B? Können die Träger wirklich mit konstanter Geschwindigkeit wandern, obwohl das elektrische Feld nach Gleichung (11) doch dauernd mit der Kraft $K = (\mathfrak{n} e)\,\mathfrak{E}$ auf sie einwirkt? Kann ferner diese konstante Geschwindigkeit u der Feldstärke $\mathfrak{E}$ proportional sein? — Die Antwort auf diese Doppelfrage ist uns aus der Mechanik geläufig:

Die Träger müssen sich in einem zähen, reibenden Mittel bewegen; die als Reibung bezeichnete Kraft muß proportional der Geschwindigkeit anwachsen. Man denke an verschieden schwere, aber gleich große, in Glyzerin fallende Kugeln. Die Fallgeschwindigkeit ist (nach kurzer anfänglicher Beschleunigung!) konstant und dem Gewicht der Kugeln proportional. Wie in Glyzerin gibt es auch in Luft eine innere Reibung. Man denke an die konstante Fallgeschwindigkeit kleiner Körper in Luft. Wir nennen Flaumfedern und vor allem Staubteilchen.

Was von der Fallbewegung im Schwerefeld gilt, trifft auch für die Bewegung unserer staubförmigen Elektrizitätsträger im lufterfüllten Kondensator zu. Nur ist die konstante Kraft hier nicht das Gewicht (das wir vernachlässigen können), sondern die Kraft $K = (\mathfrak{n} e)\,\mathfrak{E}$. Die Geschwindigkeit der Staubteilchenträger ist trotz der Kraft K konstant und K und somit auch $\mathfrak{E}$ proportional. Die Bedingung B ist erfüllt. Die Träger besitzen eine charakteristische „Beweglichkeit v".

Wir wollen für spätere Zwecke unsere für den Leitungsvorgang allgemein grundlegende Gleichung (41c) gleich für den Sonderfall umschreiben, daß die

Träger eine bestimmte Beweglichkeit v (siehe oben unter B!) besitzen. Wir erhalten

$$i = \frac{F}{d} \mathfrak{N}(n e)\,(v_+ + v_-)\,P\,. \tag{43}$$

oder für das allgemein als Widerstand definierte Verhältnis P/i

$$w = \frac{d}{F} \cdot \frac{1}{\mathfrak{N}(n e)\,(v_+ + v_-)}\,. \tag{43}$$

Wir fassen zusammen: Wir sind durch die Versuche dieses Paragraphen zu zwei wichtigen Ergebnissen gekommen:

1. Wir können in Zimmerluft schon mit mikroskopisch gut sichtbaren Elektrizitätsträgern eine typische, unselbständige Elektrizitätsleitung hervorrufen.

2. Wir können an ihr das OHMsche Gesetz, die Proportionalität von Strom und Spannung, beobachten, sobald wir die beiden unter A und B genannten Bedingungen erfüllen.

Die direkte mikroskopische Beobachtung gibt eine vorzügliche Ergänzung der Versuche. Man sieht die Träger in entgegengesetzten Richtungen das Feld durchwandern. Man vergegenwärtige sich das zugehörige Feldlinienbild in Abb. 107. Die Geschwindigkeit der Träger ist verschieden, da sie von Trägergröße und Trägerladung $n e$ abhängt. u_+ und u_- in Gleichung (41c) sollten ja nur Mittelwerte sein. Man kann die Geschwindigkeiten der Träger mit der Stoppuhr messen, ihre Proportionalität mit der Feldstärke $\mathfrak{E}$ bestätigen. Subjektive Beobachtung gibt das ungemein fesselnde Bild am besten. Bei der Projektion stört leicht die Erwärmung der Luft durch die Lampe.

Die Technik benutzt den hier behandelten Fall unselbständiger Leitung in größtem Ausmaße. Sie reinigt auf diese Weise große Luftmassen von störendem Staube. Die benutzten Kondensatoren haben riesenhafte Dimensionen.

Daneben übersehe man nicht, daß die Beobachtung eines einzelnen Staubträgers unter dem Mikroskope uns schon bekannt ist. Es ist der klassische Versuch, der uns die Ladung e des einzelnen Elektrizitätsatomes zu $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden bestimmen ließ (§ 37).

§ 66. Unselbständige Leitung in Luft. Ionen als Elektrizitätsträger. Im vorigen Paragraphen waren die geladenen Pulverteilchen Elektrizitätsträger von mikroskopischer Sichtbarkeit. Nach dem uns jetzt schon mehr vertrauten Bilde der unselbständigen Leitung ist die Größe der Träger von recht untergeordneter Bedeutung. Es wird nicht überraschen, daß es auch Träger weit unterhalb der dem Mikroskop gezogenen Grenze gibt: als kleinste Elektrizitätsträger in Luft werden wir zunächst die Moleküle der Luft selbst anzusehen haben.

Moleküle und Atome als Elektrizitätsträger sind uns schon bekannt. Man nennt sie Ionen. Negative, wenn sie Elektronen zuviel, positive, wenn sie Elektronen zuwenig haben. Wir haben die früheren rohen Schilderungen nur noch durch einen Hinweis auf „große" oder „Komplexionen" zu ergänzen: das sind Moleküle, die sich, wie ein staubbedeckter Leitungsdraht, neutrale Moleküle angelagert haben. Oder allgemein Gebilde, deren Größe zwischen Molekülen und sichtbaren Staubteilchen liegt.

Wie bringt man Ionen in ein Gas hinein oder wie ionisiert man die Moleküle eines Gases? — Es gibt viele Verfahren, wir nennen drei Beispiele:

1. Chemische Vorgänge bei hoher Temperatur. Die Abb. 243 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 § 100 zur Sprache.

Zunächst zeigt ein einfacher Versuch eine nicht unbeträchtliche Lebensdauer der Ionen. In der Abb. 244 ist AK der übliche Plattenkondensator mit dem Strommesser $\mathfrak{A}$. Rechts von ihm steht eine Bunsenflamme als Ionisator. Die 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 nach Zehntelsekunden zählen.

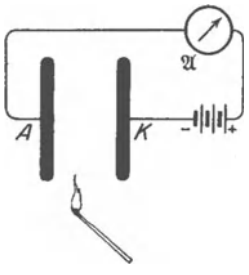


Abb. 243. Ein brennendes Streichholz als Ionisator. Galvanometer wie in Abb. 49 u. 101.

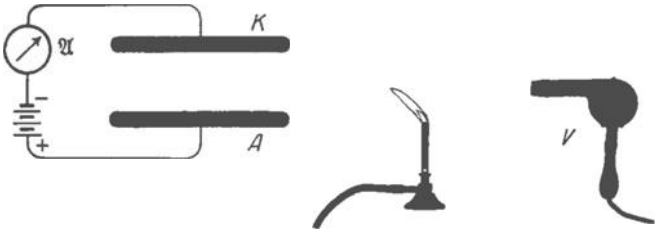


Abb. 244. Mitführung der von einer Bunsenflamme gebildeten Ionen durch den Luftstrom eines Ventilators. Galvanometer wie in Abb. 49 und 101.

Dies Ergebnis überrascht angesichts der gegenseitigen Anziehung der Ionen entgegengesetzter Vorzeichen. Für jedes Ionenpaar gilt doch das Feldlinienbild der Abb. 40 und 112. Es muß zur Vereinigung der entgegengesetzten Ladungen führen. Oder, wie es nicht ganz treffend heißt, zur „Wiedervereinigung“: es brauchen sich durchaus nicht die ursprünglich geschiedenen Partner wieder zu vereinigen.

Die „Wiedervereinigung“ läßt sich messend verfolgen. Dazu dient der in Abb. 245 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. 245 ist es der unterste. Unter dem senkrechten Hohlzylinder steht als Ionisator eine kleine Gasflamme. Die heißen Gase steigen durch den „Kamin“ in die Höhe.

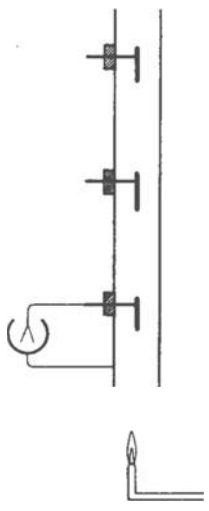


Abb. 245. Lebensdauer und Wiedervereinigung von Ionen.

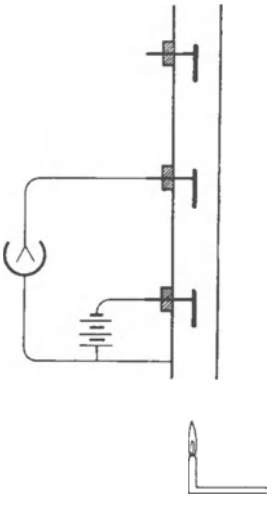


Abb. 246. Beseitigung von Ionen durch ein elektrisches Feld.

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. — Aus der Steiggeschwindigkeit der warmen Luft und dem Abstand der einzelnen Kondensatoren läßt sich berechnen, daß die Mehrzahl der Ionen schon in weniger als $^1/_{10}$ Sekunde durch Wiedervereinigung verloren geht. Was in der Abb. 245 am oberen Ende des Kamins ankommt,

sind praktisch nur noch die dicken Komplexionen. Man mag sie ruhig als chemische Reaktionsprodukte betrachten. Infolge ihres großen Umfanges sind sie minder beweglich. Ein Rest von ihnen findet daher nur langsam Anschluß, sobald der Bestand an flinken kleinen Ionen erschöpft ist.

Die schwer beweglichen Komplexionen aus Flammengasen 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. 246 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.

§ 67. Unselbständige Ionenleitung in Zimmerluft. Röntgenlicht als Ionisator. Ionenbeweglichkeit. Röntgenlicht ist ein sehr bequemer und wirksamer Ionisator. In Abb. 247 ist AK der übliche Plattenkondensator. Das Röntgenlicht fällt in Richtung der Pfeile ein. $\mathfrak{A}$ ist ein Drehspulgalvanometer, E die

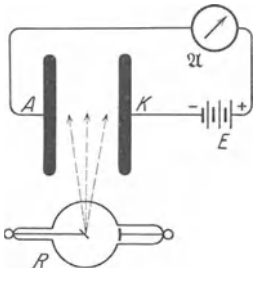


Abb. 247. Ionisierung von Zimmerluft durch Röntgenlicht. Galvanometer wie in Abb. 49 und 101.

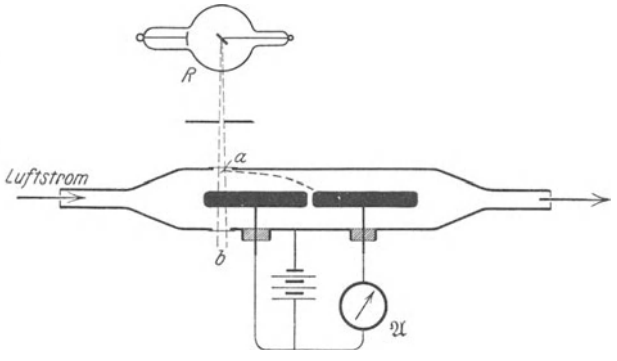


Abb. 248. Messung der Ionengeschwindigkeit.

städtische Zentrale. Man beobachtet mit Leichtigkeit Ströme der Größenordnung 10^{-8} Ampere.

Im Röntgenlicht entstehen praktisch nur kleine Molekülionen. Das schließt man aus der Größe ihrer Geschwindigkeit, die sie im elektrischen Felde erreichen.

Die Messung der Geschwindigkeit bietet keine Schwierigkeit. Man vergleicht die Geschwindigkeit der Ionen im elektrischen Felde mit der eines Luftstromes. Die Abb. 248 zeigt im Schema eine der vielen technisch möglichen Ausführungsformen. Ein schmaler Streifen $a\,b$ 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 $\mathfrak{A}$ zeigt ihre Ankunft durch einen Ausschlag an.

Mit derartigen Messungen findet man die Geschwindigkeit u der Ionen der Feldstärke $\mathfrak{E}$ proportional. Es gilt $u = \mathfrak{E}\,v$. Der Proportionalitätsfaktor v heißt nach § 65 die Beweglichkeit der Ionen. v ist gleich $u/\mathfrak{E}$ oder gleich der Ionengeschwindigkeit im Felde 1 Volt/cm. Man findet in Zimmerluft 1,89 $\frac{\text{cm}}{\text{sek}}\Big/\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ als Beweglichkeit der negativen, 1,37 $\frac{\text{cm}}{\text{sek}}\Big/\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ als Beweglich-

keit der positiven Ionen. Für andere Gase gleichen Druckes ergeben sich ähnliche Werte.

In unserem Plattenkondensator der Abb. 247 hatten wir bei dem Versuch eine Feldstärke $\mathfrak{E}$ von etwa 50 Volt/cm. Also liefen die Ionen immerhin mit fast 1 m/sek Geschwindigkeit durch das Gewimmel der Luftmoleküle hindurch.

Die Beweglichkeit eines Ions wird durch seinen Durchmesser und die innere Reibung der Luft bestimmt. Eine einfache Rechnung führt dazu, daß die von Röntgenlicht gebildeten Ionen die Größenordnung von Molekülen besitzen.

§ 68. Unselbständige Ionenleitung in Luft. Der Sättigungsstrom. Wir kennen bisher nur eine Art des Zusammenhanges von Strom und Spannung: die Proportionalität beider, die den Inhalt des Ohmschen Gesetzes bildet. 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. 247, benutzen aber als Stromquelle eine Batterie variabler Spannung. Die Abb. 249 gibt den mit dieser Anordnung gefundenen Zusammenhang von Strom i und Spannung P. Anfänglich steigt der Strom proportional der Spannung. Es gilt das Ohmsche Gesetz $P/i = \text{const}$. 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.

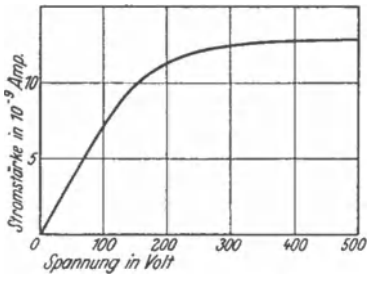


Abb. 249. Sättigungsstrom.

Zur Deutung dieser Stromspannungskurve knüpft man wieder an die Grundgleichung des Leitungsstromes an, an Gleichung (41c):

$$i = F \cdot \mathfrak{N}(n e)(u_+ + u_-) .$$

Die Trägergeschwindigkeit v ist auch für die durch Röntgenlicht gebildeten Ionen der Feldstärke $\mathfrak{E}$ und somit der Spannung $P = \mathfrak{E} \cdot d$ proportional (d = Elektrodenabstand oder Kondensatordicke). Das wissen wir aus § 67. Die Ionen haben eine bestimmte Beweglichkeit v. Wir können daher die Gleichung (43) benutzen. Sie lautet:

$$i = \frac{F}{d} \cdot \mathfrak{N}(n e) \cdot (v_+ + v_-) \cdot P . \qquad (43)$$

F, d, und v sind konstant. Der experimentell gefundene Zusammenhang von Strom i und Spannung P, also die „Sättigungskurve" der Abb. 249, läßt daher nur eine Deutung zu: Die Größe $\mathfrak{N}(n e)$, die gesamte Ionenladung in einem Kubikzentimeter Luft, muß von der Spannung P abhängig sein und zwar bei höheren Spannungen abnehmen.

Den Grund dieser Abhängigkeit kann man sich unschwer klarmachen. Das Röntgenbild erzeugt innerhalb des Kondensators in jeder Sekunde die gleiche Ionenzahl. Der Ionenbestand müßte daher im feldfreien Kondensator dauernd wachsen, wenn nicht die Wiedervereinigung einen stationären Gleichgewichtswert von $\mathfrak{N}$ schaffte.

Im Felde wandert bei niedrigen Spannungen nur ein kleiner Teil der pro Sekunde gebildeten Ionen zu den Elektroden. Die dadurch entstehenden Verluste werden aber zum größten Teil dadurch wettgemacht, daß die Wanderung der Ionen die Wiedervereinigungsverluste herabsetzt. $\mathfrak{N}$, der Ionenbestand im

Kubikzentimeter, kann also trotz der Abwanderung im Felde noch praktisch konstant bleiben. Also sind nach Gleichung (43) i und P einander proportional, für kleine Spannungen gilt auch in Abb. 249 das OHMsche Gesetz als gute Annäherung.

Bei gesteigerter Spannung gewinnt bald der Verlust durch Abwanderung an die Elektroden die Oberhand. $\mathfrak{N}$, der Ionenbestand im Kubikzentimeter, wird kleiner und kleiner. Der Strom i nähert sich asymptotisch seinem Höchst- oder Sättigungswert.

Sättigungsströme sind also nur möglich, wenn die Trägerabwanderung im Felde den Trägerbestand erschöpft. Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes hingegen besagt, daß der Trägerbestand, verglichen mit der Abwanderung, unerschöpflich ist.

Die Sättigungsströme in ionisierten Gasen spielen meßtechnisch eine große Rolle. Oft ist die Gesamtmenge der beispielsweise von Röntgenlicht pro Sekunde gebildeten Ionen zu messen. Sie ist ein relatives Maß für die Intensität des betreffenden Röntgenlichtes. Solche Messungen haben nur bei Sättigungsstrom Sinn. Nur beim Sättigungsstrom erfaßt man alle pro Sekunde 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. Unter den rund $3 \cdot 10^{19}$ Molekülen eines Kubikzentimeters Zimmerluft befinden sich nur einige tausend Ionen. Dieser Ionenbestand wird durch eine „spontane" Ionisation aufrechterhalten. Es werden pro Sekunde in Zimmerluft etwa 5 Ionenpaare gebildet. Wiedervereinigung, Diffusion zu den Wänden und stets vorhandene elektrische Felder begrenzen den Bestand trotz der ständigen Nachbildung.

Zur Messung des jeweiligen Ionenbestandes $\mathfrak{N}$ im Kubikzentimeter muß man so kleine Spannungen benutzen, daß noch das OHMsche Gesetz gilt. Die Abwanderung der Ionen im Felde darf den Bestand nicht nennenswert vermindern. Dann läßt sich $\mathfrak{N}$ aus Gleichung (43) berechnen. (n für Luftionen = 1, F = Kondensatorplattenfläche, P die benutzte Spannung und die Ionenbeweglichkeiten nach S. 153 bekannt.)

Zum Nachweis der Ionenbildung pro Sekunde dient der Sättigungsstrom i_s. Er erfaßt verlustlos alle pro Sekunde im Kondensatorvolumen Fd gebildeten Ionen. i/Fde gibt die Zahl der pro Sekunde im Kubikzentimeter gebildeten Ionen.

Die spontane Ionisation der Luft rührt von der Strahlung radioaktiver Substanzen her, die nirgends auf der Erde fehlen. Ein Teil der Strahlung ist kosmischen Ursprungs, auf ihn entfallen etwa 2 von den 5 Ionen. (Durchdringendes Röntgenlicht, möglichenfalls dem Fixsternsystem entstammend.)

Das in den §§ 66—68 über die unselbständige Leitung der Zimmerluft Gesagte mag genügen. Es gilt qualitativ ebenso für die anderen Gase. Die Edelgase müssen allerdings etliche Atmosphären Druck haben, um die gleichen Erscheinungen zu geben.

§ 69. 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 $\mathfrak{E}$ proportional.

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 Elektrizitätsatomes.

Zur Erläuterung des Fachausdruckes Hochvakuum dient die Skizze der Abb. 250. 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.

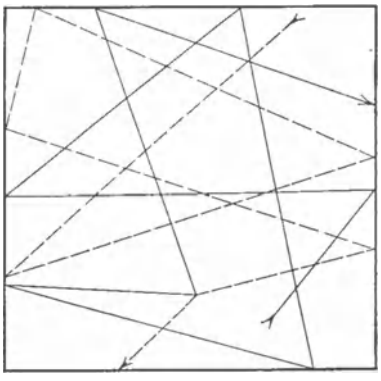


Abb. 250. Bahn zweier Moleküle im Hochvakuum.

Im Hochvakuum fehlen an sich jegliche Elektrizitätsträger. Das Hochvakuum stellt in diesem Sinne den allerbesten uns zugänglichen Isolator dar. Die Elektrizitätsträger 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 verdampfen, um das Ergebnis vorwegzunehmen, aus ihr Elektronen heraus. Man zeigt das mit der in der Abb. 251 skizzierten Anordnung. K ist ein elektrisch geheizter Wolframdraht. H die zugehörige Heizbatterie. A ist die zweite Begrenzung des elektrischen Feldes, die „positive Elektrode" oder „Anode". Das Amperemeter zeigt einen Strom von beispielsweise etlichen Milliampere, aber nur dann, wenn der glühende Draht die negative Elektrode oder Kathode bildet. Im umgekehrten Falle fließt kein Strom. Das ist mit unserer Behauptung, daß negative Elektrizitätsatome oder Elektronen aus dem Glühdraht austreten, in Übereinstimmung.

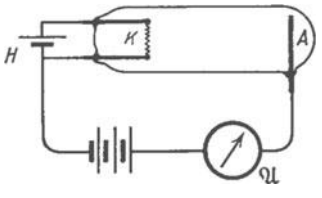


Abb. 251. Elektronenstrom aus einer Glühkathode.

Nach ihrem Austritt aus der glühenden Elektrode, dem Glühdraht, werden die Elektronen vom elektrischen Felde gefaßt. Der Strommesser zeigt, daß bereits bei niedrigen Spannungen sämtliche Elektronen die Anode erreichen. Der Strom steigt bei Spannungssteigerung nicht mehr weiter, er ist „gesättigt" (vgl. Abb. 249).

Das elektrische Feld wirkt auf die Elektronen nach Gleichung (11) mit der Kraft $K = e\,\mathfrak{E}$, falls wir die Ladung des Elektrons wie stets mit e bezeichnen. — Bei hohem Gasdruck wurden die Elektrizitätsträger durch die innere Reibung des Gases gebremst. Sie hatten eine bestimmte „Beweglichkeit" v. Ihre Geschwindigkeit u stellte sich auf einen der jeweiligen Feldstärke $\mathfrak{E}$ proportionalen Wert ein. Es galt $u = \mathfrak{E}\,v$. Ganz anders im Hochvakuum. Im Hochvakuum fehlt die Reibung. Infolgedessen werden die Elektronen nach einem der Grundgesetze der Mechanik dauernd beschleunigt, ihre Geschwindigkeit wächst dauernd. Sie „fallen" (Fachausdruck in übertragenem Sinne!) durch das elektrische Feld hindurch. Sie erhalten dabei eine große kinetische Energie $\frac{1}{2}\,m\,u^2$. Mit dieser prasseln sie gegen die gegenüberliegende Elektrode, die Anode (Abb. 251). In kurzer Zeit gerät die Anode unter dem Anprall der unsichtbaren Träger in helle Glut (P etwa = 800 Volt).

Hat, wie in der Abb. 252, die positive Elektrode A ein Loch, so fliegen die Elektronen durch dieses hindurch. Sie fliegen — und zwar nunmehr mit konstanter Geschwindigkeit — geradlinig bis zum nächsten Hindernis, z. B. dem

hohlen Kasten $\mathfrak{K}_1$. Einen solchen Schwarm von Elektronen, die wie Geschosse dahinfliegen, nennt man Kathodenstrahlen. Kathodenstrahlen sind völlig unsichtbar. Als Indikator dient uns der Ausschlag des zwischen A und $\mathfrak{K}_1$ eingeschalteten Amperemeters $\mathfrak{A}_1$. Man beachte, daß zwischen A und $\mathfrak{K}_1$ nicht etwa durch eine Stromquelle ein elektrisches Feld hergestellt ist. Die Elektronen fliegen vielmehr mit ihrer mitgebrachten Geschwindigkeit dahin. Wir haben einen typischen Konvektionsstrom gemäß Abb. 239.

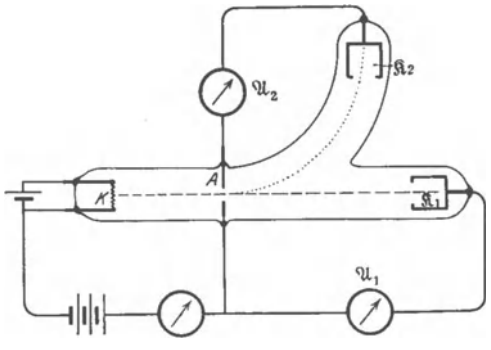


Abb. 252. Geradlinige Flugbahn der unsichtbaren Kathodenstrahlen und ihre Kreisbahn in einem Magnetfeld.

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 so groß werden, daß sich das Ladungsvorzeichen von $\mathfrak{K}_1$ umkehrt. Das verhindert man durch Verlegen der Auftreffstelle der primären Strahlen auf den Boden des Hohlraumes.

Dieser Konvektionsstrom, also dieser Schwarm gerichtet fliegender Elektronen, den wir Kathodenstrahl nennen, muß wie jeder Strom ein Magnetfeld haben. Es muß durch andere Magnetfelder beeinflußt, präziser abgelenkt werden. Der experimentelle Nachweis gelingt ohne weiteres. Er ist ebenfalls in der Abb. 252 skizziert. Wie jeder stromdurchflossene Leiter weichen die Kathodenstrahlen senkrecht zu ihrer eigenen Richtung und senkrecht zu den magnetischen Feldlinien aus (Abb. 173/174). Sie treffen nicht mehr auf $\mathfrak{K}_1$, sondern auf den seitlich angebrachten Kasten $\mathfrak{K}_2$, der sie dem Amperemeter $\mathfrak{A}_2$ zuleitet.

So weit die qualitativen Beobachtungen an diesen völlig unsichtbaren Kathodenstrahlen. Es bleibt nachträglich die Behauptung zu belegen, daß die hier von uns beobachteten Konvektionsströme oder Kathodenstrahlen nicht aus negativen Ionen, sondern wirklich aus Elektronen bestehen. Es ist zu zeigen, daß wirklich Atome der negativen Elektrizität oder des Elektronengases in Reinkultur frei, nicht getragen von chemischen Molekülen oder Atomen, dahinfliegen. Zu diesem Zwecke ist m, die Masse des einzelnen Kathodenstrahlteilchens, zu ermitteln. Das geschieht in § 70.

§ 70. Das Atomgewicht des Elektrons nach Beobachtungen an Kathodenstrahlen. In Abb. 252 beschleunigte das elektrische Feld die Elektronen zwischen den Elektroden K und A. Es erteilt jedem einzelnen die kinetische Energie $\frac{1}{2} m u^2$. Die während der Beschleunigung an jedem einzelnen Elektron geleistete Arbeit ist nach Gleichung (13) zu eP bekannt. Dabei bedeutet e wieder die Ladung des Elektrons ($1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden nach § 37), P die Spannung zwischen K und A. Also

$$\tfrac{1}{2} m u^2 = e P \cdot 10^7 \text{ Erg} . \qquad (44)$$

In dieser Gleichung stecken zwei Unbekannte: m, die Masse, und u, die Geschwindigkeit des einzelnen Elektrons. Sie einzeln zu bestimmen, ist eine zweite Gleichung erforderlich. Diese gewinnt man unschwer durch die magnetische Ablenkung des Kathodenstrahles in dem von elektrischen Feldern freien Raume zwischen A und $\mathfrak{K}_1$.

$\mathfrak{N}$ sei die Zahl der Elektronen in einem Kubikzentimeter des Strahles, F der Querschnitt des Strahles.

Dann ist nach Gleichung (41)

$$i = \mathfrak{N} F e u \text{ Ampere}$$

die Stärke des Stromes, den der Kathodenstrahl bildet.

Jetzt werde im Raume rechts von A (Abb. 252) ein homogenes Magnetfeld der Feldstärke $\mathfrak{H}$ senkrecht zur Papierebene erzeugt. Das Magnetfeld übt auf den Kathodenstrahl eine Kraft aus, die in der Papierebene senkrecht zur jeweiligen Strahlrichtung steht. Diese Kraft ist im homogenen Felde konstant. Infolgedessen bewegen sich die Elektronen auf einer Kreisbahn. Bei passend gewählter Feldstärke $\mathfrak{H}$ kommen sie z. B. am Boden des Kreiskanales bei $\mathfrak{K}_2$ an. Dort weist man sie mit dem hohlen Kasten $\mathfrak{K}_2$ und dem Amperemeter $\mathfrak{A}_2$ nach.

Fassen wir l cm Stromweg, hier also Kathodenstrahllänge, ins Auge, so wirkt auf sie nach Gleichung (36) die Kraft

$$K = 10^7 \, i \, \mathfrak{B} \, l = 10^7 \cdot \mu \, \mathfrak{H} \, \mathfrak{N} F e u l \text{ (Dynen)} .$$

Diese Kraft zwingt als Zentripetalkraft die Elektronen in die Kreisbahn vom Radius r. Es gilt die aus der Mechanik bekannte Gleichung für die Zentripetalkraft

$$K = \frac{M u^2}{r} .$$

Dabei ist M die Gesamtmasse der in l cm Strahllänge enthaltenen Elektronen, also $M = \mathfrak{N} F l m$. Eine Zusammenfassung ergibt

$$\mathfrak{H} r = \frac{m}{e} \cdot u \cdot \frac{1}{10^7 \mu} . \tag{45}$$

Das ist die zweite m und u enthaltende Gleichung. Zur Bestimmung von m und u nach (45) und (44) ist also nur zweierlei erforderlich:

1. Beschleunigung der Elektronen durch eine bekannte Spannung P,
2. Ausmessung ihres Bahnkrümmungsradius r im Magnetfelde $\mathfrak{H}$. Messungen dieser Art führen zu folgender Tabelle:

Tabelle 3.

Beschleunigende Spannung P in Volt	Zur Krümmung auf eine Kreisbahn von 1 cm Radius erforderliche magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ in Amperewindungen pro cm oder Produkt $\mathfrak{H} r$ der Gleichung (45) in Amperewindungen	Geschwindigkeit der Elektronen u in km/sek	Geschwindigkeit der Elektronen u in Bruchteilen β der Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sek	Verhältnis von Ladung e zur Masse m des Elektrons, e/m, in Amperesekunden/Gramm	Maße eines Elektrons in Gramm
10^2	27	$6 \cdot 10^3$	2 %	$1{,}77 \cdot 10^8$	$9 \cdot 10^{-28}$
10^3	88	$2 \cdot 10^4$	6,5%	1,77	$9 \cdot 10^{-28}$
10^4	276	$6 \cdot 10^4$	20 %	1,73	$9{,}3 \cdot 10^{-28}$
$4 \cdot 10^4$	590	$12 \cdot 10^4$	40 %	1,62	$9{,}9 \cdot 10^{-28}$

m_H, die Masse eines H-Atomes, beträgt nach den Ergebnissen der kinetischen Gastheorie $1{,}65 \cdot 10^{-24}$ g. Die Masse des Elektrons ist also rund 1800mal kleiner.

Man rechnet die Massen der verschiedenen chemischen Atome im allgemeinen nicht in Gramm, sondern im Vielfachen der Masse des H-Atomes. Diese relativen, auf H = 1[1]) bezogenen Atommassen nennt man nach einem alten Sprachgebrauch Atomgewicht (obwohl Gewicht eine Kraft und keine Masse bezeichnet) In diesem Sprachgebrauch hat also das Elektron das Atomgewicht $1/1800$. Es steht als weitaus leichtestes Element an der Spitze der Atomtabellen.

[1]) Genauer: O = 16 und H = 1,008.

Das uns zunächst wichtige Ergebnis dieses Paragraphen lautet: Bei Leitungsvorgängen können negative Elektrizitätsatome, also Elektronen, auch frei, nicht getragen von irgendwelchen Elektrizitätsträgern, das elektrische Feld durchlaufen.

§ 71. Anwendungen der unselbständigen Elektronenleitung des Hochvakuums. Die in § 70 behandelten Erscheinungen sind für die Kenntnis der Elektrizitätsatome von grundlegender Bedeutung. Daneben gewinnt ihre technische Anwendung dauernd an Wichtigkeit. Wir bringen nur drei Beispiele: die Hochvakuum-Röntgenlampe, den trägheitslosen Elektronenschalter und den Glühdraht-Gleichrichter.

1. Das Röntgenrohr mit Hochvakuum. Röntgenlicht entsteht beim Aufprall schneller Elektronen auf Hindernisse, insbesondere Metalle von hohem Atomgewicht. Die Abb. 253 gibt einen schematischen Längsschnitt durch eine derartige Röntgenlampe. Bei *K* befindet sich die Elektronenquelle, ein von einer Batterie *E* 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.

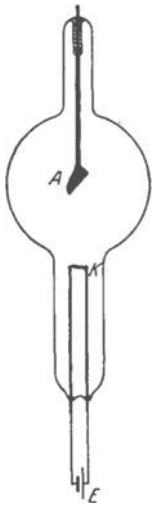


Abb. 253. Röntgenrohr mit Glühkathode im Hochvakuum.

Zum Nachweis des Röntgenlichtes dienen Schirme, deren Überzug unter der Einwirkung des Röntgenlichtes fluoresziert. Es sind meist Pt- oder Zn-haltige Salze.

Eine Änderung der Glühdrahttemperatur ändert die Zahl der Elektronen und damit die Intensität des Röntgenlichtes. Mit der Spannung *P* zwischen *K* und *A* variiert man die Elektronengeschwindigkeit und damit die Durchdringungsfähigkeit des Röntgenlichtes. Um die Handknochen auf dem Leuchtschirm zu sehen, muß *P* etwa 40 000 Volt betragen. Alles weitere später in der „Elektrooptik".

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 „Mikrophonen". Es sind Kontakte zwischen Kohlenplatten und -Körnern, die schon auf winzige Abstandsänderungen mit großen Widerstandsänderungen reagieren (§ 98). 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.

Aber auch dem Mikrophon sind enge Grenzen gezogen. Es versagt wie alle anderen mechanischen Schaltorgane, sobald sehr hohe Frequenzen, über etliche Tausend pro Sekunde hinaus, verlangt werden.

Durch die unselbständige Elektrizitätsleitung im Hochvakuum ist hier ein grundsätzlicher Fortschritt erzielt worden. Man kann heute beliebige Steuerorgane für elektrische Ströme frei von aller mechanischen Trägheit bauen. Ihre einfachste Ausführungsform ist das sog. Dreielektrodenrohr.

Es ist in Abb. 254 dargestellt. K ist die Glühkathode, A die Anode. Zwischen beiden steht das „Steuernetz" N. Die Technik gestaltet N und A meist als Hohlzylinder aus, die K umfassen. Im übrigen bilden Stromquelle E_1 und Amperemeter $\mathfrak{A}$ einen Stromkreis.

Die von K abdampfenden Elektronen können das Netz N nur durchfliegen, wenn N keine nennenswerte negative Ladung hat. Andernfalls „fallen" die Elektronen auf den Glühdraht zurück. Die Abb. 255 zeigt die Kennlinie eines Dreielektrodenrohres. Die Abszisse ist die Spannung zwischen Netz und Glühdraht. Sie kann beispielsweise von der Batterie E_2 in Abb. 254 herrühren. i ist die vom Amperemeter $\mathfrak{A}$ angezeigte Stromstärke. Die Spannung p zwischen Gitter und Kathode „steuert" die Stromstärke i des Kreises: negative Aufladung des Gitters vermindert, positive erhöht die Stromstärke i.

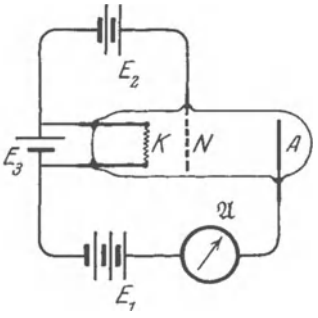


Abb. 254. Dreielektrodenrohr.

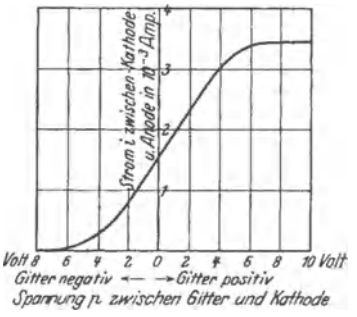


Abb. 255. Charakteristik eines Dreielektrodenrohres.

Die Zahlenwerte der Abb. 255 beziehen sich lediglich auf eine bestimmte technische Ausführungsform. Die Spannung P zwischen Kathode und Anode ist zu 60 Volt angenommen. Kleinere Spannungen sowie engere Netzmaschen verschieben die Kurve nach rechts. — Es werden heute Dreielektrodenrohre mit quantitativ sehr verschiedenen, im Prinzip aber gleichartigen Kennlinien angefertigt.

Bei ungeladenem Gitter gehen in unserem Beispiel ca. 46% der Elektronen durch das Gitter hindurch. Bei positiver Aufladung und einer Spannung $p = 8$ Volt erreicht der Strom i seinen Höchstwert. Hohe negative Aufladung des Gitters (p = 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 Nachrichtenübermittelungstechnik. Unter anderem hat er endlich den Bau eines brauchbaren Stromverstärkers für den Fernsprechbetrieb („Lautverstärkers") ermöglicht. Die kleinen, über die Fernleitungen ankommenden Spannungsschwankungen p steuern kräftige Ströme für den Fernhörer der Empfangsstation. (Man denke sich $\mathfrak{A}$ als Fernhörer gemäß Abb. 191.) Daneben gewinnt er in der Meßtechnik dauernd an Bedeutung.

3. Der Glühdraht-Gleichrichter. Aus glühenden Metalldrähten treten, von Sonderfällen abgesehen, nur Elektronen aus, keine positiven Träger. Infolgedessen wirkt eine Hochvakuumstrecke mit unselbständiger Elektronenleitung als Ventil. Sie läßt beispielsweise von einem Wechselstrom nur jede zweite Halbperiode hindurch. Man bekommt statt des ursprünglichen Wechselstromes nur einen pulsierenden Gleichstrom. Durch Einschaltung großer Kondensatoren lassen sich diese zeitlichen Stromschwankungen stark herabsetzen. Man braucht

diese Gleichrichter im Laboratorium besonders in Verbindung mit Transformatoren, wenn man sich hochgespannten Gleichstrom, z. B. für Röntgenrohre, herstellen will (Abb. 256).

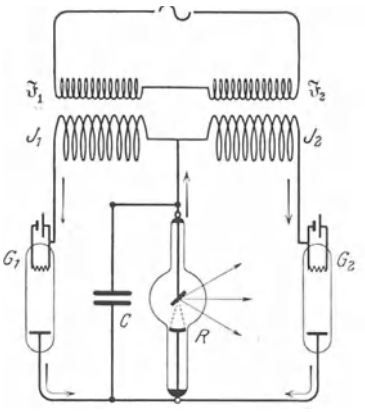


Abb. 256. Gleichrichterschaltung mit Glühkathodenventilröhren.

§ 72. Selbständige Leitung in Gasen und Dämpfen von niedrigem Druck. Die unselbständige Leitung der Gase und Dämpfe bei hohem Druck und die unselbständige Leitung im Hochvakuum sind durch große Übersichtlichkeit ausgezeichnet. Darum sind sie in den §§ 66 — 71 vorangestellt worden. Historisch haben sie keineswegs den Ausgangspunkt für die Aufklärung des Leitungsmechanismus gebildet. Die buntleuchtenden Formen der Leitung in Gasen haben zuerst die Aufmerksamkeit der Beobachter erregt. Wir nennen den Funken (Blitz), das Büschellicht (Elmsfeuer), den Lichtbogen und die als Kinderspielzeug bekannten verschnörkelten Röhren mit verdünnten Gasen.

In allen genannten Fällen setzt die Leitung selbständig ein. Die Elektrizitätsträger entstehen ohne unser Zutun innerhalb des elektrischen Feldes. Es handelt sich überwiegend um sehr kleine Elektrizitätsträger, um Ionen. Überdies beteiligen sich viele freie Elektronen an der Wanderung. Das ist zunächst eine Behauptung. Die experimentelle Begründung folgt weiter unten. Die Vorgänge sind im einzelnen recht verwickelt und teilweise nur in großen Zügen aufgeklärt. Trotzdem ist bei der praktischen Wichtigkeit der genannten Erscheinungen ein kurzer Überblick unerläßlich. Wir beginnen in diesem Paragraphen mit der Elektrizitätsleitung durch verdünnte Gase, und zwar jener Form des Leitungsvorganges, die man als Glimmstrom bezeichnet.

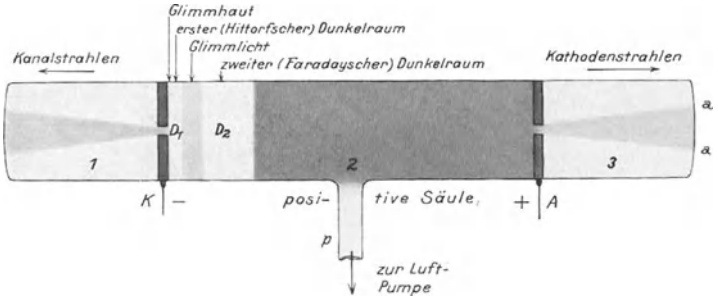


Abb. 257. Die charakteristischen Teile des Glimmstromes, halbschematisch.

Die Abb. 257 zeigt ein zylindrisches Glasrohr, A und K sind zwei Kondensatorplatten oder Elektroden. Sie stehen mit einer Stromquelle von etlichen hundert Volt Spannung in Verbindung. Das Rohr p führt zu irgendeiner der handelsüblichen Luftpumpen. Der Luftdruck werde zuerst auf einen Druck von zirka 0,2 mm Hg erniedrigt. Dann füllt sich das Rohr zwischen A und K mit einer charakteristischen Lichterscheinung.

Unmittelbar auf der Kathodenfläche K sitzt eine schwach rosa leuchtende Glimmhaut. Es folgen der erste Dunkelraum D_1, das violette Glimmlicht mit scharfer Grenze gegen den breiten zweiten Dunkelraum D_2. Den Rest des Rohres bis zur Anode füllt die rote positive Säule. Oft zeigt sie eine auffällige Schichtung heller und dunkler Abschnitte.

Die beiden Elektroden sind durchbohrt. Von den Löchern aus erstrecken sich schwachleuchtende Bündel in die feldfreien Räume *1* und *3*. Es sind die leuchtenden Spuren der an sich unsichtbaren Kathoden- und Kanalstrahlen (s. unten), die das Gas durchfliegen.

Eine weitere Erniedrigung des Gasdrucks erweitert den ersten Dunkelraum und das Glimmlicht. Die Farben verblassen. Die Auftreffstellen der Kathodenstrahlen bei *a* erglänzen in lebhaft grüner Fluoreszenz des Glases. Die gleiche Fluoreszenz tritt außerdem in der Nachbarschaft der Kathode auf. Im Gase läßt sich die bläuliche Spur der Kathodenstrahlen gut im Raume *2* verfolgen. Man sieht sie deutlich ihren Ursprung von der Kathode nehmen. Bei fortschreitender Druckverminderung leuchtet schließlich das ganze Glasrohr zwischen *A* und *K* grünlich, aber viel schwächer. Zuletzt tritt Flackern ein, und die Leitung hört völlig auf.

So weit das äußerliche Bild. Es gilt zunächst zu zeigen, daß wir es bei *1* wirklich mit der Spur von Kathodenstrahlen zu tun haben. Das zeigt man qualitativ mit ihrer leichten magnetischen Ablenkbarkeit und den Sinn der Ablenkung. Außerdem kann man zur quantitativen Identifizierung die Atomgewichtsbestimmung durch magnetische Ablenkung benutzen (§ 70).

Dann die Kanalstrahlen. Sie 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 viel höhere magnetische Feldstärken $\mathfrak{H}$, um die nötigen Bahnkrümmungen zu erzielen. Man bedenke, daß m, die Masse des Ions, in Gleichung (45) im Zähler steht und selbst das leichteste Ion, das H-Atomion, schon eine rund 1800mal höhere Masse hat 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 sind die Ursache für die leuchtenden Spuren, die die Kanalstrahlen sichtbar machen.

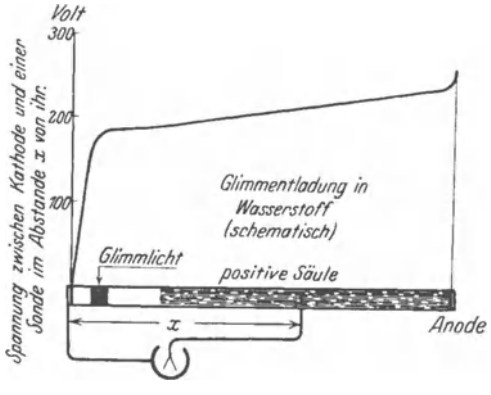


Abb. 258. Spannungsverteilung im Glimmstrom.

So weit die visuelle Beobachtung. Sie erfährt eine wesentliche Ergänzung durch Ausmessung der Spannungsverteilung zwischen *K* und *A*. Sie wird in üblicher Weise mit Sonden ausgeführt (§ 28). Es genügen dünne Drahtsonden. Die vielen anwesenden Ionen machen Flammensonden überflüssig. Das Ergebnis einer derartigen Messung ist schematisch in Abb. 258 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".

Der Mechanismus des ganzen selbständigen Leitungsvorganges dieses Glimmstromes beruht auf der „Stoßionisation". Außerdem spielt die Dif-

fusion ionenhaltigen Gases eine wichtige Rolle. Unter Stoßionisation versteht man die Abspaltung von Elektronen beim Aufprall von Elektronen oder Ionen. Im einzelnen 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 aus, um die Moleküle der Kathodenoberfläche zu ionisieren (Glimmhaut!). Die dabei abgespalteten Elektronen durchfallen den Kathodenfall in entgegengesetzter Richtung. Sie verlassen den Dunkelraum mit hoher Geschwindigkeit als Kathodenstrahlen. Ihre geradlinige Bahn steht senkrecht zur violetten Glimmschicht. Die Elektronen bilden ihrerseits durch Stoßionisation Elektronen und Ionen. Die Elektronen werden in dem schwachen mittleren Felde des Rohres auf die Anode beschleunigt. Durch Stoß auf die Gasmoleküle erzeugen sie weitere Elektronen. Die Zahl der Elektronen wächst lawinenartig an und so entsteht die positive Säule. Diese liefert die positiven Ionen, die schließlich auf die Kathode aufschlagen.

Die Kathodenstrahlen erhalten ihre Geschwindigkeit praktisch nur innerhalb des Kathodenfalles. In den folgenden Teilen der Leitungsbahn reichen die Feldstärken nicht aus, um ihre Geschwindigkeit nach Größe und Richtung noch nennenswert zu beeinflussen. 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. 259). Nur darf die Anode zu der Kathode nicht zu weit genähert werden. Reicht der Platz nicht zur Ausbildung des ersten Dunkelraumes, so kommt keine selbständige Leitung zustande: der wichtigste Teil, der Kathodenfall, darf nicht fehlen.

Diese Tatsache wird in Abb. 259 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 jenes Kathodendunkelraumes und damit den Stromübergang im Innern des stark verdünnten Gases.

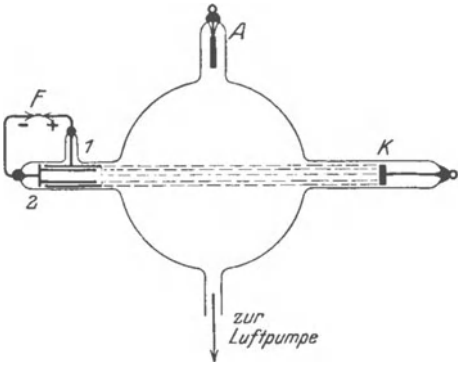
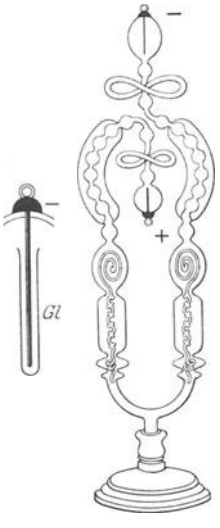


Abb. 259. Nachweis der Ladung von Kathodenstrahlen.

§ 73. Einige Anwendungen der selbständigen Leitung in Gasen von niedrigem Druck. 1. Die Leuchtröhren. Jede ältere Apparatesammlung enthält Spielereien der in Abb. 260b dargestellten Art: es sind phantastisch verschnörkelte Glasrohre mit je einer Drahtelektrode in den ausgebauchten Enden. Als Stromquelle benutzt man einen Induktor oder eine Influenzmaschine. Das Glimmlicht überzieht die Kathode wie ein frei schwebender, vorn geschlossener, hinten etwas aufgebörtelter Schlauch. Er ist in der Abb. 260a als *Gl* angedeutet. Die ganze übrige Rohrlänge ist von der positiven Säule erfüllt. Oft sucht man ihre bunten Lichtwirkungen durch Verwendung fluoreszierender Glasrohre zu steigern.

Eine schlichte und praktisch brauchbare Ausführung zeigt Abb. 261. Es ist ein sog. Spektralrohr. Es dient zur Untersuchung von Gasspektren bei elektrischer Anregung. Das Mittelstück des Rohres ist meist eine kleine Kapillare. Eine hohe Stromdichte soll die Flächenhelligkeit der positiven Säule erhöhen.



a b

Abb. 260 a, b. Altertümliche Leuchtröhre („Geißlerröhren"). Links der Schlauch des Glimmlichtes auf der Kathode.

Die Technik verwendet Leuchtrohre in steigendem Umfange zur Beleuchtung, vor allem für Reklamezwecke. Die Rohre sind oft viele Meter lang, nicht selten in Buchstabenform. Die Gasfüllung besteht meist aus dem Edelgas Neon. In ihm hat die positive Säule einen schönen, orangeroten Farbton. Der wesentlichste Teil, die Kathode, ist meist unsichtbar eingebaut.

Abb. 261. Leuchtröhre für Spektraluntersuchungen.

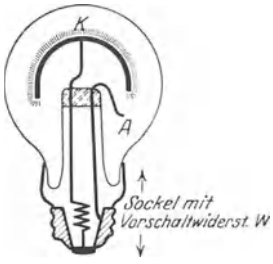


Abb. 262. Glimmlampe.

Abb. 263. Glimmlichtoszillograph.

2. Die Glimmlichtlampe. Die Kathode ist ein größeres, in Abb. 262 z. B. halbkugelförmiges Blech, die Anode ein kleiner Draht. Die Kathode überzieht sich mit der frei schwebenden Glimmschicht. Die positive Säule ist völlig verkümmert. Man sieht nur noch ein kleines, die Anode *A* berührendes leuchtendes Wölkchen.

Der Kathodenfall beträgt nur etwa 68 Volt. Man erreicht das durch Wahl des Gases (Neon) und Elektrodenmetalls (Fe mit K-Überzug). Man kann die Lampen direkt mit der Spannung der städtischen Netze betreiben.

Ein Vergleich der Abb. 260 und 262 ist lehrreich. Er erläutert die Bedeutung der Kathode für den Leitungsvorgang und die untergeordnete Rolle der positiven Säule.

3. Der Glimmlichtoszillograph. Oszillograph war die Bezeichnung für ein Meßinstrument geringer Trägheit. Es erlaubt die Registrierung schnell wechselnder Ströme.

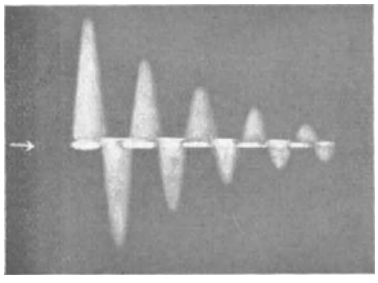


Abb. 264. Aufnahme einer gedämpften elektrischen Schwingung (nach retouchiertem Lichtbild).

Ein Glimmlichtoszillograph ist in Abb. 263 abgebildet. Die beiden Elektroden stehen sich als zwei lange Drähte in der Längsrichtung gegenüber. Das Glimmlicht überzieht die Kathode als frei schwebender Schlauch. Ihre Länge *l* ist erfahrungsgemäß der Stromstärke proportional, sie ist ein Maß für die Stromstärke.

Bei Messungen mit dem Glimmlichtoszillographen beobachtet oder photographiert man das Glimmlicht über einen rotierenden Spiegel. Dieser verwandelt in bekannter Weise

das zeitliche Nacheinander in ein räumliches Nebeneinander. Die Abb. 264 zeigt eine derartige Aufnahme für den Wechselstrom eines gedämpften Schwingungskreises. Man denke sich den Glimmlichtoszillographen in Abb. 226 an Stelle der Funkenstrecke eingeschaltet. Die positive Säule ist im Oszillographen völlig verkümmert. Man sieht in Abb. 264 ihre kaum störenden Spuren als horizontalen hellen Streifen in Richtung des Pfeiles.

4. Glimmstrom mit glühenden Oxydkathoden. Der Kathodenfall beträgt beim Glimmstrom im allgemeinen einige hundert Volt. Alkalimetallelektroden in Edelgasen lassen den Kathodenfall bis auf einige 60 Volt herabsetzen. Sie erlauben daher schon die Herstellung eines Glimmstromes mit den Spannungen der städtischen Zentrale (Glimmlichtlampe).

Noch wirksamer als die Alkalimetalle sind glühende Oxyde der Erdalkalimetalle. Der Kathodenfall an ihnen sinkt bis auf wenige Volt. Man kann schon mit etwa 20 Volt zwischen Kathode und Anode bequem einen Glimmstrom herstellen.

Die Abb. 265 zeigt eine technische Ausführungsform einer derartigen „WEHNELTschen Oxydkathode". Ein elektrisch geheiztes Iridium- oder Wolframblech B trägt einen Oxydfleck von etwa 1 mm² Größe. Dieser Fleck wird zum Ausgangspunkt eines recht scharf begrenzten Kathodenstrahlbündels. Seine bläuliche Spur im Gase läßt sich leicht verfolgen.

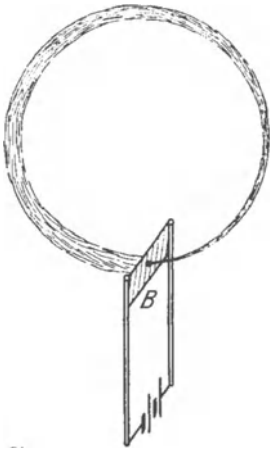


Abb. 265. Bündel von Kathodenstrahlen, die von einer Wehneltschen Oxydkathode ausgehen und durch Magnetfeld zu einer Kreisbahn gekrümmt werden. Das evakuierte Glasgefäß und die Anode sind nicht mitgezeichnet.

Diese Oxydkathoden lassen sehr „weiche" Kathodenstrahlen herstellen, d. h. Strahlen sehr geringer Geschwindigkeit. Magnetische und elektrische Ablenkung lassen sich mühelos an ihnen vorführen. Man kann schon mit Feldstärken $\mathfrak{H}$ von wenigen Amperewindungen pro Zentimeter geschlossene Kreisbahnen der Strahlen in kleinen Glasgefäßen erzielen (vgl. Abb. 265 und Tabelle 3, zweite Spalte).

5. Der Kathodenstrahloszillograph. Der Apparat ist in der Abb. 266 skizziert. K = Kathode, A = Anode, B zwei Blenden, die ein schmales Kathodenstrahlbündel ausblenden. Die Strahlen fallen bei a auf einen Schirm. Die Auftreffstelle erglänzt in hellem Fluoreszenzlicht.

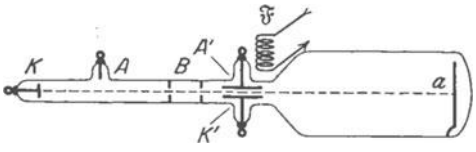


Abb. 266. Kathodenstrahloszillograph. („Braunsches Rohr".)

Der Oszillograph kann sowohl als Strom- wie als Spannungsmesser dienen. Zur Strommessung lenkt man das Bündel durch das Magnetfeld des Stromes ab. Dafür dienen Feldspulen, wie z. B. die Spule $\mathfrak{F}$.

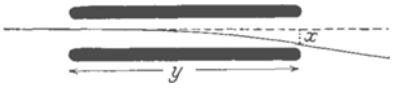


Abb. 267. Ablenkung elektrisch geladener Strahlen im homogenen elektrischen Felde eines flachen Plattenkondensators.

Zur Spannungsmessung lenkt man den Kathodenstrahl durch ein elektrisches Feld ab. Dazu dienen die Kondensatorplatten A' und K'.

Der Betrag der „Ablenkung" oder des „Fallweges" x ist unschwer zu berechnen. Das Elektron durchlaufe die Kondensatorlänge y mit der Geschwindigkeit u in der Zeit $t = y/u$ Sekunden (Abb. 267). In dieser Zeit „fällt" das Elektron um die Strecke

$$x = \tfrac{1}{2}\, b\, t^2 . \qquad (46)$$

Hier bedeutet b die dem Elektron von der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}$ in Richtung der Feldlinien erteilte Beschleunigung. Dabei gilt nach einem Grundgesetz der Mechanik

$$\text{Kraft} = m\,b$$

oder gemäß Gleichung (11)

$$10^7\, e \cdot \mathfrak{E} = m\,b\,,$$

wenn die Kraft in Dynen gezählt wird. Durch Einsetzen der Werte von b und t in (46) ergibt sich

$$x = \tfrac{1}{2} \cdot 10^7 \frac{e}{m} \cdot \mathfrak{E} \cdot \frac{y^2}{u^2}\,. \tag{47}$$

Der Apparat existiert in mancherlei technischen Varianten. Man baut ihn gelegentlich mit glühenden, oxydbedeckten Kathoden. Diese liefern einen niedrigen Kathodenfall und daher langsame, leicht ablenkbare Strahlen. Auch baut man den Apparat für unselbständige Hochvakuumentladung mit Glühkathode. Er hätte als solcher im Anschluß an § 72 beschrieben werden können.

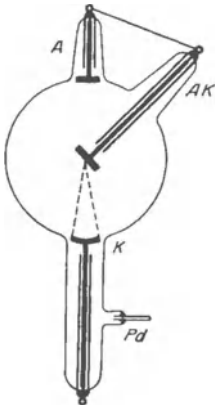


Abb. 268. Röntgenrohr mit Gasfüllung und hohlspiegelförmiger Kathode

6. Das Röntgenrohr mit Gasfüllung (Abb. 268). K = hohlspiegelförmige Kathode, A = Anode oder Antikathode. (Eine Hilfsanode A erleichtert das Auspumpen 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 Brennflecke auf A gelegentlich noch schwach zu erkennen. Die vordere Halbkugel leuchtet grün. Diese Fluoreszenz wird nicht vom Röntgenlicht hervorgerufen, sondern von Kathodenstrahlen, die von der Antikathode diffus reflektiert werden.

Erhöht man die Durchdringungsfähigkeit des Röntgenlichtes durch Steigerung der Betriebsspannung, so vermehrt man gleichzeitig die Intensität des Röntgenlichtes. Das ist ein Nachteil gegenüber der Hochvakuum-Röntgenlampe.

Der Gasinhalt des Röntgenrohres vermindert sich während des Betriebes. Ein Teil der entstehenden Gasionen wird allmählich durch die Metall- und Gasteile des Rohres gebunden. Zum Ersatz des Gases dienen mancherlei Vorrichtungen. Die Abb. 268 zeigt als Beispiel bei Pd ein Palladiumrohr. Es wird in einer Flamme geglüht und läßt dann Wasserstoff aus den Flammengasen in das Rohr hineindiffundieren.

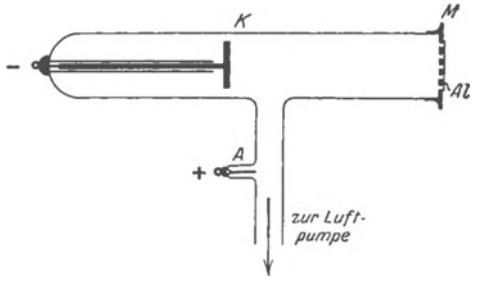


Abb. 269. Kathodenstrahlrohr mit Aluminiumfenster nach Lenard.

7. Das Lenard-Fenster. Gegeben ein auf etwa 0,001 mm Hg evakuiertes Glasrohr mit Kathodenplatte K und einer beliebig untergebrachten Anode A (Abb. 269). 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 violettem Schimmer. Geeignete Leuchtschirme fluoreszieren weithin sichtbar (z. B. Zinksilikat).

Das Lenard-Fenster hat die Untersuchung der Kathodenstrahlen außerhalb ihres Entstehungsraumes ermöglicht. LENARD selbst hat unter Benutzung

seines Fensters die unvergänglichen Grundlagen der heutigen Atomphysik und ihrer kühnen Atommodellentwürfe geschaffen.

8. Der Massenspektrograph und die Natur des positiven Elektrizitätsatomes. 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 nur um den winzigen und bekannten Betrag der Masse der Elektronen, durch deren Verlust die neutralen Atome oder Moleküle in positive Ionen verwandelt werden.

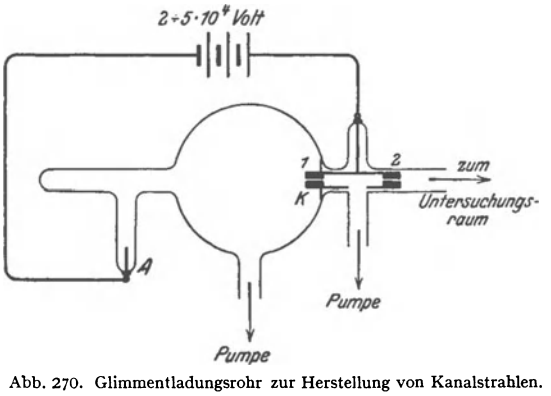


Abb. 270. Glimmentladungsrohr zur Herstellung von Kanalstrahlen.

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. 270). Ein hohes elektrisches Feld zwischen A und K stellt eine selbständige Leitung her (Glimmstrom gemäß Abb. 257). 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 hält im Untersuchungsraum ein Hochvakuum aufrecht, obwohl durch die Kanalöffnung ständig etwas Gas oder Dampf nachströmt. Im Untersuchungsraum werden die Kanalstrahlen durch ein elektrisches und durch ein magnetisches Feld abgelenkt. Die Bahn im elektrischen Feld ist eine Parabel. Für die Ablenkung x gilt gemäß (Fig. 267).

$$x = \tfrac{1}{2} \cdot 10^7 \frac{e}{m} \cdot \mathfrak{E} \cdot \frac{y^2}{u^2}. \tag{47}$$

Die Bahn im magnetischen Felde ist ein Kreis. Für den Krümmungsradius der Bahn ergibt sich gemäß Gleichung (39)

$$r = \frac{1}{\mathfrak{H}} \frac{m}{e} \cdot u \cdot \frac{1}{10^7 \mu}. \tag{45}$$

In beiden Gleichungen bedeutet e hier n Elementarquanten oder $n \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden, falls das Ion n-wertig ist.

Eine Zusammenfassung von (45) und (47) läßt u, die Ionengeschwindigkeit, eliminieren und das Verhältnis e/m berechnen. Einsetzen der Ionenladung $e = ne\,(n = 1, 2, 3 \cdots)$ gibt uns die gesuchte Masse m des einzelnen Atom- bzw. Molekülions in Gramm. Der Chemiker benutzt beim Atom- bzw. Molekulargewicht als Masseneinheit nicht das Gramm, sondern die Masse eines H-Atoms[1]) $= 1{,}65 \cdot 10^{-24}$ g. Durch Division mit dieser Zahl erhalten wir aus den gemessenen m-Werten die üblichen Relativwerte des Atom- bzw. Molekulargewichts.

Von den vielerlei technischen Ausgestaltungen des Untersuchungsraumes ist wohl die des „Massenspektrographen" die vollkommenste. Sie ist in der

[1]) Strenger: $^1/_{16}$ der Masse des Sauerstoffatoms.

Abb. 271 skizziert. Das elektrische Feld $\mathfrak{E}$ krümmt die Strahlen in der Abbildung nach unten. Auf gerader Bahn erreichen sie dann das Magnetfeld $\mathfrak{H}$ 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. Das würde zu einer Verwaschung des Bildes bei B führen.

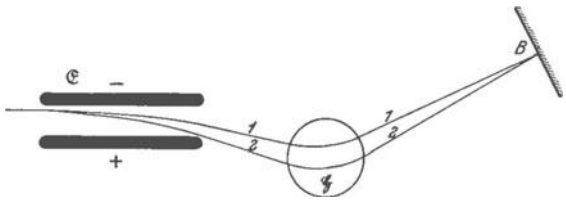


Abb. 271. Der Strahlengang im Massenspektrographen.

Der Massenspektrograph gemäß Abb. 271 erreicht es bei richtigen Abmessungen, daß Strahlen von gleichem e/m aber verschiedener Geschwindigkeit u den gleichen Punkt B treffen. 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.

Der Massenspektrograph leistet weit mehr als die Methoden des Chemikers. Der Chemiker findet beispielsweise für Chlor ein Atomgewicht von 35,46. Der Massenspektrograph zeigt, daß Chlor ein „Mischelement" ist und aus zwei Atomsorten („Isotopen") vom Atomgewicht 35 und 37 besteht. Einzelheiten dieser für das Verständnis des natürlichen Systems der Elemente grundlegenden Tatsachen führen hier zu weit.

Nur ein Punkt bedarf noch der Erwähnung: Man hat bei all den zahlreichen quantitativen Untersuchungen der positiven Ionenstrahlen nie ein positives elektrisches Elementarquantum gefunden, dessen Masse kleiner als $1{,}65 \cdot 10^{-24}$ g, also kleiner als die Masse eines Wasserstoffatomes ist. Alle Bemühungen, ein dem Elektron entsprechendes positives Elektrizitätsatom winziger Masse aufzufinden, sind bisher erfolglos geblieben. Wahrscheinlich stellt schon das positive H-Atomion das positive Elektrizitätsatom dar. Man nennt es neuerdings das „Proton" oder den „Wasserstoffkern". Doch bleibt die weitere experimentelle Entwicklung abzuwarten.

§ 74. Selbständige Elektrizitätsleitung in Gasen von hohem Druck. (Spitzen-, Büschelstrom, Funken und Lichtbogen.) Diese weitverbreiteten Erscheinungen sind Gegenstand zahlloser Untersuchungen gewesen. Trotzdem sind wir noch weit von einem quantitativen Verständnis der Einzelheiten entfernt. Wir beschränken die Darstellung auf einige wenige charakteristische Punkte.

1. Spitzenstrom. Der Spitzenstrom entsteht in inhomogenen elektrischen Feldern im Gebiete hoher elektrischer Feldstärken $\mathfrak{E}$. Die Abb. 272 zeigt als Beispiel einen aus Spitze und Platte gebildeten Kondensator in Verbindung mit einer Influenzmaschine. Die Spannung betrage rund 2000 Volt. Dort, wo sich die Feldlinien an der Spitze zusammendrängen, sieht das unbewaffnete Auge einen bläulichrot leuchtenden Pinsel. Die mikroskopische Beobachtung zeigt weitere Einzelheiten. Man findet die gleichen Erscheinungen, die man bei tiefen Drucken im Glimmstrom beobachtet. Man sieht in der Abb. 273 unmittelbar vor der Spitze als Kathode das Glimmlicht, dann den II. (FARADAYschen) Dunkelraum und daran anschließend eine deutliche positive Säule. Die Bezeichnungen stimmen mit der Abb. 257 überein.

Die Bildung der Elektrizitätsträger durch Stoßionisation ist auf den Bereich des kleinen leuchtenden Pinsels beschränkt. Im Glimmstrom unter niedri-

gem Druck erfüllte das Gebiet der Stoßionisation den ganzen Abstand der Elektroden AK.

Die Träger des mit der Spitze gleichen Vorzeichens strömen aus dem leuchtenden Pinsel in den dunklen Hauptteil der Strombahn hinein. Dabei reißen sie durch innere Reibung die Luftmoleküle mit. Es entsteht der „elektrische

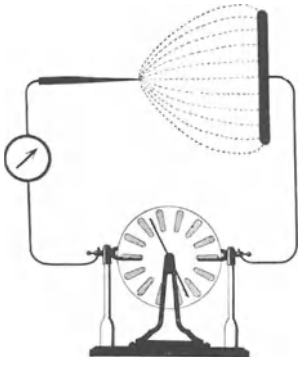


Abb 272. Elektrische Feldlinien zwischen Spitze und Platte, schematisch.

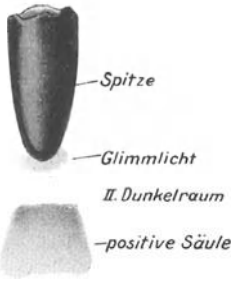


Abb. 273. Der Spitzenstrom in Zimmerluft bei mikroskopischer Beobachtung.

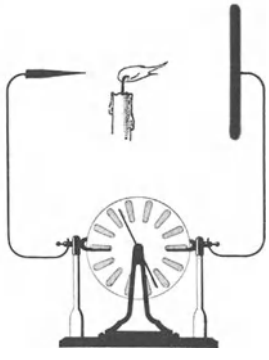


Abb. 274. Elektrischer Wind oder Ionenwind.

Wind". Wir sehen ihn in der Abb. 274 eine Flamme zur Seite blasen.

Der elektrische Wind ist selbstverständlich keine auf den Spitzenstrom beschränkte Erscheinung. Er läßt sich nur in diesem Falle besonders einfach vorführen. Ein elektrischer Wind, ein Mitschleppen des Gases durch die hindurchwandernden Ionen, tritt bei den verschiedensten Formen selbständiger und unselbständiger Elektrizitätleistung 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. 274 wandern in der ganzen dunklen Strombahn überhaupt nur Ionen eines Vorzeichens, nämlich dem der Spitze.

2. Büschelentladung. Bei der Spitzenentladung zeigt ein in den Stromkreis geschaltetes Galvanometer eine weitgehende Konstanz des Stromes. Bei weiterer Steigerung der Feldstärke tritt eine neue Form der selbständigen Leitung auf, die Büschelentladung. Man sieht einzelne leuchtende Fäden züngelnd und sich verästelnd weit in das Kondensatorfeld vorschießen. Der Strommesser zeigt starke Schwankungen der Stromstärke.

Wesentlich für das Zustandekommen der Büschelentladung ist wiederum ein inhomogenes elektrisches Feld. Die von der Anode ausgehenden Büschel sind länger als die von der Kathode ausgehenden. (Das gilt für Zimmerluft, in der die Büschel rötlich leuchten.) Die Größe der Büschellänge erlaubt es, bei Influenzmaschinen, Induktoren usw. leicht die positive Polklemme herauszufinden.

3. Der Funke. Die Funkenbildung geht unter außerordentlich großen Schwankungen der Stromstärke

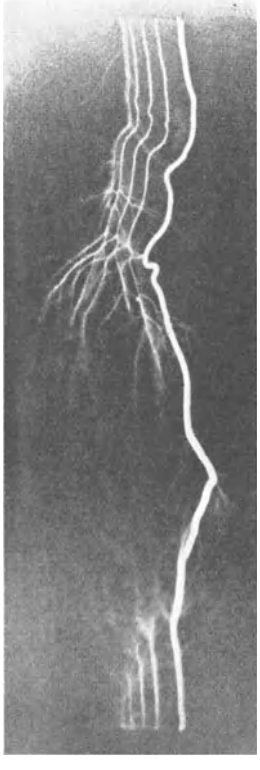


Abb. 275. Ausbildung eines elektrischen Funkens. Oben die Anode. (Aufnahme auf bewegter photographischer Platte von B. Walter.)

vor sich. Sie erfolgt in inhomogenen Feldern, sobald die Büschelentladung das ganze elektrische Feld zwischen den Elektroden AK überbrückt. Die Abb. 275 zeigt auf einer Photographie mit bewegter Platte die zeitliche Ausbildung eines Funkens zwischen zwei Spitzen als Feldgrenzen. Die Büschel werden in den einander folgenden Stromstößen länger und länger. Tritt die Vereinigung der beiderseitigen Büschel ein, so bricht das elektrische Feld mit einem kurzen Stromstoß hoher Amperezahl zusammen. Lebhafte Stoßionisationsvorgänge geben ein oft blendendes Licht, starke örtliche Erhitzung der Strombahn kann einen lauten Knall erzeugen.

Die gleiche zeitliche Ausbildung zeigen auch die größten uns bekannten Funken, die Blitze.

Tabelle 4. Funkenschlagweite in Zimmerluft.

Bei einer Spannung von	Zwischen Spitzen	Zwischen Kugeln von 5 cm ∅	Zwischen Kugeln von 30 cm ∅	Zwischen Ebenen
20 000 Volt	15,5 mm	5,8 mm	6,0 mm	6,0 mm
40 000 ,,	45,5 ,,	13 ,,	13,3 ,,	13,7 ,,
100 000 ,,	220 ,,	45 ,,	35,7 ,,	36,7 ,,
200 000 ,,	410 ,,	262 ,,	75,3 ,,	75,3 ,,
300 000 ,,	600 ,,	530 ,,	126 ,,	114 ,,

Die Tabelle 4 gibt einige Zahlen für den Zusammenhang von Spannung und Funkenschlagweite. Sie bezieht sich auf Elektroden von verschiedenen Krümmungsradien. Das zugehörige Feldlinienbild findet sich in Abb. 40. Man sieht aus der Tabelle, wie die Kleinheit des Krümmungsradius den Funkenübergang begünstigt. Sie gibt eine starke Inhomogenität des Feldes und daher in ihrer Nähe hohe, die Stoßionisation begünstigende Feldstärken.

Für die Rolle der Stoßionisation bei der Funkenbildung spricht ferner die als „Funkenverzögerung" bekannte Erscheinung: Verbindet man die Elektroden nur kurze Zeit mit der Stromquelle, so setzt der Funkenübergang kaum bei den in der Tabelle genannten Spannungen ein. Man kann diese Spannungen vielmehr ohne Funkenbildung um ein Mehrfaches überschreiten, falls man die Elektroden nur etwa $^1/_{100}$ Sekunde mit der Stromquelle in Verbindung läßt.

Zimmerluft enthält spontan nur wenige Ionen, meist Größenordnung Tausend im Kubikzentimeter. Die Stoßionisation braucht also offensichtlich eine bequem meßbare Zeit, bis sie längs des ganzen Elektrodenabstandes die Ionenzahl um viele Zehnerpotenzen erhöht hat. Für diese Auffassung spricht die leichte Möglichkeit, die Verzögerung aufzuheben. Man braucht nur die Luft zwischen den Elektroden mit Röntgenlicht oder radioaktiven Strahlen kräftig zu ionisieren, um die zu rascher Wirksamkeit der Stoßionisation erforderlichen Ausgangsbedingungen zu schaffen.

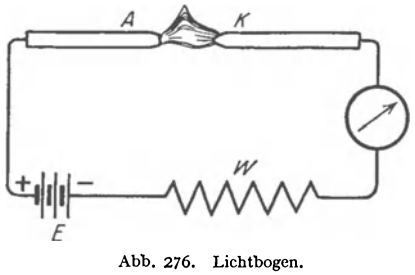


Abb. 276. Lichtbogen.

4. Der Lichtbogen. Die als Lichtbogen bezeichnete selbständige Leitung in Gasen und Dämpfen erzeugt man nach dem Schema der Abb. 276. E ist eine Stromquelle (Batterie oder städtische Zentrale) von mindestens 40 Volt. W ist ein technischer Widerstand (Abb. 30). A und K sind die Elektroden, meist Metall- oder Kohlenstäbe. Der Lichtbogen entsteht, wenn man die Stäbe nach kurzer Berührung trennt. Ein eingeschaltetes Amperemeter zeigt einen recht konstanten Strom.

Der Lichtbogen steht seinem Wesen nach dem Glimmstrom viel näher als die diskontinuierlichen Büschel oder Funken. Seine Verwendung als Lichtquelle, vor allem in Projektionslampen, ist bekannt. Als Stromstärke genügen in diesem Falle meistens 5 Ampere. Für technische Zwecke, z. B. zum Schweißen, werden Lichtbogen mit Hunderten von Ampere benutzt. Die Elektrizitätsquelle muß also pro Sekunde sehr erhebliche Elektrizitätsmengen nachliefern, um das Feld zwischen den Elektroden aufrechtzuerhalten.

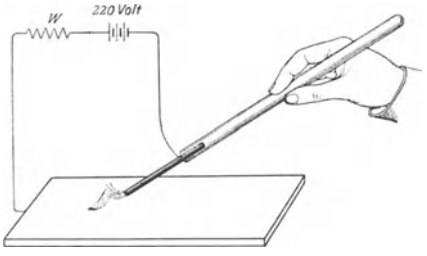


Abb. 277. Lichtbogen mit bewegter Kathode.

Die Hauptelektronenquelle für die Lichtbogenleitung ist die in helle Glut geratende Kathode. Ihre Bedeutung zeigt am besten der vergebliche Versuch, einen Lichtbogen mit kalter Kathode aufrechtzuerhalten. Ein solcher Versuch ist in Abb. 277 dargestellt. Die eine Elektrode ist eine Metallplatte, die andere ein Kohlen- oder Metallstab. Solange der Stab Kathode ist, läßt sich der Lichtbogen beliebig auf der Platte herumführen, er folgt jeder Bewegung der Kathode. Ist aber der Stab Anode, so reißt der Lichtbogen regelmäßig ab. Man kann sein Kathodenende nicht auf eine benachbarte kalte Stelle der Platte herüberziehen.

In der Dampfatmosphäre des Lichtbogens treten sehr hohe Temperaturen auf. In der durch Verdampfung kraterförmig ausgehöhlten Anode beträgt die Temperatur ca. 3700°. In der Erzeugung dieser hohen Temperaturen liegt die Hauptbedeutung des Lichtbogens für das physikalische Laboratorium. Der Lichtbogen ist für viele Schmelzprozesse und für zahlreiche optische Untersuchungen unentbehrlich.

Als einziges aus zahlreichen Beispielen sei die in keinem Laboratorium fehlende Quecksilberbogenlampe genannt. Sie ist die bequemste Quelle ultravioletten Lichtes bis herab zu etwa $\lambda = 200\ \mathrm{m}\mu$. Als Elektroden dienen flüssiges Hg in den beiden Schenkeln eines Quarzglasrohres (Abb. 278). Der Lichtbogen „brennt" in einer Hg-Dampfatmosphäre, deren Dampfdruck oft über 1 Atmosphäre hinausgeht. Die medizinische Reklame bezeichnet die Hg-Bogenlampe als „künstliche Höhensonne".

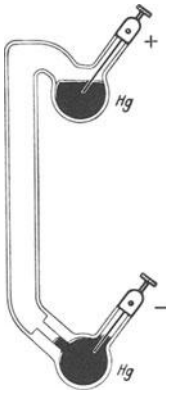


Abb. 278. Quecksilberlampe aus Quarzglas.

In der Elektrotechnik gewinnt der Lichtbogen durch den Bau der „Quecksilberdampfgleichrichter" ständig an Bedeutung. Diese Gleichrichter erlauben ohne maschinelle Einrichtungen und praktisch ohne Wartung Wechselstrom in Gleichstrom umzuformen. Sie beruhen auf der Tatsache, daß zwischen einer Quecksilberelektrode und einer Eisenelektrode nur dann ein Lichtbogen bestehen kann, wenn das Quecksilber Kathode ist. Derartige Gleichrichter werden schon für Leitungen über 1000 Kilowatt ausgeführt.

So weit unser sehr summarischer Überblick über die selbständige Elektrizitätsleitung bei hohem Druck. Es bleibt 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. 249.

Beim Glimmstrom und Lichtbogen — auf diese Fälle wollen wir uns beschränken — tritt nun eine dritte Form hinzu. Es ist die sog. fallende Charakteristik gemäß Abb. 279. Man mißt diese Spannungskurve nach dem Schema der Abb. 280. Man variiert die Stromstärke mittels des Schiebewiderstandes W und mißt die zu verschiedenen Stromstärken gehörigen Spannungen zwischen den Enden des Lichtbogens. Eine Erhöhung der Stromstärke bedingt eine Abnahme der Spannung zwischen den Enden des Lichtbogens, das ist der Sinn der fallenden Charakteristik. In Abb. 279 ist die Kurve nicht bis zur Ordinate durchgeführt: Lichtbogen und Glimmstrom sind erst oberhalb einer bestimmten, von den Versuchsbedingungen abhängigen Minimalspannung beständig.

Die fallende Charakteristik entsteht durch das Zusammenspiel einer Reihe voneinander nicht unabhängiger Vorgänge. Bei der elektrolytischen Leitung wird

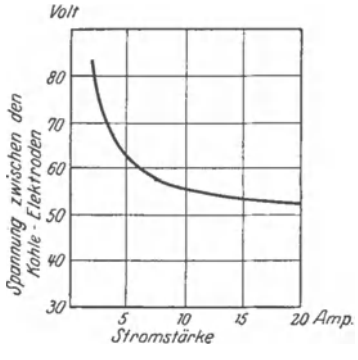


Abb. 279. Stromspannungskurve eines Lichtbogens.

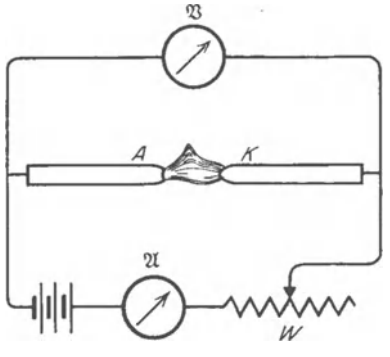


Abb. 280. Schaltung zur Aufnahme der Stromspannungskurve eines Lichtbogens. Das Voltmeter $\mathfrak{V}$ muß einen so hohen Widerstand haben, daß der Strom in ihm, neben dem Strom im Lichtbogen, vernachlässigt werden kann.

sich die Gelegenheit geben, das Zustandekommen einer fallenden Charakteristik an einem relativ einfachen Sonderfall zu erläutern (§ 81). Die Vorgänge im Lichtbogen und Glimmstrom sind dafür zu verwickelt.

§ 75. 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.

Nach unseren Grundversuchen (§ 64) besteht jede Elektrizitätsleitung in einer Wanderung von Elektrizitätsatomen im elektrischen Felde. Soll die Flüssigkeit leiten, so 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. Stichwort: Trägerleitung.

2. Elektronen laufen frei für sich allein. Stichwort: 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 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 §§ 83—84. Wir wollen uns daher zunächst auf die Trägerleitung der Flüssigkeiten beschränken.

§ 76. Elektrolytische oder Ionenleitung in wäßrigen Lösungen. Bei der Leitung in Gasen haben wir mit einem Falle begonnen, in dem wir Ursprung und Art der Elektrizitätsträger genau übersahen. Genau so wollen wir jetzt bei der Leitung in Flüssigkeiten verfahren. Deswegen beginnen wir mit der Leitung in wäßrigen Salzlösungen.

Reines Wasser ist ein ganz schlechter Leiter. Die Abb. 281 zeigt ein Rohr von etwa 10 cm Länge und 1 cm^2 Querschnitt. A und K sind zwei Elektroden aus Metall. Das Rohr ist mit gewöhnlichem destillierten Wasser gefüllt. Bei 220 Volt zwischen den Elektroden zeigt der Strommesser nur etwa $2 \cdot 10^{-4}$ Ampere. Setzen wir dann dem Wasser etwa 5 Gewichtsprozent Kochsalz (NaCl) hinzu, so leitet das Wasser gut. Das Amperemeter zeigt etwa 1,5 Ampere.

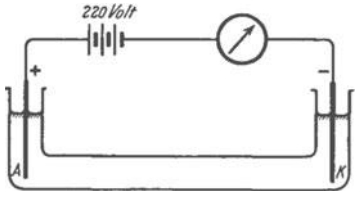


Abb. 281. Ionenleitung in Wasser.

Durch das NaCl müssen also Elektrizitätsträger in das Wasser hineingelangt sein. Welcher Art sind sie?

Wir erinnern an die mit geladenem Staub leitend gemachte Luft. Damals wanderten positive Mehl- und negative Schwefelträger im elektrischen Felde. Hinterher fanden wir die Träger nach Ablieferung ihrer Ladungen an den Elektroden: Schwefel an der Anode, Weizenmehl 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 Kohlenstab 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. Das könnte Wasserstoff als positiven Träger vortäuschen. Um das zu verhindern, macht man die Kathode aus Quecksilber (Hg) (Abb. 282.) 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 lebhafte Wasserstoffentwicklung ein, und das Wasser zeigt die Reaktionen des NaOH, z. B. Blaufärbung von Lackmuspapier.

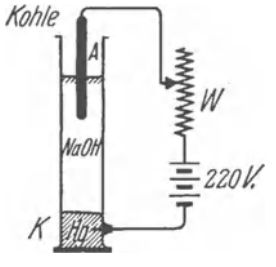


Abb. 282. Nachweis von Natriumionen an der Kathode.

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.

Bei geeigneter Wahl der Versuchsbedingungen hält man den Ionenbestand unverändert. Das soll als Beispiel Schwefelsäure (H_2SO_4) in Wasser zeigen. Wir nehmen zunächst Bleielektroden. Als positiv geladene Träger stellen sich an der Kathode Wasserstoffionen ein: man sieht Wasserstoffblasen entweichen. Die negativen Träger erweisen sich als die Molekülionen des SO_4. Sie bilden mit der Bleielektrode sogleich einen Überzug von Bleisulfat ($PbSO_4$). Auch hier wird also der Ionenbestand vermindert. Anders aber, wenn wir die Bleielektroden durch Platinelektroden ersetzen. Das war z. B. früher in Abb. 13 der Fall. Mit den Platinelektroden können die SO_4-Ionen nicht reagieren. Infolgedessen reagieren sie 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". (Wieder wäre es ein Fehlschluß, den Sauerstoff als Elektrizitätsträger anzusprechen. Er ist nur ein sekundäres Reaktionsprodukt.)

Diese Beispiele lassen sich ins unbegrenzte vermehren. Bei allen Beispielen elektrolytischer Leitung muß man darauf achten, an den Elektroden die wirklichen Ionen zu erkennen und sie nicht mit sekundären Reaktionsprodukten zu verwechseln. Die Gesamtheit dieser Erfahrungen läßt sich kurz zusammenfassen: In allen wäßrigen Lösungen von Salzen und Säuren wandern die Atome der Metalle und des Wasserstoffs als positive Träger zur Kathode. Ebenso Radikale wie Ammonium (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 NaCl-Moleküle sein dürfte. Daraus folgert man eine Spaltung jedes Moleküls in zwei Individuen, eben die positiven Natrium- und die negativen Chlorionen.

Diese Aufspaltung neutraler Moleküle in Ionen fällt durchaus nicht aus dem Rahmen anderer Erfahrungen heraus. — Unzweifelhaft sind die chemischen Kräfte elektrischer Natur. Die chemische Affinität ist ein Problem elektrischer Felder der Atome. In allererster Annäherung kann man sich ein NaCl-Molekül nach dem Schema des Feldlinienbildes der Abb. 40 zusammengesetzt denken (heteropolare Bindung). Die Anziehung der beiden entgegengesetzt geladenen Ionen erfolgt in diesem rohen Bilde nach der Gleichung (17) mit der Kraft

$$K = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{qq'}{r^2}.$$

Hier steht also ε, die absolute Dielektrizitätskonstante, im Nenner. ε ist für Wasser 81 mal größer als für Luft oder Vakuum (d. h. $\varepsilon = 81$). Infolgedessen bedeutet eine Einbettung des NaCl-Moleküls in Wasser eine Herabsetzung der zusammenhaltenden Kraft K auf $^1/_{81}$. Dann kann die Wärmebewegung der Moleküle ausreichen, um die beiden Ionenbausteine der NaCl-Moleküle voneinander zu trennen.

§ 77. Ladung der Ionen. Faradays Äquivalentgesetz. Loschmidtsche Zahl N.

Wir erinnern wieder kurz an die Gasleitung mit sichtbaren, staubförmigen Elektrizitätsträgern. Die einzelnen Mehl- bzw. Schwefelteilchen trugen Ladungen verschiedener Größe. Die Zahl der Elektronen, die die positiven Träger zuwenig,

die negativen zuviel hatten, variierte von Träger zu Träger. Sie wurde mit Hilfe mikroskopischer Einzelbeobachtung bestimmt. Man fand sie stets $= n \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden, wo n ganze, meist kleine Zahlen bedeutet. $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden war das elektrische Elementarquantum, die kleinste, in der Natur je beobachtete Amperesekundenzahl.

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.

Der Chemiker bemißt seine Substanzmengen nach „Grammatomen" und nach „Grammolekülen oder Molen". Er bezeichnet damit diejenige Substanzmenge, deren Grammzahl gleich dem Atomgewicht bzw. dem Molekulargewicht der betreffenden Substanz ist.

Beispiele:

1 Grammatom Wasserstoff bedeutet 1 g Wasserstoff.
1 Grammatom Sauerstoff bedeutet 16 g Sauerstoff.
1 Grammatom Natrium bedeutet 23 g Natrium.
1 Mol Wasser (H_2O) bedeutet 18 g Wasser.
1 Mol Sauerstoff bedeutet 32 g Sauerstoff, in der Form des zweiatomigen Gases, wie es sich in der Atmosphäre findet (O_2).
1 Mol Ozon bedeutet 48 g des Gases Ozon oder des „dreiatomigen" Sauerstoffs, dessen Moleküle aus je 3 Sauerstoffatomen bestehen.

Ferner sind nach der Grundanschauung der Chemie die Atomgewichte und die Molekulargewichte selbst Relativwerte für das Gewicht oder präziser für die Masse der verschiedenen Atom- bzw. Molekülsorten. Die Masse des einzelnen Natriumatoms soll 23 mal größer sein als die Masse des einzelnen Wasserstoffatoms usw. Das ist aber nur dann möglich, wenn alle „Grammatome" und alle „Mole" ein und dieselbe Anzahl N von Atomen bzw. Molekülen enthalten. Diese universelle Zahl N wird die Loschmidtsche Zahl genannt. Ihr Zahlenwert wird in der Mechanik der Gase und auf mehreren unabhängigen anderen Wegen zu $6 \cdot 10^{23}$ bestimmt. So weit die chemischen Definitionen.

FARADAY hat eine ganze Reihe elektrolytischer Leiter quantitativ untersucht. Er hat die abgeschiedenen Substanzmengen mit den hindurchgeflossenen Elektrizitätsmengen verglichen. Dabei fand er ein Ergebnis von überraschender Einfachheit. Es lautet in unserer heutigen Ausdrucksweise:

Ein Grammatom eines Elementes oder ein Mol einer Verbindung werden durch $n \cdot 96500$ Amperesekunden abgeschieden, wenn n die chemische Wertigkeit des Elementes oder der Verbindung bezeichnet.

Man findet beispielsweise für

1 Grammatom oder 1 g einwertigen Wasserstoff[1])	je 96500 Amperesekunden.
1 Grammatom oder 35 g einwertiges Chlor	
1 Grammatom oder 108 g einwertiges Silber	
1 Mol oder 62 g einwertiges NO_3	
1 Grammatom oder 16 g zweiwertigen Sauerstoff	je 2 · 96500 Amperesekunden.
1 Mol oder 96 g zweiwertiges SO_4	
1 Grammatom oder 55,6 g zweiwertiges Eisen (aus Ferrosalzen)	

[1]) Andere Darstellungsart: „Das Verhältnis von Ladung durch Masse oder e/m für Wasserstoffionen ist gleich 96500 Amperesekunden/Gramm.

1 Grammatom oder 55,6 Gramm dreiwertiges Eisen (aus Ferrisalzen) usw. } $3 \cdot 96\,500$ Amperesekunden.

Den Quotienten Grammatom/Wertigkeit bzw. Mol/Wertigkeit nennt der Chemiker ein „Grammäquivalent". Man kann daher FARADAYS Entdeckung auch so formulieren: „1 Grammäquivalent einer Substanz wird elektrolytisch durch 96 500 Amperesekunden abgeschieden." — Daher der Name „Äquivalentgesetz".

So weit der empirische Tatbestand. Was beweist er für unsere Frage, für die Ladung des einzelnen Ions bei der elektrolytischen Leitung? Die Antwort ist leicht zu geben:

Die N-Ionen eines Grammatoms oder Mols schleppen als Träger die Ladung $n \cdot 96\,500$ Amperesekunden durch den elektrolytischen Leiter hindurch. Auf jedes einzelne der N Ionen kommt also die Ladung $\frac{n \cdot 96\,500}{N}$ Amperesekunden, falls n die chemische Wertigkeit des Ions bezeichnet.

N, die LOSCHMIDTsche Zahl, ist, wie erwähnt, zu $6 \cdot 10^{23}$ ermittelt worden. Also erhalten wir für die Ladung des einzelnen n-wertigen Ions

$$\frac{n \cdot 96\,500}{6 \cdot 10^{23}} = n \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19} \text{ Amperesekunden.}$$

Oder in Worten:

Jedes Ion, gleichgültig, ob Atom- oder Molekülion, trägt bei der elektrolytischen Leitung ebenso viele elektrische Elementarquanten $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden, wie seine chemische Wertigkeit n beträgt. Damit hat die Frage nach der Ladung der Ionen eine sehr einfache präzise Antwort gefunden. Sie enthüllt einen engen Zusammenhang zwischen elektrischen und chemischen Größen.

FARADAYS Äquivalentgesetz enthält eine Entdeckung von größter Tragweite. Seine atomistische Deutung führt uns auf die Gleichung

$$\underbrace{N}_{\substack{\text{Zahl der Träger oder Ionen im Grammatom bzw Mol}}} \cdot \underbrace{ne}_{\substack{\text{Ladung des einzelnen Trägers oder Ions} = n \text{ Elementarquanten}}} = \underbrace{n}_{\substack{\text{chemische Wertigkeit}}} \cdot 96\,500 \text{ Amperesekunden}$$

oder

$$Ne = 96\,500 \text{ Amperesekunden}. \qquad (48)$$

Diese Gleichung hat als eine Fundamentalgleichung des modernen Atomismus zu gelten. Sie verknüpft uns die beiden universellen Naturkonstanten N, die LOSCHMIDTsche Zahl, und e, das elektrische Elementarquantum. Mit ihrer Hilfe gibt jede e-Bestimmung einen Wert für N, und umgekehrt. Sie wird in § 101 dazu dienen, eine besonders einfache N-Bestimmung zu prüfen.

§ 78. Das Ohmsche Gesetz bei der elektrolytischen Leitung. Die Geschwindigkeit der Ionen. 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 n gleiche Anzahl elektrischer Elementarquanten.

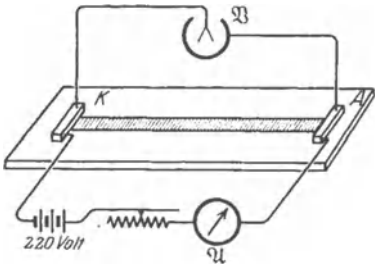


Abb. 283. Aufnahme der Stromspannungskurve in einem elektrolytischen Leiter.

Das elektrische Feld zieht diese Ionen durch die mehr oder minder zähe Flüssigkeit hindurch. Dabei gilt das OHMsche Gesetz: Strom und Spannung sind einander proportional. Zur Vorführung dient die in Abb. 283 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. A und K sind zwei aufgesetzte Metallelektroden. $\mathfrak{A}$ ist ein Drehspulamperemeter und $\mathfrak{V}$ ein Zweifadenvoltmeter.

Bei einer Messung zusammengehöriger Werte von P und i ergibt sich beispielsweise das in Abb. 284 dargestellte Bild. Der Zusammenhang von Spannung und Strom wird durch eine Gerade dargestellt, die zum Nullpunkt weist.

Bei genauen Messungen findet man, daß die Gerade nicht streng durch den Nullpunkt geht, sondern die Spannungsachse bei einer kleinen endlichen Spannung (Größenordnung 1 Volt) schneidet. Die Beobachtungen geben also nicht $P/i = \text{const}$, sondern $(P - p)/i = \text{const}$. 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 p. Diese hat ihren Sitz zwischen Elektroden und Flüssigkeitssäule. Wir kommen auf diesen hier ganz unwesentlichen Punkt im folgenden Kapitel in größerem Zusammenhange zurück.

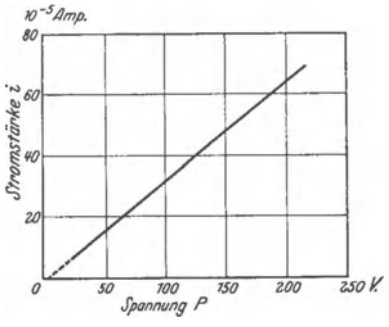


Abb. 284. Das Ohmsche Gesetz bei der elektrolytischen Leitung.

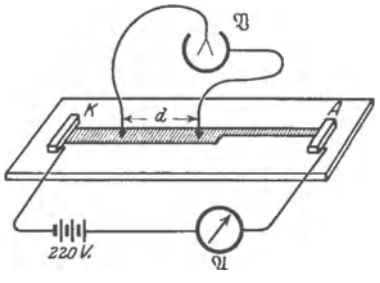


Abb. 285. Abhängigkeit des Widerstandes von Länge und Querschnitt des elektrolytischen Leiters.

Das Verhältnis P/i wird wie stets als Widerstand w definiert. w erweist sich proportional zur Länge d und umgekehrt proportional zum Querschnitt F der Flüssigkeitssäule. Es gilt

$$w = \frac{d}{F} \cdot \sigma . \tag{49}$$

σ bedeutet eine Konstante. Den Einfluß von d und F zeigt man sehr einfach mit der in Abb. 285 skizzierten Anordnung. 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.

Der Proportionalitätsfaktor σ heißt der spezifische Widerstand. Sein Zahlenwert hat eine einfache physikalische Bedeutung. Er ist gleich dem Widerstand eines Würfels von 1 cm Kantenlänge ($F = 1\ \text{cm}^2$, $d = 1$ cm). Die Tabelle 5 gibt einige Zahlenwerte von σ. Sie gelten alle für eine Temperatur von 18 Zentigrad („Zimmertemperatur"). σ hat einen großen Temperaturkoeffizienten, es vermindert sich um rund 2% pro Grad Temperaturerhöhung. Infolgedessen erfordern genaue Messungen über Strom und Spannung in Elektrolyten eine peinliche Konstanthaltung der Temperatur durch Wasserbäder. Außer den Werten für σ enthält die Tabelle auch die reziproken Zahlen $1/\sigma$. $1/\sigma$ nennt man die spezifische Leitfähigkeit $\varkappa$. Ihr Zahlenwert gibt die Länge eines Leiters, der bei $1\ \text{cm}^2$ Querschnitt den Widerstand 1 Ohm besitzt.

Tabelle 5. Spezifischer Widerstand und Leitfähigkeit wäßriger Lösungen (18°).

Substanz	Konzentration η	Spezifischer Widerstand σ in Ohm cm	Leitfähigkeit $\varkappa$ in $\text{Ohm}^{-1}\,\text{cm}^{-1}$	Bemerkungen
Kochsalz NaCl	10^{-7} Mole im Kubikzentimeter	$9{,}3 \cdot 10^{4}$	$108 \cdot 10^{-7}$	$\varkappa/\eta$ nähert sich mit sinkender Konzentration einem konstanten Grenzwert (108)
	10^{-6} Mole im Kubikzentimeter	$9{,}4 \cdot 10^{3}$	$107 \cdot 10^{-6}$	
	10^{-5} Mole im Kubikzentimeter	$9{,}8 \cdot 10^{2}$	$102 \cdot 10^{-5}$	
	10^{-4} Mole im Kubikzentimeter	$10{,}9 \cdot 10^{1}$	$92 \cdot 10^{-4}$	
	10^{-3} Mole im Kubikzentimeter	13,5	$74 \cdot 10^{-3}$	
	5 Gewichtsprozente	15	67	
	20 Gewichtsprozente	5,1	196	
Zinksulfat $ZnSO_4$	5 Gewichtsprozente	53	19	
	20 Gewichtsprozente	21	47	
Salzsäure HCl	5 Gewichtsprozente	2,5	395	
	20 Gewichtsprozente	1,3	762 $\cdot 10^{-3}$	
	40 Gewichtsprozente	1,9	515	
Schwefelsäure H_2SO_4	5 Gewichtsprozente	4,8	209	
	20 Gewichtsprozente	1,5	653	
	30 Gewichtsprozente	1,4	740	
	40 Gewichtsprozente	1,5	680	
Zum Vergleich: Kupfer		$1{,}8 \cdot 10^{-6}$ (!)	$5{,}7 \cdot 10^{5}$ (!)	

So weit der empirische Tatbestand. Der Mechanismus des OHMschen Gesetzes ist schon in § 65 in seinen wesentlichen Zügen klargestellt worden. Wir können daher auf die dort entwickelte Gleichung (43) zurückgreifen:

$$i = \frac{F}{d}\,\mathfrak{N}(\mathfrak{n}\,e)\,(v_+ + v_-)P\,.$$

Ein Vergleich mit Gleichung (49) gibt

$$\frac{1}{\sigma} = \varkappa = \mathfrak{N}(\mathfrak{n}\,e)\,(v_+ + v_-)\,. \tag{49a}$$

Das Produkt $\mathfrak{N}(\mathfrak{n}\,e)$ ist die Gesamtladung der Träger eines Vorzeichens in 1 cm³. Sie ist für eine elektrolytische Lösung sogleich nach dem FARADAYschen Äquivalentgesetz angebbar. Man muß nur die Konzentration der Lösung kennen, d. h. die Anzahl Mole gelöster Substanz in 1 cm³ Wasser. Dann läßt sich aus den gemessenen $\varkappa$-Werten die Summe der Trägerbeweglichkeiten, also $(v_+ + v_-)$ berechnen.

Ein Beispiel soll das erläutern. Nach Tabelle 5 ist $\varkappa = 108 \cdot 10^{-7}\,\text{Ohm}^{-1}\,\text{cm}^{-1}$, falls 10^{-7} Mole NaCl in 1 cm³ Wasser gelöst sind. Na- sowohl wie Cl-Ionen sind einwertig, also $\mathfrak{n} = 1$. Folglich enthält ein Kubikzentimeter der Lösung $10^{-7} \cdot 96\,500$ Amperesekunden als Ladung der Träger eines Vorzeichens. Demnach ist

$$(v_+ + v_-) = \frac{108 \cdot 10^{-7}}{10^{-7} \cdot 96\,500} = 11{,}2 \cdot 10^{-4}\,\frac{\text{cm}}{\text{sek}}\Big/\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$$

Die Beweglichkeit der Ionen in Wasser, also ihre Geschwindigkeit im Felde $\mathfrak{E} = 1$ Volt/cm, ergibt sich nach unserer Rechnung hier um drei Zehnerpotenzen 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.

In konzentrierten Lösungen ist die Ionenbeweglichkeit geringer als in verdünnten. In konzentrierten Lösungen sind die elektrischen Felder der einzelnen Ionen nicht mehr neben dem äußeren Feld zu vernachlässigen. Auch beeinflußt die Konzentration die Anlagerung neutraler Wassermoleküle an die Ionen. Man darf sich beispielsweise ein Natriumion in wäßriger Lösung nie als ein einfaches Natriumatom vorstellen, das lediglich ein Elektron verloren hat. Es

werden von dem Natriumatome stets neutrale Wassermoleküle in der gleichen Weise angelagert wie Staub an einen größeren geladenen Körper.

Direkte Messungen der Ionengeschwindigkeiten in wäßrigen Lösungen bestätigen das rechnerisch gewonnene Ergebnis. Das sehr anschauliche Meßverfahren benutzt gefärbte Ionen, die man direkt mit dem Auge verfolgen kann. A und K sind die üblichen Platinelektroden in einem U-förmigen Glasrohr (Abb. 286). In ihm sind zwei verschiedene wäßrige Lösungen gleicher Dichte übereinandergeschichtet, unten $KMnO_4$, oben KNO_3.

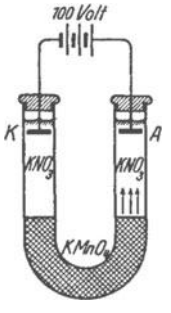


Abb. 286. Messung der Wanderungsgeschwindigkeit farbiger Ionen im elektrischen Felde.

Die K- und NO_3 absorbieren kein sichtbares Licht, sie färben das Wasser nicht. Anders die MnO_4-Ionen. Sie sind ein ausgesprochen purpurroter Farbstoff.

Zwischen A und K wird eine Spannung von etwa 100 Volt hergestellt. Die Rohrlänge beträgt etwa 20 cm, die Feldstärke also rund 5 Volt/cm. Man sieht die geschlossene Kolonne der gefärbten Ionen ganz langsam zur Anode wandern, etwa 1,8 mm pro Minute. Bei verdoppelter Spannung beobachtet man die doppelte Geschwindigkeit. Die Geschwindigkeit der Ionen erweist sich wirklich der Feldstärke $\mathfrak{E}$ proportional. Der Proportionalitätsfaktor v, die Ionenbeweglichkeit der MnO_4-Ionen, ergibt sich zu $6 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{sek}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$, also durchaus in der erwarteten Größenordnung.

Die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes bleibt (mindestens innerhalb eines Prozentes) auch noch bei Feldstärken von 1 000 000 Volt pro Zentimeter erhalten. Die Ionen erreichen in derartigen Feldern schon Schnellzugsgeschwindigkeit (in wäßriger Lösung für H-Ionen 32,6 m/sek).

Feldstärken der genannten Größe lassen sich in der Flüssigkeit nur für wenige tausendstel Sekunden aufrechterhalten. Sonst gibt es Stromwärmen, die keine Kühlvorrichtung mehr ableiten kann.

Die Proportionalität von Trägergeschwindigkeit u und elektrischer Feldstärke $\mathfrak{E}$, also die Beziehung $u = \mathfrak{E}v$, soll nach § 65 durch Reibungswiderstände bedingt sein. Hier soll also die innere Reibung der Flüssigkeit die Ionen bremsen. Diese Reibung zwischen Ionen und Flüssigkeit läßt sich experimentell auf das einfachste nachweisen.

Wir sehen in Abb. 287 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. 173). Besteht nun eine Reibung zwischen Ionen und Flüssigkeit, so muß die seitliche Bewegung der Ionen auf die Flüssigkeit übertragen werden. Das ist in der Tat der Fall. Die Flüssigkeit beginnt lebhaft im Sinne der Pfeilspitzen zu kreisen. Ein kleiner Korkschwimmer mit Fähnchen macht die Bewegung weithin sichtbar. Bei Umkehr der Stromrichtung

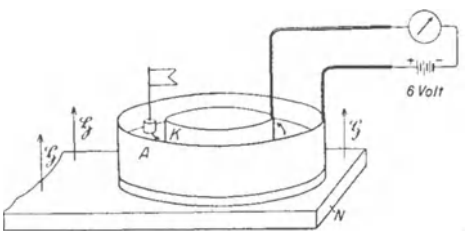


Abb. 287. Reibung zwischen Ionen und Flüssigkeit.

wechselt der Drehsinn. Die Reibung zwischen Ionen und Wasser ist also sichergestellt.

Die kurze Fassung „Reibung zwischen Ionen und Wasser" kann irreführen. Gemeint ist keineswegs eine äußere Reibung in der Grenzschicht zwischen Träger und Flüssigkeit. Die unmittelbar an den Träger angrenzende Flüssigkeitsschicht haftet am Träger. Gemeint ist die innere Reibung der Flüssigkeit: die Reibung der „Stromfäden" der Flüssigkeit, die beim Ausweichen um den Träger aneinander entlang gleiten. Man vergleiche die Abb. 288, in der der Träger oder das Ion als einfache Kugel schematisiert ist. Einzelne Stromfäden sind in diesem Modellversuch durch einen gelösten Farbstoff sichtbar gemacht.

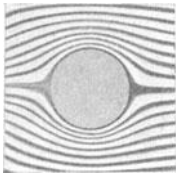


Abb. 288. Stromfäden bei der inneren Reibung.

§ 79. Entstehung der Stromwärme. Die Reibung der Ionen bewirkt die bekannte Erwärmung der Strombahn, die man meist kurz als „Stromwärme" oder als „Joulesche Wärme" bezeichnet. Die Reibung verzehrt, bis auf den verschwindend kleinen verbleibenden Rest $\frac{1}{2} m u^2$, die gesamte kinetische Energie $\frac{1}{2} m U^2$, die das einzelne Ion ohne die Reibung durch das elektrische Feld erhalten würde. Der gesamte Energiebetrag $\sum \frac{1}{2} m U^2$, den sämtliche Ionen der Strombahn pro Sekunde vom Felde erhalten und durch Reibung verlieren, ist leicht anzugeben:

q sei wieder die Ladung aller Ionen der Strombahn, $(u_+ + u_-)$ ihre Geschwindigkeit, d. h. der gesamte von ihnen pro Sekunde zurückgelegte Weg, d der Abstand der Kondensatorplatten oder Elektroden.

Zwischen den Enden des Weges $(u_+ + u_-)$ herrscht die Spannung p. Sie ist nur ein kleiner Bruchteil der vollen Spannung P zwischen den Elektroden. Und zwar gilt

$$p = P \frac{(u_+ + u_-)}{d}.$$

Bei der Bewegung der Ladung q längs des Weges $(u_+ + u_-)$ leistet das elektrische Feld gemäß Gleichung (13) die Arbeit

$$q\,p = q \cdot P \frac{u_+ + u_-}{d}.$$

Andererseits bedeutet diese Ionenbewegung nach Gleichung (41b) einen Strom

$$i = q \frac{(u_+ + u_-)}{d} \text{ Ampere.}$$

Wir erhalten also

$$q\,p = i\,P \tag{50}$$

als die Energie, die das elektrische Feld pro Sekunde an die Ionen abgibt und die den Ionen sogleich wieder als Reibungswärme verloren geht.

Die pro Sekunde in der Leitungsbahn entwickelte Stromwärme beträgt also $i\,P$ Voltampere oder Watt. Das hier speziell für eine elektrolytische Leitung hergeleitete Ergebnis gilt ganz allgemein: haben wir doch nur von zwei für jeden Leitungsstrom gültigen Gleichungen Gebrauch gemacht.

Gilt im Sonderfall, wie z. B. in den Elektrolyten oder in Metalldrähten, das Ohmsche Gesetz, so läßt sich P durch $i\,w$ ersetzen. Man erhält dann für die pro Sekunde entwickelte Stromstärke den Ausdruck $i^2 w$ Watt.

Wieder war es der Fundamentalversuch der Abb. 106 und die Gleichung (13), $A = q\,P$, auf die wir die Verwandlung elektrischer Energie in eine andere Energieform zurückführen.

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. 289). Dann spürt man, namentlich in den Handgelenken, eine intensive Erwärmung.

In den Handgelenken hat die Strombahn den kleinsten Querschnitt F, also nach Gleichung (49) pro Längeneinheit den größten Widerstand w. Also erreicht dort auch die pro Sekunde entwickelte Stromwärme $i^2 w$ ihren größten Wert.

Es ist völlig ausgeschlossen, diesen Versuch mit Gleichstrom auszuführen. Die Ionen des Zellinhaltes wandern im elektrischen Felde bis an die Zellgrenzen. Dadurch entstehen Konzentrationsänderungen im Zellinhalt. Bei kleinen Stromstärken [$i < 10^{-3}$ Ampere, (Abb. 31)] können die Konzentrationsänderungen keine nennenswerten Beträge erreichen. Denn die thermische Diffusion gleicht sie ständig wieder aus. Bei Stromstärken von einigen Ampere aber reicht die Gegenwirkung der Diffusion nicht mehr im entferntesten aus. Derartige Ströme bewirken schon in Bruchteilen einer Sekunde chemische Änderungen des Zellinhaltes, die dem Organismus verhängnisvoll werden.

Man muß statt des bei höheren Stromstärken lebensgefährlichen Gleichstromes hochfrequente Wechselströme benutzen ($n > 10^5\,\mathrm{sek}^{-1}$). Dann kann bei der bekannten Langsamkeit der Ionenwanderung in der kurzen Zeit einer Halbperiode (etwa Wellenberg) keine bedenkliche Konzentrationsänderung entstehen. Überdies wird sie sogleich bei der folgenden Halbperiode entgegengesetzter Stromrichtung (Wellental) wieder rückgängig gemacht. Dieses Rückgängigmachen wird am vollkommensten erreicht, wenn die einander folgenden Amplituden des Wechselstromes genau gleich sind. Benutzt man als Wechselstromquelle einen Schwingungskreis (Abb. 289), so sollen dessen Schwingungen möglichst ungedämpft sein, also langsam abklingen. Das erreicht man technisch am einfachsten durch eine bestimmte Formgebung der Funkenstrecke des Schwingungskreises. Man ersetzt die bekannte Kugelfunkenstrecke durch eine Plattenfunkenstrecke. Das ist eine Reihe durch dünne Glimmerringe getrennter versilberter Kupferplatten.

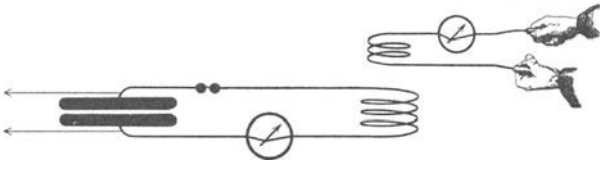


Abb. 289. Physiologische Unwirksamkeit hochfrequenter Wechselströme.

§ 80. Technische Anwendungen der Elektrolyse wäßriger Lösungen. Die §§ 76—78 haben sich im wesentlichen mit dem Mechanismus der elektrolytischen Leitung in wäßrigen Lösungen beschäftigt. Daneben darf man die technische Bedeutung der elektrolytischen Leitung nicht übersehen.

Wir erwähnen zunächst die praktisch für viele Gewerbe bedeutsame „Galvanoplastik". Man benutzt die an der Kathode ankommenden Metallionen zur Herstellung von Metallüberzügen. Die galvanoplastische Vernicklung und Vergoldung unedler Metalle, z. B. von Eisen, ist heute allbekannt. Nichtleitende Körper, z. B. Wachsmodelle, Holzschnittafeln usw., reibt man zunächst mit Graphitpulver ein. Dadurch erhalten sie eine leitende Oberflächenschicht. Dann kann man sie als Kathode benutzen und vom Strom mit Kupfer oder einem anderen Metall überziehen lassen. 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. Besonders bekannt ist der in Abb. 290 dargestellte Fall einer Aluminium- und einer Bleielektrode in der wäßrigen Lösung eines Alkaliborates. E ist eine Stromquelle von etwa 40 Volt Spannung. Solange die Aluminiumplatte Kathode ist, fließen unter lebhafter Gasentwick-

lung 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:

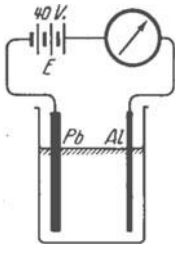


Abb. 290. Aluminiumzelle.

1. Als Gleichrichter oder Ventil. Man ersetzt die Batterie E in Abb. 290 durch eine Wechselstromquelle von weniger als 40 Volt Spannung. Die Zelle soll nur die eine Halbwelle eines Wechselstromes hindurchlassen. Das ist in der Tat der Fall. Das Drehspulvoltmeter macht einen dauernden konstanten Ausschlag. Bei Wechselstrom ist das nicht möglich. Die Gleichrichterwirkung der Zellen ist somit erwiesen.

Beträgt die Wechselspannung mehr als 40 Volt, so schaltet man etliche Ventilzellen hintereinander.

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 (7) sehr hoch. Sie kann pro Quadratdezimeter Plattenoberfläche einige Mikrofarad erreichen.

§ 81. Ionenleitung in geschmolzenen Salzen und in unterkühlten Flüssigkeiten (Gläsern). Die bisherigen Beispiele der Ionenleitung in Flüssigkeiten benutzen durchweg wäßrige Lösungen von Salzen und Säuren. Wesentlich war die Aufspaltung der gelösten Moleküle in Ionen oder kurz ihre „elektrolytische Dissoziation".

Außer Wasser kommen auch andere Lösungsmittel in Frage, z. B. Alkohol und Äther. Doch ist bei ihnen die Dissoziation erheblich geringer.

Die Vorzugsstellung des Wassers hängt nach S. 174 mit seiner ungewöhnlich hohen Dielektrizitätskonstante ($\varepsilon = 81$) zusammen. Äther hat nur die Dielektrizitätskonstante 4,1 und Alkohol eine solche von 25. Eine der des Wassers vergleichbare Dielektrizitätskonstante hat hingegen Ameisensäure, nämlich $\varepsilon = 62$. In Ameisensäure bleibt demnach die Dissoziation von z. B. NaCl kaum hinter der in Wasser zurück. — Doch ist ein hoher Wert von ε nicht allein maßgebend. Es kommen noch andere chemische Einflüsse hinzu. So gibt z. B. eine Lösung von HCl in Ameisensäure keine elektrolytische Leitung.

Außer in Lösungen zeigen die Moleküle auch in geschmolzenen Salzen und Basen erhebliche elektrolytische Dissoziation. Wir nennen als Beispiele geschmolzenes NaCl (Kohlenelektroden!) oder geschmolzenes NaOH. Die Elektrolyse derartiger Schmelzen spielt in der modernen Metallurgie eine große Rolle.

Weiter ist die elektrolytische Leitung der Gläser zu nennen. Ein Glas ist vom physikalischen Standpunkt betrachtet kein fester Körper, sondern eine unterkühlte 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 gewöhnlichen Glases kann die in Abb. 291 skizzierte Anordnung dienen. Die Anode besteht aus flüssiger Na-Hg-Legierung in einem auf etwa 300° erwärmten Porzellantiegel. Die Kathode K ist ein Al-Draht. G ist ein Glasrohr mit stark verdünntem Helium. Die Stromquelle hat etwa 200 Volt Spannung. Der Strom verläuft von K bis zur heißen Glaswand als typischer Glimmstrom, man sieht im wesentlichen die stark

entwickelte positive Säule (vgl. Abb. 257). Dann läuft er durch die Glaswand als elektrolytischer Strom. Die positiv geladenen Natriumionen wandern von A aus durch das Glas hindurch bis zu dessen Innenwand. Dort werden sie durch Vereinigung mit Elektronen aus der „positiven Säule" entladen. Auf der Innenwand scheidet sich das metallische Natrium als glänzender Spiegel aus (gestrichelt angedeutet). Dabei ist das Glas doch noch so fest, daß es den äußeren Luftdruck aushält. Die Ionen können also bei hinreichender Feldstärke noch durch außerordentlich zähe Flüssigkeiten hindurchwandern.

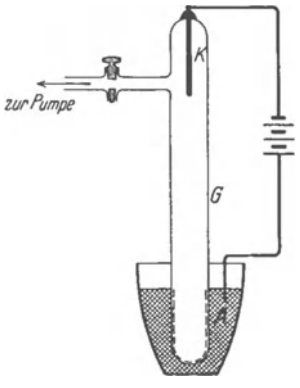


Abb. 291. Ionenwanderung durch festes Glas.

Der spezifische Widerstand elektrolytischer Leiter sinkt mit steigender Temperatur (§ 78). Der Temperaturkoeffizient von σ soll negativ sein. Das kann man sehr drastisch mit einem elektroltyisch leitenden Glasstab vorführen. In Abb. 292 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 $\mathfrak{A}$ 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 $\mathfrak{V}$ zeigt 220 Volt als Spannung P 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.

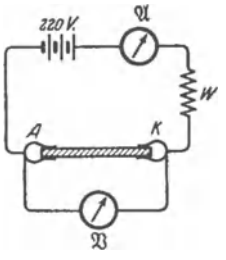


Abb. 292. Temperaturabhängigkeit der Ionenleitung in Glas.

Dieser Versuch ist noch in anderer Hinsicht lehrreich. Bei der selbständigen Gasentladung, speziell dem Lichtbogen, ist uns die fallende Charakteristik begegnet (Abb. 279): Bei Zunahme der Stromstärke sinkt die Spannung P zwischen den Enden der Strombahn. Dasselbe können wir hier an unserem Glasstab beobachten. Dazu dient das Voltmeter $\mathfrak{V}$.

An und für sich gilt für die elektrolytische Leitung des Glasstabes das Ohmsche Gesetz, $P/i = \text{const}$. Dabei ist aber Konstanz der Temperatur Vorbedingung. Der Leiter muß durch Wärmeabgabe oder künstliche Kühlung vor Temperatursteigerung durch die Stromwärme geschützt werden. Andernfalls überlagert sich dem ursprünglichen Leitungsvorgang sekundär der Einfluß der Temperaturerhöhung. Der Temperaturkoeffizient des spezifischen Widerstandes ist für den elektrolytischen Leiter negativ. So entsteht dann das Bild der fallenden Charakteristik.

Im Falle des elektrolytischen Leiters können wir das Zustandekommen der fallenden Charakteristik also einfach übersehen. Entsprechendes gilt für die fallende Charakteristik 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 Fak-

toren. Durch die mangelnde Trennung der einzelnen Variabeln entsteht dann die komplizierte Stromspannungskurve der fallenden Charakteristik.

§ 82. Leitung in Flüssigkeiten von hohem spezifischen Widerstand. Nach § 11 gibt es zwischen Leitern und Isolatoren einen stetigen Übergang. Ein Isolator ist ein Leiter von extrem hohem spezifischen Widerstand. Das gilt von Flüssigkeiten nicht minder als von festen Körpern. Die Tabelle 6 gibt einige Beispiele solcher schlecht leitenden oder gut und sehr gut isolierenden Flüssigkeiten.

Tabelle 6.

Substanz (Zimmertemperatur)	Spezifischer Widerstand σ in Ohm · cm.
Azeton	$1{,}4 \cdot 10^3$
Äthylalkohol	$5 \cdot 10^6$
Destilliertes Wasser	10^5—10^6
Reinstes Wasser im Vakuum	$2{,}5 \cdot 10^7$
Öl für Transformatoren	10^{13}—10^{14}
Petroleum	10^{16}
Flüssige Luft	10^{18}

Die Zahlenwerte geben gleichzeitig den in Ohm gemessenen Widerstand eines Würfels von 1 cm Kantenlänge.

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 (etwa 1,4 mg pro Tonne) ist in positive H- und negative OH-Ionen gespalten. Auf die rund $3 \cdot 10^{22}$ Moleküle eines Kubikzentimeter Wasser ($= {}^1/_{18}$ Mol) kommen zirka $4 \cdot 10^{13}$ Ionenpaare. Diese elektrolytische Dissoziation des Wassers ist auf verschiedenen Wegen mit quantitativer Übereinstimmung sichergestellt worden.

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 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, die aus den Molekülen der Flüssigkeit selbst entstehen. 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 pro 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, radioaktiven Strahlen usw. läßt sich die Leitung hochisolierender Flüssigkeiten um viele Zehnerpotenzen steigern. Die Erscheinungen gleichen weitgehend den in ionisierter Luft beobachteten. Man beobachtet mühelos Sättigungsströme, man findet die Ionengeschwindigkeit entsprechend der höheren inneren Reibung vermindert usw.

§ 83. Elektrizitätsleitung in Metallen. Durch die Art ihrer Elektrizitätsleitung nehmen die Metalle unter allen Substanzen eine Sonderstellung ein. Die Wanderung der Elektrizitätsatome in Metallen erfolgt praktisch ausschließlich ohne materielle Träger. Auch nach dem Durchgang großer Strommengen findet man an den Elektroden keine entladenen Träger, wie wir sie aus der Gasleitung und vor allem der elektrolytischen Leitung kennen. Dieser negative Befund läßt nach dem heutigen Stande unserer Kenntnis nur eine Deutung zu: Es wandern in Metallen lediglich Elektronen, die positiven Elektrizitätsatome behalten auch im elektrischen Felde ihre Lage bei. Dieser Schluß ist zwingend, solange wir positive Elektrizitäts-

atome nur in Bindung an materielle Atome, nur als Ionen, kennen. Man nennt die metallische Leitung kurz Elektronenleitung und benutzt beide Worte als gleichbedeutend.

Man hat mit außerordentlichen Mitteln neben den Elektronen einen wenn auch kleinen Beitrag materieller Träger nachzuweisen versucht. Geglückt ist das nur in vereinzelten Ausnahmefällen. Man hat z. B. Li in flüssigem Hg gelöst und im elektrischen Felde eine noch meßbare Wanderung von Li-Ionen nachweisen können. — Die Schwierigkeit derartiger Versuche liegt darin, daß man in Metallen keine hohen elektrischen Feldstärken herstellen kann; man vergleiche die numerische Rechnung am Schluß dieses Paragraphen. Die verfügbaren Feldstärken, meist nur einige Tausendstel Volt/cm, reichen nicht aus, um Ionen in meßbarem Betrage durch flüssige oder gar feste Metalle hindurchzuziehen.

Für die metallische Leitung gilt das Ohmsche Gesetz in aller Strenge. Strom und Spannung sind einander stets proportional, solange man alle Nebenbedingungen, vor allem die Temperatur, konstant hält.

Zur Vorführung des Ohmschen Gesetzes genügt die in Abb. 293 skizzierte Anordnung. W ist ein technischer „Widerstand“[1]), ein meist aufgespulter Draht aus Konstantan oder dgl. (vgl. Abb. 30). Man benutzt Stromquellen E verschiedener Spannungen, mißt zusammengehörige Werte von P und i und findet den Quotienten P/i, unabhängig von i und P, konstant. P/i wird wie stets als Widerstand w definiert. Sein Zahlenwert, gemessen in Volt/Ampere oder gekürzt in „Ohm“, ist der Länge d des Drahtes direkt, seinem Querschnitt F umgekehrt proportional. Wieder gilt die Gleichung (49)

$$w = \frac{d}{F} \cdot \sigma$$

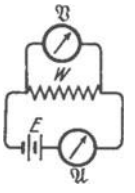


Abb. 293. Nachweis des Ohmschen Gesetzes für einen metallischen Leiter W. Der Widerstand des Voltmeters $\mathfrak{V}$ muß groß gegen W sein, damit der das Voltmeter durchfließende Strom vernachlässigt werden kann.

in der σ als spezifischer Widerstand definiert wird.

Die Meßtechnik verfügt über eine Unzahl von Methoden, den Quotienten P/i, also den Widerstand w eines Leiters, zu messen. Alle beruhen in letzter Linie auf der strengen Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes. Einzelheiten haben, wie bei allen Messungen, nur für den Fachmann Bedeutung.

Die Tabelle 7 gibt einige Werte des spezifischen Widerstandes für verschiedene Metalle und Legierungen bei Zimmertemperatur. Die σ-Werte sind durchweg erheblich kleiner als für die bestleitenden der in Tabelle 5 genannten Elektrolyte. Einige Legierungen zeichnen sich durch besonders hohe spezifische Widerstände aus. Aus ihnen wickelt man die Drahtspulen der technischen Widerstände, z. B. in Abb. 30.

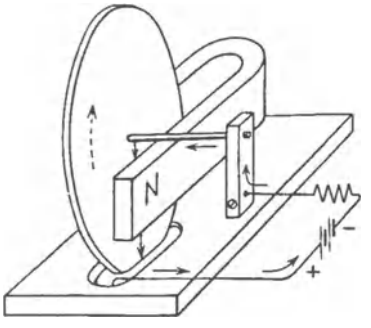


Abb. 294. Reibung der Elektronen in einem metallischen Leiter.

Nach unseren früheren Darlegungen über die allgemeinen Grundlagen des Leitungsstromes bedeutet Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes eine „Reibung“ zwischen Elektrizitätsträger und Leitermaterial. Diese Reibung zwischen Elektrizitätsatomen und Atomen des Leiters läßt sich bei Metallen ebenso einfach wie bei Elektrolyten nachweisen. Die Abb. 294 zeigt eine geeignete Anordnung. Eine drehbare Kupferscheibe wird radial vom Strom durchflossen. Als eine Elektrode dient die Achse, als andere ein mit Hg gefüllter Napf. Die Kupferscheibe wird senkrecht von den magnetischen Feld-

[1]) Vgl. Anmerkung Seite 10.

Tabelle 7.

Material bei 18°	Spezifischer Widerstand σ in Ohm · cm	Spezifische Leitfähigkeit $\varkappa = \frac{1}{\sigma}$ in Ohm^{-1} cm^{-1}
Reine Metalle		
Silber	$0{,}016 \cdot 10^{-4}$	$62 \cdot 10^{4}$
Kupfer	$0{,}017_5 \cdot 10^{-4}$	$57 \cdot 10^{4}$
Natrium	$0{,}045 \cdot 10^{-4}$	$22 \cdot 10^{4}$
Wolfram	ca. $0{,}05 \cdot 10^{-4}$	$20 \cdot 10^{4}$
Platin	$0{,}108 \cdot 10^{-4}$	$9{,}3 \cdot 10^{4}$
Blei	$0{,}208 \cdot 10^{-4}$	$4{,}8 \cdot 10^{4}$
Graphit-Einkristall[1])	ca. $0{,}4 \cdot 10^{-4}$	$2{,}5 \cdot 10^{4}$
Quecksilber	$0{,}96 \cdot 10^{-4}$	$1{,}0_4 \cdot 10^{4}$
Legierungen		
Messing (66% Kupfer + 34% Zink)	$0{,}063 \cdot 10^{-4}$	$15{,}8 \cdot 10^{4}$
Manganin (84% Kupfer + 4% Nickel + 12% Mangan)	$0{,}42 \cdot 10^{-4}$	$2{,}4 \cdot 10^{4}$
Konstantan (60% Kupfer + 40% Nickel)	$0{,}49 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{4}$
Gepreßte und gesinterte Pulver		
„Metallisierte" Kohlefäden der Glühlampen	$3 \cdot 10^{-4}$	$0{,}33 \cdot 10^{4}$
Gewöhnliche Kohlefäden der Glühlampen und Kohlen der Bogenlampen	$40 \cdot 10^{-4}$	$0{,}02_5 \cdot 10^{4}$
	Beim Fortlassen des Faktors 10^{-4} geben die Zahlen in Ohm den Widerstand eines Drahtes von 1 m Länge und 1 mm² Querschnitt.	Beim Fortlassen des Faktors 10^{4} geben die Zahlen in Metern die Länge eines Drahtes, der bei 1 mm² Querschnitt 1 Ohm Widerstand hat.

linien eines Hufeisenmagneten durchsetzt. Bei Stromdurchgang gerät die Scheibe in Drehung.

Die wandernden Elektronen werden im selben Sinne wie Kathodenstrahlen seitlich abgelenkt, sie nehmen die Kupferscheibe durch Reibung mit.

Die Pointe dieses Versuches wird häufig zerstört. Man sieht an Stelle der Scheibe ein Speichenrad. Dann zeigt man nur die Ablenkung eines stromdurchflossenen Leiters senkrecht zur eigenen Richtung und senkrecht zur Richtung der magnetischen Feldlinien. Man hat nur eine Variante des in Abb. 7 dargestellten Versuches.

Die durch Reibung vernichtete Energie der Elektronen erscheint auch bei den Metallen als Stromwärme. Die für Elektrolyte angestellten Betrachtungen (§ 78) gelten genau so für Metalle. Nur ist v, die Beweglichkeit der positiven Elektrizitätsatome, gleich Null zu setzen.

Über die Beweglichkeit und die Geschwindigkeit der negativen Elektrizitätsatome oder Elektronen in den Metallen findet man oft recht irrige Vorstellungen. Man verbindet gewohnheitsgemäß mit elektrischen Vorgängen den Begriff des praktisch Momentanen oder Zeitlosen. Das ist aber nur sehr bedingt richtig.

[1]) Sehr bemerkenswert ist, daß reine einheitliche Graphitkristalle ebenso wie reine Metalle bei steigender Temperatur eine Zunahme des spezifischen Widerstandes zeigen. Der übliche negative Temperaturkoeffizient technischer Graphitpräparate dürfte ähnliche Ursachen haben wie der mancher Metallegierungen. Man vgl. Manganin in Abb. 297.

Zwar breitet sich der Zustand, den wir elektrisches Feld nennen, mit sehr hoher Geschwindigkeit aus. Sie kann im Grenzfall gleich der Lichtgeschwindigkeit werden (Kapitel XI). Aber in diesem Felde erfolgt die Wanderung der Elektronen mit einer Geschwindigkeit, deren Kleinheit verblüfft.

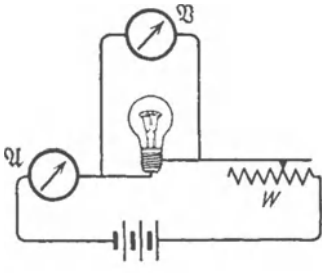
Wie für jeden Leitungsstrom, der dem OHMschen Gesetze folgt, gilt auch hier die Gleichung (49a)

$$\frac{1}{\sigma} = \mathfrak{N}\,(n\,e)\,v_-$$

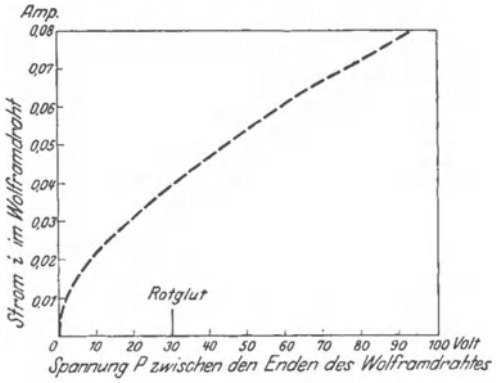
v_- bedeutet die Beweglichkeit der Elektronen, also ihre Geschwindigkeit im Felde 1 Volt/cm. $\mathfrak{N}$, die Zahl der Elektronen im Kubikzentimeter Metall, ist nicht bekannt. Doch darf man sie in erster Annäherung gleich der Zahl der Metallatome im Kubikzentimeter setzen. 1 ccm Kupfer (= 8,7 g = 0,147 Mol) enthält rund $\mathfrak{N} = 8 \cdot 10^{22}$ Atome. $n\,e$, hier die Ladung eines Elektrons, ist gleich $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden. σ_{Cu} ist $= 1{,}7 \cdot 10^{-6}$ Ohm (Tabelle 7). Daraus ergibt sich $v_- = 46 \frac{\text{cm}}{\text{sek}} \Big| \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$. Nun ist es nicht im entferntesten möglich, im Kupfer eine Feldstärke $\mathfrak{E}$ von 1 Volt/cm aufrecht zu erhalten. Eine Spannung $P = 1$ Volt zwischen den Endflächen eines Kubikzentimeterwürfels aus Kupfer würde eine Stromdichte von $6 \cdot 10^5$ Ampere/cm² ergeben. Tatsächlich geht man der Stromwärme halber in der Praxis kaum über Stromdichten von 600 Ampere/cm² hinaus. Dem entspricht eine Feldstärke $\mathfrak{E} = 10^{-3}$ Volt/cm. In diesem Falle kriechen die Elektronen nur noch mit einer Geschwindigkeit u von rund $^1/_2$ mm/sek durch die kupfernen Leitungsdrähte hindurch.

Der Mechanismus der Elektronenbewegung in den metallischen Leitungsdrähten ist im einzelnen noch recht ungeklärt. Für viele Zwecke kann man das Metall als ein poröses Gitterwerk betrachten, durch dessen Maschen das Elektronengas vom Felde getrieben hindurchströmt. Aber es ist sicher nur ein ganz rohes Modell.

§ 84. Temperaturabhängigkeit der metallischen Leitung. Die Supraleitung. Der spezifische Widerstand der Metalle ist von der Temperatur abhängig. Im Gegensatz zu den Elektrolyten ist der Temperaturkoeffizient positiv, der Widerstand der Metalle steigt mit der Temperatur. Zur Vorführung benutzt man bequem eine handelsübliche 25kerzige Metallfadenlampe (Abb. 295a). Sie enthält einen in bekannter Weise aufgespulten Wolframdraht. Er wird durch die Stromwärme (Gleichung 50) geheizt. Das Voltmeter $\mathfrak{V}$ mißt die Spannung P zwischen den Enden des Wolframdrahtes, das Amperemeter $\mathfrak{A}$ den Strom, der durch den Draht hindurchfließt. Als Stromquelle dient



a



b

Abb. 295a, b. Zunahme des Widerstandes eines metallischen Leiters (Wolframspiraldraht einer Glühlampe) mit der Temperatur. In der Schaltskizze muß der Widerstand des Voltmeters $\mathfrak{V}$ groß gegen den der Glühlampe sein, damit nur ein verschwindend kleiner Teil des von $\mathfrak{A}$ angezeigten Stromes auf das Voltmeter entfällt.

die städtische Zentrale. Ein technischer Widerstand W mit Gleitkontakt läßt die Stromstärke in weiten Grenzen variieren. Man beobachtet zusammengehörige Werte von P und i. Ein Beispiel ist in der Abb. 295 b dargestellt. Bei Stromstärken oberhalb von etwa 0,03 Ampere glüht der Draht bereits sichtbar, bei 0,13 Ampere wird Weißglut erreicht. Von einer Konstanz des Quotienten P/i ist keine Rede, er steigt offensichtlich mit wachsender Temperatur.

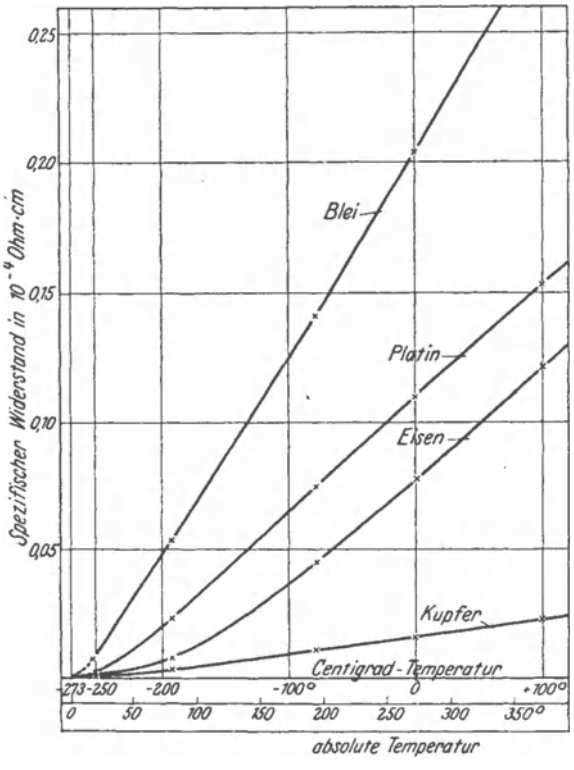


Abb. 296. Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes reiner Metalle.

Bei quantitativen Bestimmungen mißt man die Temperatur des Drahtes, statt sie nur aus der Glühfarbe zu schätzen. Außerdem berücksichtigt man die durch die Erwärmung verursachte Zunahme der Drahtlänge d und des Querschnitts F. So gelangt man zu Ergebnissen, wie sie in der Abb. 296 dargestellt sind. Als Ordinate ist der spezifische Widerstand eingetragen. Als Beispiele sind gewählt Kupfer, unser wichtigstes technisches Leitungsmaterial, ferner Blei, Platin und Eisen. Ähnliche Kurven gelten für alle übrigen reinen Metalle, und zwar für die schwer schmelzenden, wie Wolfram (Wo) bis zu den hohen Temperaturen herauf.

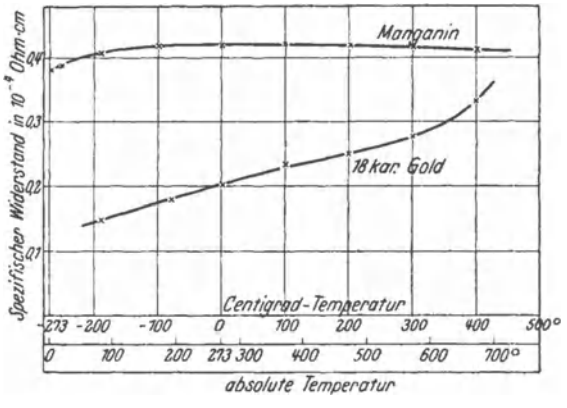


Abb. 297. Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes von Legierungen.

Ein ganz anderes Bild bieten die Legierungen. Ihr spezifischer Widerstand ist viel weniger von der Temperatur abhängig. Die Abb. 297 zeigt das für 18karätiges Gold. Durch systematisches Probieren hat man sogar Legierungen herausgefunden, deren spezifischer Widerstand in weitem Bereich als konstant gelten kann. Eine solche Legierung ist Manganin, eine Mischung von Kupfer, Nickel und Mangan.

Legierungen wie Manganin sind für die Meßtechnik von unschätzbarem Wert. Aus ihnen werden die Drahtspulen der technischen „Präzisionswider-

stände" und der „Widerstandsnormalen" hergestellt. Für die einfacheren „Widerstände mit Gleitkontakt", z. B. in Abb. 30, begnügt man sich mit billigeren Legierungen.

Auf der anderen Seite hat auch die hohe Temperaturabhängigkeit der reinen Metalle 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. Taucht man die Spule in flüssige Luft, so verdreifacht sich der Strom usw. Man kann die Skala des Amperemeters direkt in Zentigrade umeichen. So weit die technischen Anwendungen.

Wir wenden uns jetzt wieder der Abb. 296 zu. Der Widerstand reiner Metalle sinkt dauernd mit fallender Temperatur. Die Messungen sind für Kupfer und Blei bis zu 253 Zentigrad, der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs, durchgeführt. Für das noch fehlende Temperaturintervall zwischen 7,3° abs. und dem absoluten Nullpunkt von −273° wird jedermann den punktiert angedeuteten Verlauf der Kurven erwarten: ein allmähliches, asymptotisches Nullwerden des spezifischen Widerstandes bei völliger Stillegung aller Wärmebewegung der Metallatome. Das Experiment aber, die stets letzte Instanz, hat anders entschieden. Bei tiefsten Temperaturen tritt etwas ganz Neues, Unerwartetes ein: die Erscheinung, die ihr Entdecker, KAMERLINGH-ONNES, die Supraleitung nennt.

Die Abb. 298 umfaßt die linke untere Ecke der Abb. 296 in vergrößertem Maßstabe. Sie ergänzt für Blei die Messungen des spezifischen Widerstandes

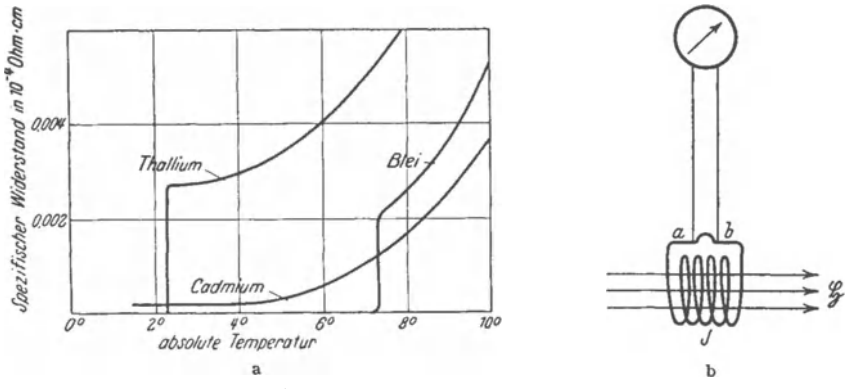


Abb. 298 a, b. Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes in der Nähe des absoluten Nullpunkts. Supraleitung von Blei und Thallium.

für die letzten 10° oberhalb des absoluten Nullpunktes. Diese Temperaturen werden durch flüssiges Helium zugänglich. Bis herab zu 7,3 abs. sinkt der spezifische Widerstand des Bleies so weiter, wie die punktierte Verlängerung der Pb-Kurve in Abb. 296 erwarten ließ. Dann aber springt der spezifische Widerstand plötzlich innerhalb eines hundertstel Grad auf unmeßbar kleine Werte herunter. Er beträgt nicht mehr den 10^{10} Teil seines Wertes bei Zimmertemperatur. In entsprechender Weise hat sich die Supraleitung für einige andere Metalle nachweisen lassen. Die Abb. 298 gibt noch Messungen an Thallium (Tl) als zweites Beispiel. Seine „Sprungtemperatur" liegt nur noch 2,3° oberhalb des absoluten Nullpunktes. Ob die Supraleitung bei genügender Reinheit und hinreichend tiefer Temperatur schließlich in allen Metallen auftritt, steht noch

dahin. Die Mehrzahl der Metalle zeigt bei tiefsten Temperaturen noch einen konstanten, endlichen Grenzwert. Kurve Cd in Abb. 298 gibt Messungen an Kadmium als Beispiel. Wie dem auch sei, unter allen Umständen ist die Supraleitung einer Erscheinung von fundamentaler Bedeutung.

Die Supraleitung hat endlich einen Versuch verwirklichen lassen, der schon früher für uns als Gedankenexperiment eine wichtige Rolle gespielt hat: Man kann einen einmal eingeleiteten Strom in einer supraleitenden Spule auch ohne Stromquelle praktisch unbegrenzt weiterlaufen lassen (S. 105, 107).

J sei eine Spule aus Bleidraht, $\mathfrak{H}$ ein Magnetfeld beliebiger Herkunft. Der Draht wird mit flüssigem He auf etwa $-270°$ abgekühlt. Dann läßt man das Magnetfeld verschwinden. Während des Verschwindens erzeugt es ein elektrisches Feld mit ringförmig geschlossenen Feldlinien. Dies Feld beschleunigt die Elektronen im Bleidraht, in der Bleispule fließt ein Strom (Induktionsstrom). Sobald das Magnetfeld verschwunden ist, hat auch das elektrische Feld aufgehört. Die Elektronen werden 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. 298b skizzierten Anordnung. Zwei benachbarte Punkte a und b der Bleispule werden mit einem Galvanometer verbunden. Ist der Strom lang genug geflossen, so wird der supraleitende Draht zwischen a und b durchgeschnitten. Der Strom läuft nunmehr durch das Galvanometer. Die Spule des Galvanometers ist nicht supraleitend. Die Elektronen werden rasch gebremst, das Galvanometer macht nur einen Stoßausschlag. 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.

Zur Deutung der magnetischen Eigenschaften der Körper brauchten wir die Annahme von Strömen, die verlustlos im Innern der Moleküle kreisen. Man spricht von Molekularströmen. Wir erinnern an die Deutung der permanenten Magnete und der für verschiedene Körper charakteristischen Permeabilitäten (§ 58). Die Supraleitung hat diesen Annahmen eine gewichtige experimentelle Stütze geliefert: Sie läßt die verlustlos kreisenden Molekularströme, sei es in Spulen, sei es als Wirbelströme, in grobem, sinnfälligem Maßstabe nachahmen. Bedauerlich bleibt nur, daß unsere heutige Technik die Ströme supraleitender Metalle noch nicht in einfachem Vorführungsversuch zu zeigen gestattet. Das ist einstweilen einer der wenigen Versuche, die an der Geldfrage scheitern.

§ 85. Zusammenhang von elektrischer Leitfähigkeit und Wärmeleitfähigkeit bei Metallen. 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, wenn auch das andere in der Flamme auf helle Glut erhitzt wird. Ähnliches gilt auch für Metalle. Silber hat nach Tabelle 7 ein großes, Neusilber ein kleines elektrisches Leitvermögen. Man kann sich am Griff einer silbernen Teekanne leichter die Finger verbrennen als am Griff einer Kanne aus Neusilber.

Der Zusammenhang von elektrischer und Wärmeleitfähigkeit ist experimentell sehr eingehend erforscht worden. Als Wärmeleitfähigkeit λ definiert man die Länge eines Stabes von 1 cm² Querschnitt, der bei 1° Temperaturdifferenz zwischen seinen Endflächen pro Sekunde eine Wattsekunde Wärmeenergie hindurchfließen läßt.

Die Abb. 299 gibt das Verhältnis $\lambda/\varkappa$, also Wärmeleitfähigkeit durch elektrische Leitfähigkeit, für verschiedene Metalle und Temperaturen. Diese Messungen zeigen zweierlei:

1. Der Quotient $\lambda/\varkappa$ hat für höhere Temperaturen für alle Metalle sehr ähnliche Werte. Die Kurven für die verschiedenen Metalle weichen nicht sehr voneinander ab. λ und $\varkappa$ sind einander in guter Annäherung proportional (WIEDEMANN-FRANZsche Regel).

2. Der Quotient $\lambda/\varkappa$ ist dabei in erster, roher Annäherung der absoluten, von $-273°$ als Nullpunkt an gezählten Temperatur proportional.

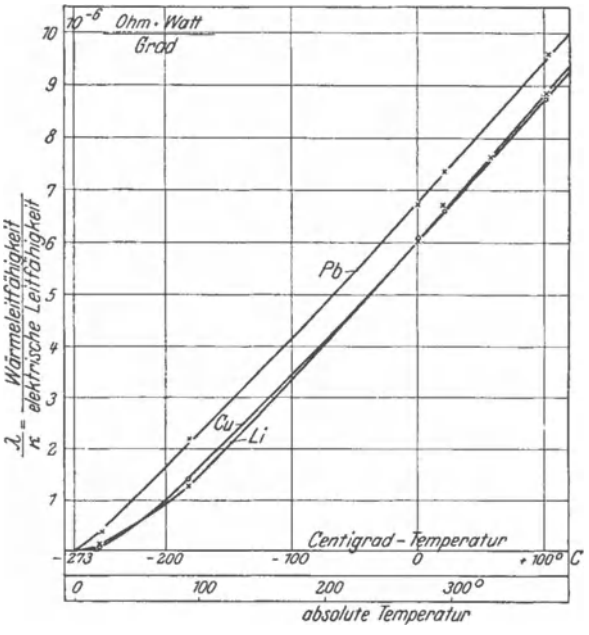


Abb. 299. Das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeit zur elektrischen Leitfähigkeit bei verschiedenen Temperaturen.

Die Deutung dieses Tatbestandes ist trotz eingehendster Bemühungen bis heute völlig mißglückt. Man weiß über die metallische Leitung noch gar zu wenig. Die Elektronen bewegen sich im elektrischen Feld durch das Metall hindurch, das steht fest. Das „Wie?" liegt noch gänzlich im Dunkeln, ein bei der überragenden technischen Bedeutung der metallischen Leitung seltsamer Zustand.

§ 86. Selbständige Elektrizitätsleitung nichtmetallischer fester Körper. Die Angaben über die Leitung der Metalle galten in gleicher Weise für feste, aus Kristallen bestehende Metalle wie für flüssige Metalle. Der Wechsel des Aggregatzustandes verursacht zwar einen Sprung der Leitfähigkeit. Nach einer Faustregel halbiert sich der spezifische Widerstand beim Erstarren des Metalles. Aber es wandern in beiden Fällen nur Elektronen. Daß die winzigen Elektronen durch das feste Gerüst eines Kristallgitters hindurchgelangen können, ist nicht befremdlich. Insofern bietet die Leitung des festen Metalles dem Verständnis keine größere Schwierigkeit als die des flüssigen.

Das gleiche gilt auch von den festen Körpern, die den Übergang zwischen metallischen und nichtmetallischen Körpern bilden. Zu ihnen gehören viele, meist nicht durchsichtige Metallsulfide und Oxyde. Diese Körper leiten alle metallisch, es wandern in ihnen nur Elektronen. Man findet an den Elektroden nie entladene materielle Träger.

Groß aber wird die Schwierigkeit beim Übergang zu typisch nichtmetallischen Körpern, die im flüssigen Zustande, in der Schmelze, elektrolytisch leiten. Man findet bei vielen von ihnen auch im festen Zustande eine erhebliche, einwandfreie Ionenleitung. Wir bringen etliche gesicherte Beispiele:

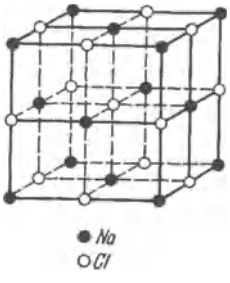


Abb. 300. Anordnung der Natrium- und Chlorionen im Steinsalzgitter.

1. Steinsalz (NaCl). Steinsalzkristalle bilden das Schulbeispiel eines aus Ionen als Bausteinen aufgebauten Gitters. Die Anordnung seiner positiven Na und negativen Cl-Ionen wird durch die Abb. 300 veranschaulicht. Steinsalz schmilzt bei $+780$ Zentigrad. Schon erheblich unter seinem Schmelzpunkt, zwischen 600 und 700°, läßt sich seine

Ionenleitung einem großen Kreis durch Projektion vorführen. Man bringt einen etwa 1 cm^3 großen Kristall zwischen zwei federnden Metallelektroden in einen elektrischen Ofen. Die Elektroden verbindet man durch ein Amperemeter mit der städtischen Zentrale. Das Natrium scheidet sich an der Kathode in schnell wachsenden, violetten Fäden ab. Die Erscheinung ähnelt dem früher in Abb. 14 gezeigten „Bleibaum" in wäßriger elektrolytischer Lösung. Bei Umkehr der Stromrichtung werden die Na-Fäden wieder abgebaut, um von der neuen Kathode aus wieder vorzuwachsen.

Dieser Versuch zeigt gleich eindringlich die experimentelle Schwierigkeit, die die Erforschung der Ionenleitung im festen Körper lange gehemmt hat: die Metallfäden überbrücken in kurzer Zeit die ganze Kristalldicke. Der Strom fließt fortan durch die metallische Brücke, und mit der Ionenleitung durch den Kristall ist es vorbei.

Die Vermeidung dieser Schwierigkeit gelingt erst in Einzelfällen, nämlich dann, wenn man zwischen Kathode und Kristall eine Schicht von regulär kristallisierendem Jodsilber (AgJ) einschalten kann. Dann werden die im Felde heranwandernden Metallionen an der Grenze des Silberjodids nicht entladen. Sie werden vielmehr unter Jodidbildung als Ionen festgelegt. Statt ihrer laufen Silberionen durch das letzte, aus Silberjodid bestehende Stück der Strombahn zur Kathode. Dort scheidet sich das Silber als kompakte Schicht aus: reguläres Silberjodid ist bis heute die einzige Substanz, die nicht die störende Fadenbildung zeigt. Erst durch diesen Kunstgriff sind die unter 2. und 3. folgenden Untersuchungen möglich geworden.

2. Chlor-, Brom- und Jodsilber. Alle drei Kristalle zeigen ausschließlich Ionenleitung. Denn es gilt für sie streng das FARADAYsche Äquivalentgesetz.

Die Prüfung wird dadurch erleichtert, daß die Ionen durch zwei aneinandergepreßte Kristallflächen hindurchtreten, ohne sie zu verkitten. Man bringt mehrere Kristallstücke zu einer Säule zusammengepreßt zwischen die Elektroden. Nach dem Durchgang der gemessenen Elektrizitätsmenge werden die Gewichtsänderungen der beiden den Elektroden benachbarten Kristallstücke bestimmt.

Man findet lediglich an der Kathode entladene Ionen, also abgeschiedenes Metall. An der Anode zeigt sich keine Spur des Halogens. Es wandern nur die Metallatome. Die Halogenatome des Gitters bleiben stehen.

3. Bleichlorid ($PbCl_2$). Das FARADAYsche Äquivalentgesetz gilt streng. Es liegt reine Ionenleitung vor. Aber es wandern nur die Chlorionen, die Metallatome des Gitters bleiben stehen.

4. Wanderung gitterfremder Ionen. In Salpeterkristallen ($NaNO_3$) wandert normalerweise das positiv geladene Na-Ion. Statt seiner kann man Li-Ionen vom elektrischen Felde durch den Kristall hindurchziehen lassen. Man hat als Anode lithiumhaltiges Quecksilber zu nehmen. Li-Ionen aus wäßrigen Lösungen treten nicht ein. Sie sind wahrscheinlich zu sehr durch Anlagerung neutraler Wassermoleküle beschwert (vgl. S. 178). Die Wanderung der Li-Ionen zerstört das Gitter nicht. Wohl aber tun das andere Ionen, z. B. die des Kupfers. Man kann das Vorrücken der Cu-Ionen an einer Grünfärbung des zuvor farblosklaren Kristalles verfolgen.

So weit der Tatbestand. Es steht fest, daß im elektrischen Felde Ionen durch den Kristall hindurchgehen. Die Deutung ist heiß umstritten. Es stehen sich zwei Ansichten schroff gegenüber. Nach der ersten findet auch im Kristallgitter ein wirklicher Platzwechsel der Ionen statt. Die Wärmebewegung soll bald hier, bald dort den Verband benachbarter Ionen so weit lockern, daß das elektrische Feld ein Ion auf den Platz seines Nachbarn herüber-

ziehen kann. Das Ion wandert wirklich durch das Gitter, immer an den jeweilig schwachen oder „aufgelockerten" Stellen hindurchschlüpfend. Oder in anderer Ausdrucksweise: Die auch in Kristallen vorhandene thermische Diffusion der Gitterbausteine (Ionen) soll durch das Feld eine Vorzugsrichtung erhalten. Die zweite Auffassung erklärt einen Platzwechsel der Ionen im Gitterverbande für absurd. Sicherlich gleicht kein wirkliches Kristallgitter dem vom Theoretiker entworfenen Idealbild. Jeder wirkliche Kristall enthält eine Unzahl submikroskopischer Fehler, Kanäle, Sprünge oder Poren. Diese, nicht etwa die intakten Gittergebiete sind es, die nach der zweiten Auffassung die Bahn für die Ionen liefern. Beide Auffassungen können sich auf die starke Abnahme des Widerstandes mit steigender Temperatur berufen. Eine Entscheidung steht noch aus.

Der Temperaturkoeffizient des spezifischen Widerstandes ist bei jeder elektrolytischen Leitung nichtmetallischer Kristalle negativ. Der Widerstand steigt stark mit sinkender Temperatur. Viele der Kristalle mit typischem Ionengitter sind bei Zimmertemperatur sehr gute Isolatoren, z. B. Steinsalz (NaCl) und fast alle anderen klar durchsichtigen Salzkristalle.

Der Zahlenwert des spezifischen Widerstandes ist bei Zimmertemperatur seltsamerweise erst für einen einzigen Kristall einwandfrei ermittelt. Er beträgt für kristallwasserhaltiges Ammoniumalaun $(AlNH_4(SO_4)_2 + 12\,H_2O)$ $5 \cdot 10^{14}$ Ohm·cm.

Substanzen, die schon in der Schmelze wenig oder praktisch gar nicht in Ionen dissoziiert sind, sind erst recht als feste Körper schlechte Leiter. Es sind dieselben Substanzen, deren Gitterbausteine aus Molekülen, nicht aus Ionen bestehen. Als Beispiel solcher hochisolierender Molekülgitter nennen wir Eis und Schwefel.

Bei der Untersuchung der Leitungsströme in festen Körpern stört häufig eine experimentelle Schwierigkeit. Die im Felde wandernden Elektrizitätsatome treten schwer oder gar nicht in die Elektroden aus. Oft bleiben sie auch an inneren Spaltflächen der Kristalle usw. hängen. Die Anhäufung dieser Ladungen erzeugt ein elektrisches Feld, das dem ursprünglichen, zwischen den Elektroden vorhandenen entgegengesetzt gerichtet ist und dieses schwächt. — Man bezeichnet diese Störung mit dem sehr vieldeutigen Wort Polarisation.

§ 87. Unselbständige Elektrizitätsleitung isolierender Kristalle. In den festen Körpern, die bei Zimmertemperatur gute Isolatoren sind, kann man leicht auch eine unselbständige Elektrizitätsleitung nachweisen. Zur Trägerbildung benutzt man Röntgenlicht oder Strahlen radioaktiver Substanzen. Schwefel, Eis, Kalkspat und viele andere sind geeignete Versuchsobjekte. Sättigungsströme sind leicht zu erhalten. Ob Ionen wandern oder Elektronen, ist unbekannt.

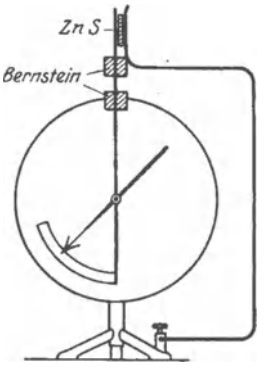


Abb. 301. Lichtelektrische Leitung hochisolierender Kristalle.

Andere Substanzen, z. B. Diamant oder Zinksulfid (*ZnS*), werden bereits durch sichtbares Licht zu unselbständigen Leitern. Die Abb. 301 zeigt eine geeignete Versuchsanordnung. Diamant reagiert schon auf das Licht eines Streichholzes. Quantitative Untersuchungen haben erwiesen, daß Elektronen wandern.

Gleiches gilt von allen Kristallen mit einem hohen optischen Brechungsindex (etwa $n > 2$). Haben die Kristalle an sich schon ein merkliches Leitvermögen, so ruft der unselbständige Elektronenstrom leicht eine sekundäre Erscheinung hervor, eine Änderung des spezifischen Widerstandes. Ein bekanntes Beispiel dieser Art bieten die technischen Selenzellen. Das sind meist lange, aufgespulte, drahtförmige Elektroden mit dazwischen eingeschmolzenem Selen in seiner grauen Modifikation. Zum Nachweis dieser Widerstandsänderung des Selens bei Belichtung kann die An-

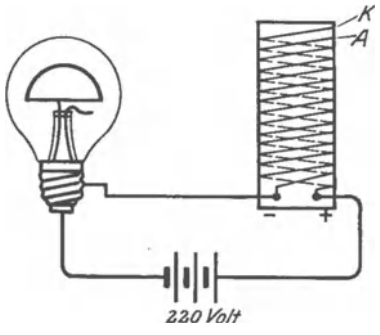


Abb. 302. Änderung des spezifischen Widerstandes technischer Selenpräparate durch Bestrahlung. Die Glimmlampe dient als Stromindikator.

ordnung der Abb. 302 dienen. Eine Selenzelle ist zwischen eine Neonglimmlampe und die städtische Zentrale geschaltet. Die Lampe leuchtet nur, solange man das Selen belichtet.

§ 88. Schlußwort. Am Anfang unserer Darstellung hatten wir uns ein rohes Bild des elektrischen Stromes in Leitern entworfen. Es hieß in § 18: „Die Elektrizitätsatome entgegengesetzten Vorzeichens ziehen einander an. Dank ihrer Beweglichkeit im Leiter können sie diesem Zuge folgen. Sie wandern durch den Leiter hindurch aufeinander zu. Sie legen sich so eng zusammen, daß ihre Feldlinien nach außen hin nicht mehr in Erscheinung treten. Die Ladungen neutralisieren sich."

Dieser Vorstellung konnte man den Substanzcharakter der Elektrizitätsatome als Einwand entgegenhalten. Der Leiter sollte an der Vereinigungsstelle der positiven und der negativen Elektrizitätsatome anschwellen. Auf diesen Einwand ist bei unserer jetzigen Kenntnis folgendes zu antworten:

Man kann die Anschwellung in der Tat beobachten. Man denke sich z. B. in einem Leiterkreise festes Chlorsilber und festes Bleichlorid aneinanderstoßend und die Stücke festgehalten. Im Chlorsilber wandern ausschließlich die positiven Silberionen, im Bleichlorid ausschließlich die negativen Chlorionen (§ 86). An der Grenze treffen sie sich. Ihre Ladungen neutralisieren sich, es wird neues Chlorsilber gebildet, und der Leiter schwillt an.

In den gewöhnlich benutzten Leitern hingegen, den Metallen, liegen die Dinge rein quantitativ ganz anders. Es wandern nur die Elektronen, die positiven Metallionen bleiben stehen. Die Elektronen haben eine ganz winzige Masse (§ 70). Ihre Zu- oder Abwanderung ruft keine erkennbare Volumenänderung des Leiters hervor.

Die nähere Untersuchung des Leitungsvorganges hat also unser ursprüngliches primitives Bild des Leitungsstromes vollständig bestätigt und lediglich in quantitativer Hinsicht ergänzt.

IX. Elektrische Felder in der Grenzschicht zweier Substanzen.

Vorbemerkung. Die Ausbildung elektrischer Felder in der Grenzsschicht zweier Substanzen ist uns zuerst in § 27 begegnet. Es handelte sich damals um den Vorgang, den man mehr kurz als treffend „Reibungselektrizität" nennt. Die Kenntnis des Leitungsmechanismus erlaubt eine Behandlung der Frage in größerem Zusammenhang. Dabei kommt auch endlich die dritte Gruppe der allgemein benutzten Stromquellen, die der chemischen Stromquellen oder Elemente, zur Sprache. Es handelt sich durchweg um experimentell sehr lange bekannte Erscheinungen. Ihre Deutung läßt sich allerdings erst in großen Zügen geben. Ein tieferes Verständnis können wir erst nach weiterer Erforschung der elektrischen Molekül- und Atomfelder erhoffen. Die Darstellung der Erscheinungen wird im Laufe der Jahre noch mancherlei Wandlungen erfahren.

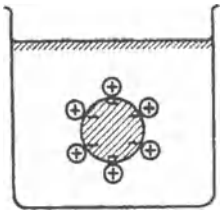


Abb. 303. Elektrisches Feld in der Grenze zwischen einer Flüssigkeit und einer in ihr befindlichen Kugel. Grobschematisch.

§ 89. Elektrophorese und Strömungsströme. Bei inniger Berührung beliebiger Körper entsteht in der Grenzschicht ein elektrisches Feld (§ 27). Für das Beispiel einer Kugel in einer Flüssigkeit ergibt sich das in Abb. 303 grob schematisch dargestellte Bild.

Der Nachweis dieses grundlegenden Tatbestandes geschah in § 27 in einfacher Weise: Man nahm eine Kugel, die von der Flüssigkeit nicht benetzt wurde. Dann ließen sich Kugel und Flüssigkeit hinterher sauber trennen und die Ladungen beider nachweisen.

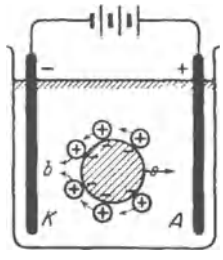


Abb. 304. Schema der Elektrophorese.

Die unter dem Namen Elektrophorese und Strömungsströme bekannten Erscheinungen sind im wesentlichen nur experimentelle Varianten dieses in Abb. 94 dargestellten Versuches. Sie erlauben das elektrische Feld in der Grenzschicht auch in solchen Fällen nachzuweisen, in denen eine Benetzung eine nachträgliche Trennung der Grenzflächen verhindert.

1. Die Elektrophorese. Man denke sich die Flüssigkeit in Abb. 303 von einem elektrischen Felde durchsetzt. Das werde in Abb. 304 durch die beiden Kondensatorplatten oder Elektroden *KA* angedeutet.

Das elektrische Feld zieht die negativ aufgeladene Kugel zur Anode. Die positiven Flüssigkeitsmoleküle streichen über die Kugel hinweg[1]). Sie verlassen die Kugel am hinteren Pole bei *b* und wandern zur Kathode. Die vorn bei *c* getroffenen Flüssigkeitsmoleküle liefern den Ersatz. Diese ganze Erscheinung heißt „Elektrophorese".

Trotz dieser ständig neu nachrückenden Flüssigkeitsmoleküle überschreitet die Ladung der Kugel, wenigstens im zeitlichen Mittel, nicht einen stationären Grenzwert. Die Kugel

[1]) Vgl. Abschnitt 3 dieses Paragraphen.

verhält sich ebenso wie ein Metallstück, das man an einem isolierenden Handgriff über eine unbegrenzt ausgedehnte Unterlage hinwegzieht.

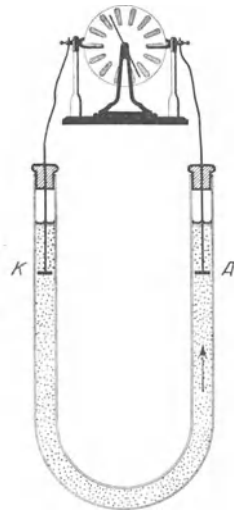


Abb. 305. Elektrophorese.

Zum Nachweis der Elektrophorese nimmt man statt der einen Kugel des Schemas eine große Anzahl kleiner Körper, die als „Schwebekörper" gar nicht oder nur sehr langsam in der Flüssigkeit zu Boden sinken. Ein typisches Beispiel ist in der Abb. 305 dargestellt.

In ein U-förmiges, mit destilliertem Wasser gefülltes Glasrohr tauchen zwei Metallelektroden *K* und *A*. Im Wasser befindet sich etwas Bärlappsamen (Lykopodium). Stellt man mit der Influenzmaschine ein elektrisches Feld her, so wandern die Körner auf die Anode zu. Ihre Bewegung ist in Mikroprojektion leicht zu verfolgen.

Die Elektrophorese ist also nichts weiter als eine unselbständige Elektrizitätsleitung in einer Flüssigkeit, bei der die Elektrizitätsträger des einen Vorzeichens sichtbare Größe besitzen. Sie entspricht insofern durchaus der unselbständigen Elektrizitätsleitung in Luft mit sichtbaren, staubförmigen Elektrizitätsträgern.

Die Elektrophorese ist weitverbreitet. Sie wird besonders häufig in Suspensionen kolloidaler Teilchen beobachtet. Sie erlaubt, die elektrischen Felder zwischen den Grenzflächen der mannigfachsten Substanzen nachzuweisen. Nur muß die eine der beiden Substanzen flüssig sein und die andere als Suspension oder Emulsion aufnehmen können.

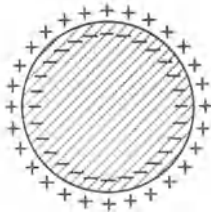


Abb. 306. Zur Elektrophorese.

Die an sich so einfache Deutung der Elektrophorese macht erfahrungsgemäß dem Anfänger oft Schwierigkeiten. Der Anfänger denkt nicht atomistisch genug. Er zeichnet das in Abb. 306 dargestellte Bild. Die Kugel mitsamt der Flüssigkeitshülle erscheint in dieser Abbildung als ein elektrisch neutrales Gebilde, das nicht auf ein elektrisches Feld reagieren kann. Kugel und Flüssigkeitshülle werden gewissermaßen als ein Kugelkondensator aufgefaßt, dessen äußere Feldgrenze aus einer allseitig geschlossenen Hohlkugel besteht. Aber die Flüssigkeitshülle ist kein leitender Hohlkörper. Sie besteht aus einzelnen Ionen, wie das recht grob in den Abb. 303 und 304 schematisiert ist. Bringt man diese Kugeln mitsamt ihren Flüssigkeitshüllen in ein elektrisches Feld, so können, naiv ausgedrückt, die Feldlinien sehr wohl die Kugel erreichen und zur Anode hinüberziehen.

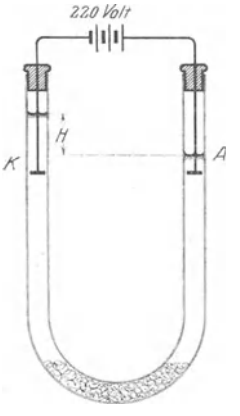


Abb. 307. Elektrophorese von Wasser durch einen porösen Stopfen.

Bei der bisher beschriebenen Form des Elektrophoreseversuches (Abb. 305) sieht man im elektrischen Felde nur die Schwebekörper wandern. Die Wanderung der zu Molekülionen aufgeladenen Flüssigkeitsmoleküle tritt nicht in Erscheinung. Durch geeignete Wahl der Versuchsbedingungen läßt sich genau das Umgekehrte erreichen. Man sieht dann lediglich eine Bewegung der Flüssigkeit im elektrischen Felde. Ein Beispiel wird das sogleich klar machen:

Man denke sich feste Schwebeteilchen durch Berührung mit ihren Nachbarn zu einem Maschenwerk oder Gerüst vereinigt. Dann entsteht ein poröser Körper, wie Bimstein, ein Haufen Sand, ein Stück Haarfilz oder dgl. In der Abb. 307 sieht man wieder ein U-

förmiges, mit destilliertem Wasser gefülltes Glasrohr. Es ist in der Mitte durch einen porösen Wattepfropfen unterteilt. Zwischen den Elektroden K und A wird mittels der städtischen Zentrale ein elektrisches Feld hergestellt. Nach einiger Zeit macht sich ein Anstieg der Flüssigkeit im linken Schenkel bemerkbar. Die Elektrophorese läßt das Wasser zur Kathode wandern. Dabei ist keineswegs alles Wasser geladen. Der größte Teil wird durch die Reibung der gebildeten Ionen mitgenommen.

Statt des Wattebausches können auch andere poröse Körper benutzt werden. Im einfachsten Falle tut es auch ein einziger, sehr enger Kanal. Man gibt dem mittleren Teil des Glasrohres die Gestalt einer feinen Kapillare. Die Elektrophorese erscheint nicht selten als unerwartete und auffallende Begleiterscheinung der elektrolytischen Leitung. Dieser Punkt war für die Ausführlichkeit unserer Darstellung mitbestimmend. Außerdem findet die Elektrophorese auch praktische Anwendung. Man kann sie technisch zum Trocknen poröser Substanzen benutzen (sog. Elektrosmoseverfahren). Wesentlich ist ein hoher spezifischer Widerstand der auszutreibenden Flüssigkeit. Andernfalls erzeugt man neben dem beabsichtigten elektrischen Feld ungewollt durch Leitungsströme große Stromwärme. Dann wird das Verfahren unwirtschaftlich. Das gilt leider von dem in Abb. 308 skizzierten Beispiel: Ein Stück nasser Torf befindet sich zwischen zwei Messingnetzelektroden. Das Wasser beginnt lebhaft abzutropfen, sobald das untere Netz zur Kathode gemacht wird.

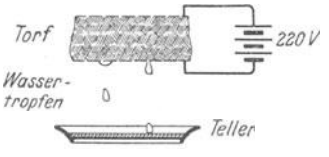


Abb. 308. Elektrosmoseverfahren.

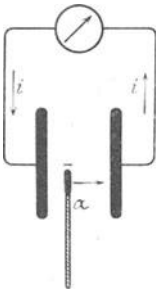


Abb. 309. Schema eines Konvektionsstromes.

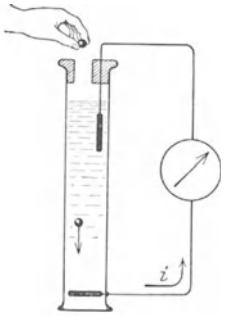


Abb. 310. Konvektionsstrom in einer Flüssigkeit, Strömungsstrom.

Man wendet die Elektrophorese auch medizinisch an. Man versucht Heilmittel, deren Moleküle nicht elektrolytisch in Ionen dissoziieren, mit Hilfe des elektrischen Feldes durch die Haut des Patienten hindurchzubringen.

2. Strömungsströme. Die Abb. 309 erläutert noch einmal kurz das Wesen des Konvektionsstromes. Zwei Kondensatorplatten sind ohne Einschaltung einer Stromquelle mit einem Strommesser verbunden. Dieser zeigt einen Ausschlag, sobald irgendein elektrisch geladener Körper, ein Elektrizitätsträger α, in der Pfeilrichtung bewegt wird.

Der Ursprung der Trägerladung ist bei diesem Konvektionsstrom vollständig gleichgültig. Daher kann der Träger seine Ladung auch durch Berührung mit einer Flüssigkeit zwischen den Kondensatorplatten erhalten. Bewegt man einen derart geladenen Träger, so nennt man den entstehenden Konvektionsstrom einen „Strömungsstrom". Die Abb. 310 zeigt eine bequeme Ausführung dieses einfachen Versuches. Zwei Platinelektroden sind in einem Glaszylinder senkrecht übereinander angeordnet. Bei dieser Anordnung genügt die Schwere, um den Elektrizitätsträgern die gewünschte Bewegung in Richtung des Pfeiles zu erteilen. Als Flüssigkeit dient destilliertes Wasser, als Träger z. B. Glasperlen. Man läßt die Perlen einzeln oder zu mehreren von oben in die Wassersäule hineinfallen. Der Konvektionsstrom ist mühelos zu beobachten.

Bei dieser Ausführung des Versuches sieht man die Bewegung der groben sichtbaren Träger, nicht die der Wassermoleküle, die über sie hinweggehen (Abb. 304). Eine einfache technische Variante läßt auch das Umgekehrte erreichen.

In Abb. 311 kann man mittels eines Gummiballes das destillierte Wasser des U-Rohres durch den porösen Stopfen hindurchpressen. Das Wasser nimmt durch innere Reibung die bei der Berührung der Porenwände gebildeten Molekülionen mit. Während das Wasser für das Auge sichtbar strömt, zeigt das Galvanometer den Konvektionsstrom als „Strömungsstrom". Daher die anfänglich seltsam anmutende Namensgebung.

Die Versuche zum Nachweis der Strömungsströme in den Abb. 310 und 311 sind im Grunde nur Umkehrungen der in den Abb. 305 und 307 gezeigten Elektrophoreseversuche.

3. Über den Sitz der elektrischen Felder bei der Berührung fester und flüssiger Substanzen. Zum Schluß unserer Ausführungen über Elektrophorese und Strömungsströme muß noch einem Mißverständnis vorgebeugt werden.

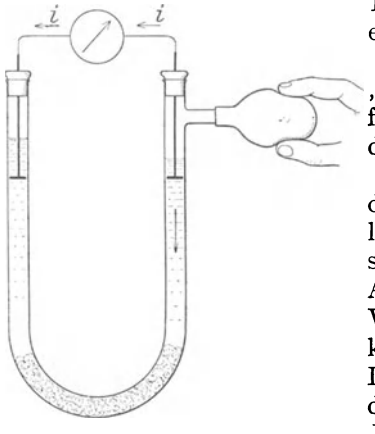


Abb. 311. Strömungsstrom beim Durchpressen einer Flüssigkeit durch einen porösen Stopfen.

Es wurde stets von einem elektrischen Felde „in der Grenzschicht" von Flüssigkeit und festem Körper gesprochen. Dieser Ausdruck darf nicht zu wörtlich genommen werden.

Zwar zeigen die grobschematischen Abbildungen 303 und 304 das elektrische Feld lediglich zwischen dem festen Körper und der äußersten, an ihn angrenzenden Flüssigkeitsschicht. Aber das ist eine zu weitgehende zeichnerische Vereinfachung. Denn es gibt zwischen Flüssigkeit und festem Körper keine „äußere" Reibung. D. h. die Flüssigkeitsmoleküle können nicht an der Oberfläche des Körpers entlang gleiten. Es gibt in diesem Falle nur eine „innere" Reibung. Die den festen Körper berührenden Flüssigkeitsmoleküle haften an diesem. Es sind tiefer innerhalb der Flüssigkeit gelegene Moleküle, die über die äußerste haftende Flüssigkeitsschicht hinwegstreichen (Abb. 288). Diese tieferen inneren Schichten können aber nur dann durch das elektrische Feld bewegt werden, wenn sich in ihm etliche der durch Berührung gebildeten Ionen befinden. Das elektrische Feld muß sich also in der Ausdehnung mindestens einiger Molekülschichten in die Flüssigkeit hinein erstrecken, eventuell durch thermische Diffusion der Ionen. Auf diesen Punkt werden wir später bei den elektrischen Feldern zwischen Flüssigkeiten und Gasen zurückkommen.

§ 90. Elektrische Felder in der Grenzschicht zweier Metalle. Elektrische Felder in der Grenzschicht zweier Metalle lassen sich nach unseren beiden bisher bekannten Verfahren nicht nachweisen.

Das nachträgliche Ausziehen der elektrischen Feldlinien versagt, weil man die beiden Metalle nicht vollständig gleichzeitig an sämtlichen Punkten ihrer Oberfläche trennen kann. Infolgedessen laufen die Elektronen über die Brücke der zuletzt verbleibenden Berührungsstelle hinüber. Die Spannung bleibt so niedrig, wie sie bei molekularer Berührung war.

Die Elektrophorese würde das eine der beiden Metalle in flüssigem Zustande verlangen. Außerdem kann man in Metallen nur sehr kleine elektrische Feldstärken (ca. 10^{-3} Volt/cm) herstellen. Die Geschwindigkeit der suspendierten Metallteilchen würde daher zu klein.

Hingegen führt ein drittes, in Abb. 312 erläutertes Verfahren um Ziele. Es ist wieder eine Nutzanwendung des in Abb. 106 behandelten Grundversuches. Ein Zink- und ein Kupferblech bilden einen Kondensator von etwa 1 cm Plattenabstand. Bei c berühren sich die Metalle, d. h. etliche ihrer oberflächlichen Unebenheiten sind bis auf molekularen Abstand, also etwa 10^{-8} cm, genähert. Dadurch entsteht zwischen beiden Metallen das elektrische Feld, das wir nachweisen wollen. Seine Spannung wird sich zu rund 1 Volt ergeben, und zwar Zink positiv, Kupfer negativ geladen.

Die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ ist also in den Berührungsstellen sehr hoch, Größenordnung 10^8 Volt/cm. Oben aber, in dem 1 cm dicken Meßkondensator, ist sie recht klein, nur rund 1 Volt/cm. Zum Nachweis dieses schwachen elektrischen Feldes dient ein sehr feiner Platinhaardraht H in der Mitte des Kondensators. Er wird unten durch einen dünnen Quarzbügel Q gespannt, genau wie bei dem Einfadenvoltmeter (Abb. 115).

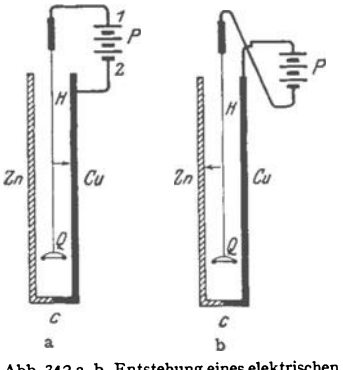


Abb. 312 a, b. Entstehung eines elektrischen Feldes bei der Berührung zweier Metalle.

Durch zwei Kupferdrähte verbinden wir eine Batterie (ca. 50 Volt) mit dem Haardraht und der Kupferplatte. Dadurch macht der Haardraht einen Ausschlag. Er wird in Mikroprojektion auf einer Skala abgelesen. Dieser Ausschlag allein beweist noch gar nichts. Das Feld zwischen den Metallblechen *Zn* und *Cu* ist nicht homogen. Ein Ausschlag müßte daher auch zwischen zwei Kondensatorblechen aus gleichen Metallen eintreten, wenn sich der Haardraht nicht ganz streng in der Mitte des Kondensators befindet. Aber der beobachtete Ausschlag wechselt Größe und Vorzeichen beim Umladen des Haardrahtes, beim Vertauschen der Batterieanschlußdrähte 1 und 2 (Abb. 312b). Dieser Wechsel des Ausschlages mit dem Vorzeichen der Drahtladung beweist eindeutig, daß zwischen den beiden Kondensatorplatten ein elektrisches Feld der Spannung p besteht. Oder mit anderen Worten: Die Berührungsstelle beider Metalle wirkt wie ein Element, dessen Spannung p sich in Abb. 312a der Batteriespannung P addiert, in Abb. 312b sich von ihr subtrahiert.

Die Größe von p läßt sich im Prinzip auf einfachem Wege ermitteln. Man unterbricht beispielsweise das Kupferblech bei c und schaltet zwischen die Trennstellen Elemente bekannter Spannungen. So kann man die Ausschläge des Haardrahtes auf der Skala eichen.

Trotz mancher Untersuchungen ist der Wert der Berührungsspannungen p für verschiedene Metallpaare noch sehr umstritten. Das hängt mit der Schwierigkeit zusammen, einwandfreie, von Feuchtigkeit und Gashäuten freie Metalloberflächen zur Berührung zu bringen. Immerhin können Berührungsspannungen von der Größenordnung einiger Hundertstel bis etwa 1 Volt wohl nicht bezweifelt werden.

§ 91. Metalle als Leiter erster Klasse. Thermoelektrische Spannungen. Zwischen zwei verschiedenen Metallen besteht eine Berührungsspannung p (§ 90). Infolgedessen zeigt auch eine ketten- oder reihenförmige Anordnung mehrerer verschiedener Metalle abc (Abb. 313a) zwischen ihren offenen Enden Spannung, solange die Anordnung der einzel-

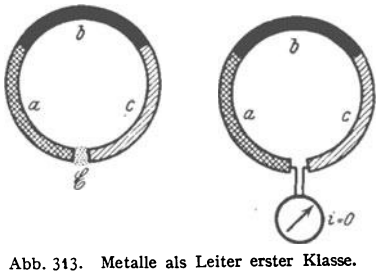


Abb. 313. Metalle als Leiter erster Klasse.

nen Metalle nicht völlig symmetrisch ist. Schließt man jedoch die Kette zu einem „Kreis", z. B. Abb. 313b, so fließt in diesem Kreis kein Strom. Auch ein empfindlicher Strommesser zeigt keinen Ausschlag. Die Summe der Berührungsspannungen p ist also in einem metallisch geschlossenen Kreise gleich Null. Dieser experimentelle Befund galt als so bemerkenswert, daß man die Metalle als Leiter erster Klasse von anderen Leitern unterschieden hat.

Heute ist diese Tatsache weniger überraschend. Man weiß, daß in Metallen nur Elektronen wandern, durch die Grenzflächen an den Berührungsstellen also auch nur Elektronen durchtreten können (§ 83). Beim Übertritt der Elektronen fließen in den einzelnen Metallstücken Ströme, es wandern Elektronen in den einzelnen Metallteilen des Kreises. Doch werden diese Elektronen sehr rasch durch die Reibung gebremst. Ihre ursprüngliche kinetische Energie erscheint als Stromwärme. Ein dauernd fließender Strom im Kreise der Abb. 313b würde eine dauernde Energiezufuhr an die Elektronen erfordern. Eine solche ist nicht vorhanden. In den Berührungsflächen spielen sich nach dem anfänglichen Elektronenübertritt keine chemischen Reaktionen ab, die Energie liefern könnten.

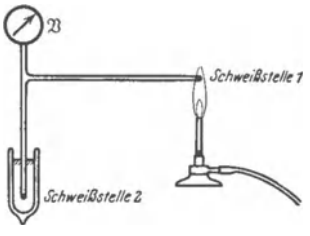


Abb. 314. Thermoelektrische Spannung. Die Schweißstelle 2 befindet sich in Eiswasser.

Anders, sobald man eine der Berührungsstellen des metallischen Leiters erwärmt, ihr also Energie zuführt. Dann fließt sogleich im Leiterkreise ein Strom. Es entsteht also durch die Erwärmung einer Berührungsstelle zweier Metalle eine zusätzliche Spannung p_t. Man nennt sie thermoelektrische Spannung. Zu ihrer Messung hält man die Temperatur der einen Berührungsstelle (Schweiß- oder Lötstelle) konstant (Eis- oder Wasserbad) (vgl. Abb. 314). So findet man für verschiedene Temperaturdifferenzen zwischen warmer und kalter Berührungsstelle Werte der thermoelektrischen Spannung, wie sie in der Tabelle 8 zusammengestellt sind.

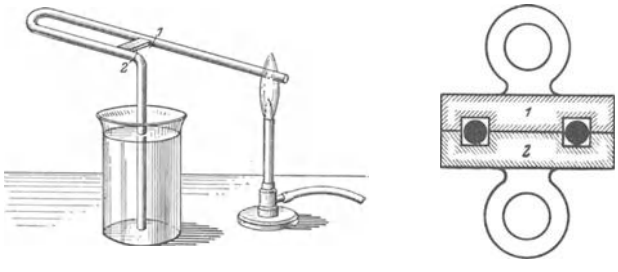
Tabelle 8.

Metallpaar	Temperatur der kalten Lötstelle: 0 Zentigrad.			
	Temperatur der heißen Lötstelle			
	100°	500°	1000°	1500°
	Thermoelektrische Spannung in Millivolt			
Kupfer-Konstantan	4,1	26,3	—	—
Silber-Platin	0,72	6,26	—	—
Nickel-Platin	1,5	5,55	9,59	—
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 $i = P/w$ Rechnung zu tragen und den Widerstand w des Stromkreises recht klein zu machen. Denn der Quotient zweier kleiner Größen kann sehr wohl große Werte haben.

Die Abb. 315a zeigt eine geeignete Anordnung in perspektivischer Zeichnung. Ein dicker, U-förmiger Kupferbügel ist durch einen kurzen, dicken, eingelöteten Konstantenklotz 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. 315b zeigt im Querschnitt ein profiliertes Eisenstück *1* als Eisenkern der bügelförmigen einzigen „Drahtwindung". Ein gleiches Eisenstück *2* dient als Anker. Eisenkern und Anker haften bei Stromdurchgang so fest, daß der Anker leicht ein 5-Kilogramm-Gewichtsstück trägt. Das ist für einen Elektromagneten mit nur einer Windung schon recht verblüffend.



a b

Abb. 315 a, b. 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. 314 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 scheitert bei Wechselstromuntersuchungen nur allzu häufig an der mangelnden Empfindlichkeit der Hitzdrahtstrommesser. Einige 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. 19) mechanisch einen Zeiger. Beim Thermokreuz heftet man an einen feinen Draht die eine Lötstelle eines Thermoelementes und beobachtet dessen Spannung mit einem Voltmeter. Zur praktischen Aufführung (Abb. 316) 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*.

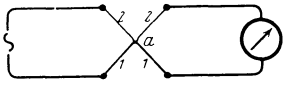


Abb. 316. Thermokreuz.

Man kann die thermoelektrischen Spannungen als den Temperaturkoeffizienten der Berührungsspannung deuten.

Eine theoretisch bedeutsame Umkehr des thermoelektrischen Vorganges bildet der sog. Peltiereffekt. Die Berührungsstelle zweier Metalle kühlt sich beim Durchgang eines elektrischen Leitungsstromes ab, falls dessen Richtung der eines bei Erwärmung auftretenden Thermostromes entgegengesetzt ist.

§ 92. Elektrische Felder in der Grenzschicht von Metallen und Elektrolyten. Leiter zweiter Klasse, Elemente. In der Berührungsstelle eines Metalles und eines Elektrolyten entstehen stets elektrische Felder. Man weist sie mit der gleichen Anordnung nach wie in Abb. 312 zwischen zwei Metallen. In Abb. 317

taucht eine Zinkplatte *Zn* in die wäßrige Lösung eines Zinksalzes, etwa von Zinksulfat. Durch einen Kunstgriff ist ein Teil der Flüssigkeitsoberfläche senkrecht gestellt worden: sie wird durch das poröse Gerüst eines Fließpapierstreifens *Fl* gehalten.

Fl und *Zn* bilden den Meßkondensator. *H* ist wieder ein Haardraht, *B* die Batterie zum Aufladen des Haardrahtes. Der Ausschlag wechselt genau wie in Abb. 312 mit dem Vorzeichen der Drahtladung. Die Spannung p zwischen Metall und elektrolytischem Leiter ist von der Größenordnung weniger Volt.

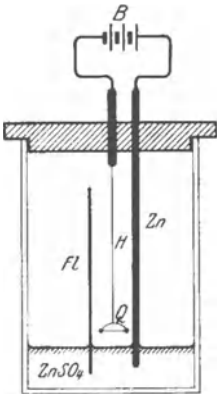


Abb 317. Elektrisches Feld in der Grenzschicht von Metall und Elektrolyten.

Metalle laden sich negativ auf, der elektrolytische Leiter dementsprechend positiv.

Diese Erfahrungstatsache führt zu einer einfachen Folgerung: Berühren zwei verschiedene Metalle den gleichen elektrolytischen Leiter, so mißt man zwischen den Metallen die Differenz ihrer Spannungen gegen den Elektrolyten, man beobachtet $p_1 - p_2$.

Entsprechendes gilt auch bei reihenförmiger Einschaltung mehrerer elektrolytischer Leiter. So sehen wir als Beispiel in Abb. 318 Kupfer und Zink in wäßrigen Lösungen ihrer eigenen Sulfate. In der Grenze beider Elektrolyte befindet sich eine poröse Trennwand aus gebranntem Ton od. dgl. Sie soll eine Vermengung der beiden Flüssigkeiten verhindern. Hier besteht also die Reihe aus zwei metallischen und zwei elektrolytischen Leitern. Zwischen den beiden Metallen beobachtet man eine Spannung von etwa 1,09 Volt.

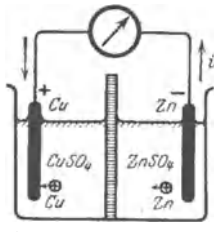


Abb. 318. Daniell-Element.

Waren alle Leiter Metalle, so floß beim Schluß der Reihe im Kreise kein Strom (Abb. 313b). Dieser Tatsache halber nannte man die Metalle Leiter erster Klasse. Anders nach Einschaltung elektrolytischer Leiter. Diese bewirken, daß auch beim Schluß der Reihe im Kreise ein Leitungsstrom fließen kann. Elektrolytische Leiter zeigen also als Glieder eines geschlossenen Kreises ein ganz anderes Verhalten als Metalle. Deswegen hat man sie als Leiter zweiter Klasse bezeichnet.

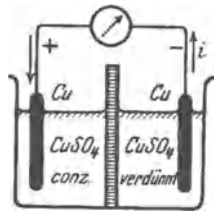


Abb 319. Konzentrationselement.

Die Erzeugung dauernder elektrischer Ströme durch geeignete Einschaltung elektrolytischer Leiter ist unschwer zu deuten. Dauernde Ströme erfordern eine dauernde Energiezufuhr an die Elektrizitätsatome. Bei der Berührung von Metallen und elektrolytisch leitenden Flüssigkeiten können Diffusionsvorgänge und chemische Reaktionen stattfinden, die als Energiequelle dienen.

Ein Beispiel der Diffussion als Energiequelle zeigt die in Abb. 319 skizzierte Anordnung. Hier bildet ein Drahtbügel mit zwei gleichen Elektrolyten verschiedener Konzentration einen aus drei Leitern gebildeten Kreis. (Die Spannung zwischen den beiden gezeichneten Kupferplatten *Cu* hat in diesem Beispiel die Größenordnung Zehntelvolt.)

Für chemische Reaktionen als Energiequelle beschränken wir uns auf ein durch Übersichtlichkeit ausgezeichnetes Beispiel, nämlich das in Abb. 318 dargestellte Daniell-Element.

Gesetzt, das Daniell-Element liefere Strom. Seine Zink- und Kupferelektrode seien beispielsweise durch einen Metalldraht verbunden. Dann beobachtet man

einen dauernd vom Zink zum Kupfer fließenden Strom. Es wandern also durch den Metalldraht dauernd Elektronen vom Zink zum Kupfer herüber. Gleichzeitig geht Zink in Lösung, und zwar in Form positiver Ionen. Man sieht zwar lediglich eine Auflösung des Zinks. Es kann sich dabei aber nicht um neutrale Zinkatome handeln, sondern nur um positive Ionen. Sonst könnte die Zinkelektrode nicht den Elektronenüberschuß erhalten, der sie befähigt, dauernd Elektronen durch den Metalldraht zur Kupferelektrode zu schicken.

Die positiven Zinkionen ziehen aus der linken Kammer negative SO_4-Ionen zu sich in die rechte Kammer herüber (Feldlinienbild Abb. 40!). Den positiven Kupferionen der linken Kammer werden ihre negativen Partner entzogen. Sie wandern zur Kupferplatte und schlagen sich auf dieser nieder, um sich mit den durch den Metalldraht zugewanderten Elektronen zu vereinigen. Die Zinkplatte löst sich während des Stromdurchganges auf, die Kupferplatte wird dicker. In der rechten Kammer steigt die Konzentration der Zink- und der 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 SO_4-Ionen. Infolgedessen muß man für Dauerbetrieb der Stromquelle ein Vorratsgefäß anbringen, das für Nachlieferung frischen Kupfersulfates sorgt. Die Abb. 320 zeigt beispielsweise ein konisches Vorratsgefäß mit Kupfersulfatkristallen. Es ist eine technische Variante des DANIELLschen Elementes, das sog. Meidinger-Element. 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.

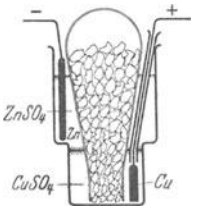


Abb. 320. Technische Variante des Daniell-Elementes.

Im Enderfolg wird also beim Daniell-Element 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 $4{,}40 \cdot 10^5$ Wattsekunden pro Mol Zink. Die Abscheidung des Kupfers hingegen erfolgt unter Energieaufnahme. Sie erfordert pro Mol Kupfer eine Wärmezufuhr von $2{,}34 \cdot 10^5$ Wattsekunden. Die Differenz $(4{,}40 - 2{,}34)\, 10^5 = 2{,}06 \cdot 10^5$ Wattsekunden, ist also die beim Umsatz von einem Mol Metall verfügbar werdende Energie. Sie ist es, die den Strom aufrechterhält.

Man kann auf Grund dieser Überlegung die Spannung des Daniell-Elementes aus chemischen Daten berechnen. Die Kupfer- und Zinkionen sind im Daniell-Element zweiwertig, jedes Ion trägt zwei elektrische Elementarquanten (§ 77). Ein Mol in die wäßerige Lösung eintretenden Zinks oder ein Mol aus der Lösung ausgeschiedenen Kupfers schleppen also insgesamt $2 \cdot 96500$ Amperesekunden. Dabei leistet das elektrische Feld der Spannung p die Arbeit $2 \cdot 96500 \cdot p = 2{,}06 \cdot 10^5$ Wattsekunden. Das ergibt für p den Wert 1,07 Volt statt 1,09 Volt der Beobachtung. — Diese einfache Berechnungsart ist jedoch nur für die wenigen Elemente zulässig, deren Spannung sich praktisch nicht mit der Temperatur ändert!

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.

§ 93. Polarisation bei der elektrolytischen Leitung. Nach den Ausführungen des vorigen Paragraphen bilden zwei gleiche metallische Leiter in einem Elektrolyten kein Element. Es herrscht zwischen den beiden Metallen oder Elektroden

keine Spannung. Denn die Anordnung ist, vom Elektrolyten aus gesehen, völlig symmetrisch. Infolgedessen können sich keine Diffussionsvorgänge oder chemische Reaktionen abspielen, die die Elektrizitätsatome in einer Richtung in Bewegung setzen. Wir wählen als Beispiel zwei Platindrähte als Elektroden in verdünnter Schwefelsäure (Abb. 321 a). Das Voltmeter zeigt keinen Ausschlag.

Die Symmetrie wird jedoch sofort gestört, wenn man einen Leitungsstrom durch den elektrolytischen Leiter hindurchschickt (Abb. 321 b). 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 in gleichem Elektrolyten.

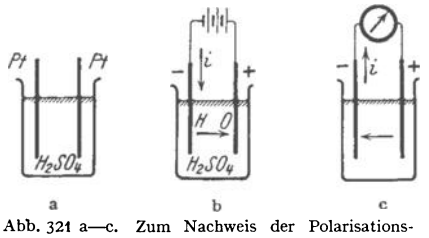


Abb. 321 a—c. Zum Nachweis der Polarisationsspannung.

Die Polarisationsspannung ist mühelos mit einem Voltmeter nachzuweisen (vgl. Abb. 321 c). Die in den Abb. b und c 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.

Das läßt sich leicht als Folgerung des Energieprinzipes übersehen. Wären Polarisationsspannung und ursprüngliche Spannung gleichgerichtet, so müßte der ursprüngliche Strom unbegrenzt anwachsen.

Bei der Messung der Stromspannungskurve für elektrolytische Leiter fanden wir in § 78 nicht den Quotienten P/i, sondern $(P - p)/i$ konstant. Der Strom i stieg zwar in Abb. 284 linear mit der Spannung P an. Doch zeigte die Gerade nicht auf den Nullpunkt. Ihre Verlängerung schnitt die Abszisse bei der kleinen Spannung p. Wir schlossen damals, daß das Voltmeter eine um p Volt zu hohe Spannung anzeige (Abb. 283). Die wirkliche Spannung zwischen den Enden der leitenden Flüssigkeitssäule sollte nur $(P - p)$ Volt betragen. Jetzt sehen wir nachträglich die Berechtigung unserer damaligen Deutung. Wir erkennen in p die Polarisationsspannung, die sich beim Stromdurchgang einstellen mußte.

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.

§ 94. Akkumulatoren. Polarisationsspannungen durch Gasbeladung der Elektroden sind im allgemeinen wenig haltbar. Das läßt sich leicht mit der Anordnung der Abb. 321 zeigen. Man hat nur die Pausen zwischen den Versuchen b und c 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 Bleiakkumulator im Vorführungsversuch. Zwei Bleidrähte tauchen in verdünnte Schwefelsäure. Dadurch überziehen sie sich oberflächlich mit einer Schicht von Bleisulfat ($PbSO_4$).

Eine Batterie B (ca. 6 Volt) erlaubt, einen Strom durch die „Akkumulatorenzelle" hindurchzuschicken. Dabei wandern die negativen SO_4-Ionen zur Anode und verwandeln diese in Bleisuperoxyd nach der Gleichung

$$PbSO_4 + SO_4 + 2\,H_2O = PbO_2 + 2\,H_2SO_4\,.$$

Die positiven Wasserstoffionen wandern zur Kathode und reduzieren diese zu metallischem Blei nach der Gleichung

$$PbSO_4 + H_2 = Pb + H_2SO_4\,.$$

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. Als besonders bekannt ist das Daniell-Element zu nennen (Abb. 318). Liefert das Daniell-Element Strom, so löst sich das Zink der Kathode, und Kupfer scheidet sich an der Anode ab. Schickt man von außen einen Strom durch das Element hindurch (Abb. 322), so tritt das Umgekehrte ein: die Zinkkathode wächst, und die Kupferanode löst sich auf.

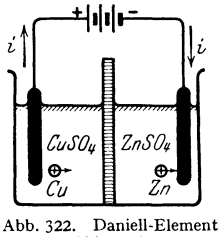


Abb. 322. Daniell-Element als Akkumulator.

Man kann daher ein Daniell-Element 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 das verdirbt das Element.

Technisch spielt noch immer der Bleiakkumulator die größte Rolle. Man gibt den Bleiplatten durch verschiedene Kunstgriffe recht große Oberfläche. Die Anode oder positive Elektrode wird meist von vornherein mit einem Überzug von Bleioxyd versehen. Im Betrieb hat der Akkumulator recht konstant eine 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%.

§ 95. Unpolarisierbare Elektroden und Elemente. Normalelemente. Die Entstehung der Polarisationsspannung p ist bei vielen Messungen an elektrolytischen Leitern sehr störend. Oft darf die für die Messungen benutzte Stromquelle nur kleine Spannungen P haben. Dann kann p keineswegs mehr als klein gegen P vernachlässigt werden. Ein Beispiel dieser Art ist uns beim Nachweis des Ohmschen Gesetzes für elektrolytische Leiter begegnet (vgl. S. 177 und 204). Ähnliche Fälle sind vor allem bei physiologischen Versuchen, wie elektrischer Nervenreizung usw., häufig.

Doch hat man diese Schwierigkeit weitgehend vermeiden gelernt. Man hat „unpolarisierbare Elektroden" hergestellt. Gewöhnliche polarisierbare 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, die das Metall der Elektrode als Ion enthält. Als Beispiel ist in Abb. 323 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, um seine Oberfläche stets blankflüssig zu halten. Als Anode benutzt, löst sich der 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.

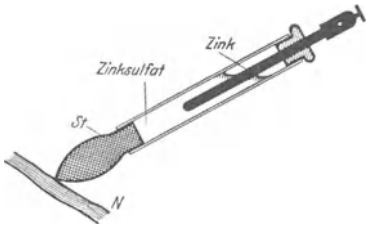


Abb. 323. Unpolarisierbare Elektrode.

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 die überwiegende Mehrzahl aller derartigen Elemente sind 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. Er oxydiert einen großen Teil des an der Anode abgeschiedenen Wasserstoffes. Versetzt man den Elektrolyten weiterhin mit Stärkekleister, Sägespänen od. dgl., so entstehen die (keineswegs ganz trockenen!) Trockenelemente unserer Taschenlampen.

Elemente konstanter Spannung müssen mit „unpolarisierbaren Elektroden" gebaut werden. Die „umkehrbaren" Elemente erfüllen diese Bedingung. Das kann man sich leicht am Beispiel des Daniell-Elementes klarmachen (Abb. 318). Sind doch seine beiden Elektroden „unpolarisierbar" im Sinne der Abb. 323.

Die höchsten Anforderungen an Unpolarisierbarkeit und zeitliche Konstanz der Spannung werden naturgemäß an die „Normalelemente" gestellt (S. 10). Ist doch durch ein Normalelement bestimmter Zusammensetzung die internationale elektrische Spannungseinheit, das Volt, definiert.

Das Daniell-Element genügt den Ansprüchen noch keineswegs. Es versagt aus dem gleichen Grunde, der es als Akkumulator praktisch wertlos macht: 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, dessen Sulfat

außerordentlich wenig löslich ist. Sie enthalten (Abb. 324) als Anode Quecksilber, und der angrenzende Elektrolyt besteht aus einer dichten Paste von Merkurosulfat (Hg_2SO_4) Hg und $ZnSO_4$-Kristallen. Die Kathode besteht aus Kadmiumamalgam in Kadmiumsulfatlösung, meist gesättigt und mit überschüssigen Kristallen. Infolge der winzigen Konzentration der Quecksilberionen in der Paste besteht keine Gefahr ihrer Diffusion zur Kathode. Der Fehler des Daniell-Elementes ist somit vermieden. Allerdings muß man dafür beim Kadmiumnormalelement einen anderen Nachteil mit in den Kauf nehmen. Man darf dem Element nur Ströme von einigen hunderttausendsteln Ampere entnehmen. Sonst erschöpft man 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, die eine unzulässige Stromentnahme aus den Normalelementen verhindern. Diese Dinge werden in jedem meßtechnischen Anfängerpraktikum behandelt.

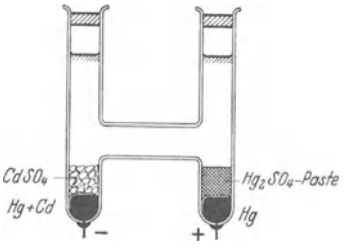


Abb. 324. Cadmiumnormalelement. Klemmspannung bei 18° = 1,0187 Volt.

§ 96. Nachweis der Polarisationsspannung durch Änderung der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten. Der Zusammenhalt der Flüssigkeitsmoleküle äußert sich in bekannter Weise durch die Erscheinungen der Oberflächenspannung. Die Oberfläche einer Flüssigkeit verhält sich ähnlich einer gespannten Gummimembran. Die Oberflächenspannung bewirkt z. B. den Zerfall eines Flüssigkeitstrahles in einzelne Tropfen. Je kleiner die Oberflächenspannung, desto länger ist der ungestörte Lauf des Strahles, desto später tritt sein Zerfall ein. Das wird in der Mechanik ausführlich gezeigt.

Die Oberflächenspannung läßt sich durch elektrische Felder beeinflussen. Wir belegen diese Behauptung mit einem besonders einfachen Versuch. Abb. 325 zeigt ein Glasrohr mit enger Düse. Eingefülltes Wasser läuft anfänglich als glatter Strahl ab. Nach Abnahme der Flüssigkeitshöhe H, also einer Verminderung des Flüssigkeitsdruckes, verhindert die Oberflächenspannung die Strahlbildung. Das Wasser quillt nur noch langsam in Tropfen hervor. Jetzt verbindet man das Wasser durch einen Draht mit einer in Gang befindlichen Influenzmaschine. Sogleich läuft das Wasser wieder in glattem Strahle ab. Die Feldlinien, die zwischen dem Wasser an der Düse und dem zweiten Pol der Influenzmaschine verlaufen, vermindern die Oberfächenspannung und verhindern dadurch das Zusammenballen der Tropfen.

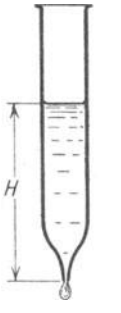


Abb. 325. Einfluß eines elektrischen Feldes auf die Oberflächenspannung von Wasser.

Dieser Einfluß eines elektrischen Feldes auf die Oberflächenspannung läßt nun das elektrische Feld der Polarisation leicht an flüssigen Metallen nachweisen. Das zeigt der in Abb. 326 skizzierte Versuch. 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. Die Ursache dieser Verminderung ist das in der Grenzschicht entstandene elektrische Feld.

Jetzt verbinden wir die beiden Elektroden des Elementes, d. h. wir lassen die Nagelspitze den Tropfen berühren. Sofort fließt ein Strom und erzeugt eine

Polarisation. Das elektrische Feld in der Grenzschicht wird vermindert. Die Oberflächenspannung des Quecksilbers steigt. Der Tropfen zieht sich zusammen und unterbricht den Stromkreis. Die Polarisation 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.

Diese hier im Prinzip gezeigte Erscheinung wird häufig zum Bau eines einfachen Voltmeters, des Kapillarvoltmeters, benutzt. Es läßt sich leicht behelfsmäßig herstellen, ist aber nur für Spannungen unter 1 Volt anwendbar.

Das Kapillarvoltmeter besteht im wesentlichen aus zwei Quecksilberelektroden sehr verschiedener Größe in wäßriger

Abb. 326. Änderung der Oberflächenspannung von Hg durch Polarisation.

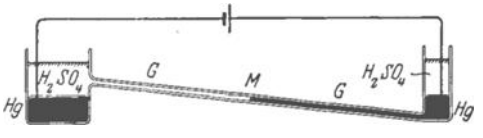


Abb. 327. Kapillarelektrometer.

Schwefelsäure (Abb. 327). Die kleine Elektrode wird von der Kuppe M eines Quecksilberfadens in der schwach geneigten Glaskapillare G gebildet. Die Ruhelage dieser Kuppe wird durch ein Gleichgewicht zwischen Schwere und Oberflächenspannung bestimmt. Dabei ist letztere bereits durch das elektrische Feld in der Berührungsschicht Quecksilber-Schwefelsäure vermindert. Man ermittelt die Ruhelage der Kuppe bei kurzgeschlossenen Elektroden. Erzeugt man zwischen den Quecksilberelektroden ein elektrisches Feld, so fließt 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 Polarisation. Ist ihr elektrisches Feld dem ursprünglichen, in der Grenzschicht Quecksilber-Schwefelsäure durch Berührung entstandenen entgegengesetzt, so geht die Oberflächenspannung wieder auf einen höheren Wert. Infolgedessen zieht sich der Faden der Schwerewirkung entgegen aus der Kapillare zurück. Sein Ausschlag ist zwar der Spannung nicht proportional, läßt sich aber bequem eichen. Leider beschränkt der kleine Meßbereich und ein nicht unerheblicher Stromverbrauch die Anwendbarkeit dieses einfachen Meßinstrumentes.

§ 97. Elektrische Felder in der Grenzschicht von Gasen und Flüssigkeiten. Bei der Berührung von Gasen und Flüssigkeiten finden sich in der Grenzschicht ebenfalls elektrische Felder. Man kann sie genau wie für die Grenzschicht fester und flüssiger Körper mit Hilfe der Elektrophorese nachweisen (§ 89). Man beobachtet beispielsweise die Wanderung einer kleinen Luftblase B im elektrischen Felde eines mit Wasser gefüllten Kondensators AK (Abb. 328). Die Gase erscheinen in reinen Flüssigkeiten stets negativ geladen.

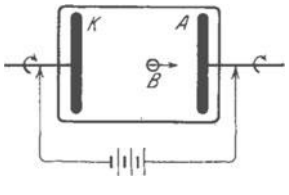


Abb. 328. Elektrisches Feld an der Grenze eine Gasblase und einer Flüssigkeit.

Bei der Ausführung dieses Versuches stört zunächst der starke Auftrieb der Gase in Flüssigkeiten. Doch läßt sich dieser durch einen Kunstgriff unschädlich machen. Man läßt den Kondensator mitsamt 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 zur Anode wandernden Blasen müssen negative Elektrizitätsatome enthalten. Man könnte zunächst daran denken, der Berührungsvorgang habe

etliche der Gasmoleküle in Ionen verwandelt. Doch ist diese Deutung ausgeschlossen. 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. Was bei der Elektrophorese sichtbar zur Anode wandert, ist demnach eine dünnwandige, negativ geladene gasgefüllte Flüssigkeitsblase. Sie entspricht der Kugel in Abb. 304. Über sie gleiten unsichtbar positive Flüssigkeitsionen hinweg zur Kathode. Diese Auffassung bringt nichts grundsätzlich Neues. Auch bei der Berührung von Flüssigkeiten mit festen Körpern erstreckte sich das elektrische Feld der Grenzschicht schon bis zur Tiefe einiger Moleküldurchmesser in die Flüssigkeit hinein.

Mit dieser Anordnung des elektrischen Feldes in Flüssigkeitsoberflächen steht ein wichtiger experimenteller Befund in bester Übereinstimmung:

Man kann durch plötzliches Zerfetzen von Flüssigkeitsoberflächen einen Teil der das oberflächliche Feld begrenzenden Ladungen voneinander trennen. Man lasse Gase lebhaft durch Flüssigkeiten hindurchsprudeln, so daß die Blasen an der Flüssigkeitsoberfläche sprühend zerplatzen, oder man zerblase eine Flüssigkeit mit einem der bekannten Zerstäuber, oder man lasse rasch fallende Tropfen an einem Hindernis zerspratzen (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 (§ 9). Dieser Vorgang dürfte bei der Entstehung der Blitze wesentlich beteiligt sein.

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.

§ 98. Der Austritt von Elektronen aus der Oberfläche. Das Mikrophon. In diesem ganzen Kapitel ist die Ausbildung elektrischer Felder in der Grenzschicht verschiedener Substanzen lediglich als experimentelle Tatsache beschrieben worden. Der Mechanismus ist im einzelnen noch ungeklärt. Wir wissen z. B. noch nicht, warum die Metalle nur als positive Ionen, nicht aber als neutrale Atome in wäßrige Lösung gehen. Die Tatsache eines „Lösungsdruckes der Metallionen" (NERNST) ist gegeben. Doch fehlt ihre Verknüpfung mit dem elektrischen Aufbau der Metallatome.

Die elektrischen Felder in der Grenzschicht entstehen in letzter Linie durch die gleichen elektrischen Kräfte, die Atome zu Molekülen und Moleküle zu flüssigen oder festen Körpern vereinigen. Es sind kurz gesagt die „Molekularkräfte", also in letzter Linie Kräfte elektrischen Ursprungs.

In den gleichen Zusammenhang gehört noch ein anderes wichtiges Problem: der Austritt von Elektronen und Ionen aus der Oberfläche eines Körpers.

Diese Frage liegt ähnlich wie beim Entweichen neutraler Moleküle aus der Oberfläche oder ihrem „Verdampfen": das entweichende Elektron oder Ion muß eine Arbeit leisten. In unmittelbarer Nachbarschaft der Oberfläche sind die zurückhaltenden Kräfte am größten. Daher entfällt auf das erste Stück s_1 des Weges eine hohe Arbeit A_1 (Abb. 329). Mit wachsendem Abstande von der Oberfläche nehmen die rückwärts ziehenden Kräfte rasch ab: greifen die Molekularkräfte doch allgemein nicht über die Größenordnung der Molekülabstände, also etliche 10^{-8} cm, hinaus. Dementsprechend entfallen auf die weiteren Wegelemente s_2, s_3 usw. kleinere Arbeiten A_2, A_3 usw. Die gesamte, auf dem ganzen Weg von der Oberfläche her geleistete Arbeit nähert sich rasch dem Grenzwert A_0, der Abtrennungsarbeit des Elektrons bzw. Ions. Ist diese Abtrennungsarbeit geleistet, so ist der Wirkungsbereich der rückziehenden Kräfte überwunden, das Elektron also frei.

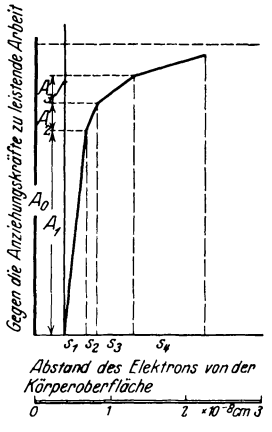


Abb. 329. Zur Abtrennungsarbeit eines Elektrons.

Der Betrag der Abtrennungsarbeit A_0 läßt sich, wenigstens der Größenordnung nach, aus experimentellen Daten entnehmen.

Man stellt zu diesem Zweck zwei Metallelektroden im Hochvakuum einander gegenüber. Dann steigert man die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ zwischen ihnen so lange, bis Elektronen aus der Kathode herausgerissen werden und als Strom zur Anode hinüberfliegen. Das geschieht bei Feldstärken der Größenordnung 10^7 bis 10^8 Volt/cm. Wir wollen mit 10^8 Volt/cm rechnen.

Die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ übt auf das Elektron der Ladung e die Kraft $K = e\mathfrak{E}$ aus. Mit dieser Kraft muß das Feld längs des Weges 10^{-8} cm die Abtrennungsarbeit A_0 leisten. Arbeit ist Kraft mal Weg, also

$$A_0 = e \cdot 10^8 \text{ Volt/cm} \cdot 10^{-8} \text{ cm},$$
$$A_0 = e \cdot 1 \text{ Volt}.$$

Durch Einsetzen des elektrischen Elementarquantums $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden erhält man $A_0 = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Wattsekunden. Doch ist diese Angabe nicht üblich. Man sagt in diesem Fall vielmehr kurz: „Die Abtrennungsarbeit des Elektrons beträgt 1 Volt." Das ist selbstverständlich eine laxe Ausdrucksweise, denn Arbeit und Volt haben verschiedene „Dimensionen". Doch hat diese Ausdrucksweise den Vorzug der Anschaulichkeit: „Ein Elektron der Energie n Volt" bedeutet ein Elektron, das durch ein elektrisches Feld von n Volt Spannung beschleunigt worden ist.

Bei dem der Überschlagsrechnung zugrunde gelegten Experiment bekommen die Elektronen ihre Energie durch das von außen ziehende elektrische Feld. An die Stelle dieses äußeren Feldes können aber auch andere Energiequellen treten. Als solche kennen wir schon die Wärmebewegung der Körper. Bei Zimmertemperatur reicht sie nicht aus, um Elektronen in meßbarer Zahl entweichen zu lassen.

Die Wärmebewegung bei Zimmertemperatur erteilt den Elektronen nur eine Energie von etwa $^1/_{30}$ Volt.

Bei hohen Temperaturen aber tritt ein lebhaftes Verdampfen der Elektronen ein. Die Wärmebewegung erteilt den Elektronen durch irgendeinen noch ungeklärten Mechanismus kinetische Energien. Bei hohen Temperaturen übertreffen sie den Betrag der Abtrennungsarbeit. Quantitative Untersuchungen dieser „thermischen Elektronenemission"

haben die Größenordnung einiger Volt für die Abtrennungsarbeit der Elektronen aus Metallen bestätigt.

Bei vielen Substanzen, vor allem glühenden Salzen, ist die Abtrennungsarbeit der positiven Ionen kleiner als die der Elektronen. Solche Substanzen emittieren bei tieferen Temperaturen zunächst positive Ionen. Bei hohen Temperaturen gewinnt dann das Abdampfen der Elektronen die Oberhand.

Der Austritt der Elektronen aus der Oberfläche ist für viele physikalische Fragen von Bedeutung. Wir nennen als einziges Beispiel das technisch so bedeutsame Mikrophon.

Das Mikrophon besteht im wesentlichen aus zwei einander berührenden Kohlenstücken, etwa einer Kugel A und einer Membran B (Abb. 330a). Sie bilden mit einem Element und einem Telephon einen Stromkreis. Gegen die Membran wird gesprochen. Die Schallwellen setzen die Membran in Schwingungen. Dadurch ändert sich der Widerstand des Kohlenkontaktes, und die Stromstärke schwankt im Rhythmus der Schallwellen. Das Mikrophon 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. 330b). Die Stromschwankungen induzieren in seiner 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.

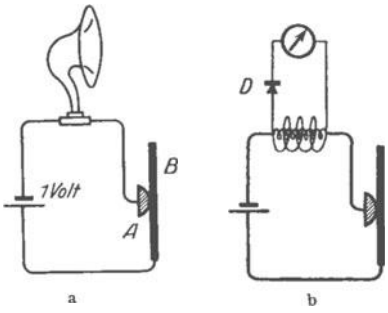


Abb. 330a, b. Nachweis der Mikrophonwirkung.

Die Wirkungsweise des Mikrophons ist folgendermaßen zu deuten:

Jede mechanisch hergestellte Oberfläche ist, mit Molekülдimensionen verglichen, sehr unvollkommen. Es sind zahllose Unebenheiten und Vorsprünge vorhanden. Zwei lose zusammengelegte Kohlenflächen A und B sind einander daher nur an wenigen vereinzelten Stellen auf 10^{-8} cm, also Molekulardimensionen, genähert. Nur an diesen vereinzelten Stellen berühren sich die Kohlenstücken im elektrischen Sinne. Nur in ihnen erreicht die Feldstärke $\mathfrak{E}$ die Größenordnung 10^8 Volt/cm, die zum Herausreißen der Elektronen benötigt wird. Der Strom der Elektronen kann also nur über wenige „Brücken" von dem einen Kohlenstück in das andere übertreten.

Kohle hat einen sehr hohen spezifischen Widerstand. Infolgedessen bietet der gesamte Querschnitt der wenigen Brücken trotz ihrer Kürze dem Strom schon einen hohen Widerstand, beispielsweise einige hundert Ohm. Der Hauptwiderstand des ganzen Stromkreises liegt also in den „Brücken" des Mikrophons. Eine geringfügige Pressung der beiden Kohlenstücke gegeneinander nähert weitere Vorsprünge einander auf 10^{-8} cm. Jetzt erreicht die Feldstärke $\mathfrak{E}$ auch an diesen Stellen die Größenordnung 10^8 Volt/cm. Die Elektronen werden auch hier von A nach B herübergerissen. Die Zahl der „Brücken" ist vermehrt. Eine Verdopplung der Brückenzahl bedeutet eine Halbierung des Mikrophonwiderstandes und angenähert eine Verdoppelung des Stromes usf.

So weit die Kohlenkontakte des Mikrophons. Ganz entsprechende Betrachtungen gelten für die Berührung zweier beliebigen Metallstücke A und B, z. B.

aus Kupfer. Lose aufeinandergelegt berühren auch sie sich nur in wenigen „Brücken". Bei Kohle hatten diese Brücken beispielsweise einige hundert Ohm Widerstand. Bei Kupfer aber sind es bei gleichen geometrischen Verhältnissen nur einige zehntel Ohm. Denn Kupfer hat einen rund 2000mal kleineren spezifischen Widerstand als Kohle. Bei weiterem Zusammenpressen wird auch bei Kupferstücken die Zahl der Brücken vermehrt und der Widerstand um einige Zehnerpotenzen vermindert.

Im Prinzip wirkt also jeder Metallkontakt ebenso wie ein Mikrophon. Aber seine Widerstandsänderungen sind im allgemeinen ohne praktische Bedeutung. Beträgt der Gesamtwiderstand eines Kreises beispielsweise 10 Ohm, so macht es für die Stromstärke im Kreise praktisch nichts aus, wenn sich der Widerstand des Kontaktes zwischen einigen Zehnteln und einigen Tausendsteln Ohm ändert. 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.

Bei der Berührung von Kohle oder Metallstücken ist die Richtung des elektrischen Feldes ohne Bedeutung. Man braucht die gleiche elektrische Feldstärke, um ein Elektron von A nach B oder umgekehrt herüberzuziehen. Bei der Berührung von Metallen mit Metallsulfiden, -oxyden usw. hängt die erforderliche Feldstärke von der Richtung des Überganges ab. Es sind dies die Kontakte mit Detektor- oder Gleichrichterwirkung. Wir haben uns ihrer bei der Messung schwacher Wechselströme mehrfach bedient. Die Einzelheiten ihrer Wirkungsweise führen hier zu weit.

Zum Schluß noch ein Wort: Wir haben bisher von der Abtrennungsarbeit eines Elektrons aus der Oberfläche eines Körpers gesprochen. Im Grenzfall kann der Körper aus einem einzelnen Molekül oder gar Atom bestehen. In diesem Grenzfall wird die Abtrennungsarbeit zur Ionisierungsarbeit des Moleküls oder Atoms. Auch sie werden kurz „in Volt" angegeben. Die Einzelheiten kann man heute mit Nutzen nur noch im Zusammenhang mit den optischen Eigenschaften der Atome und Moleküle behandeln. Die moderne Optik ist ja im Grunde nur noch ein Sondergebiet der Elektrizitätslehre.

X. Die Radioaktivität.

§ 99. 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.

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. 331). Der Ausschlag des Elektrometers sinkt mit leicht meßbarer Geschwindigkeit (Stoppuhr). Ein Leerversuch zeigt, daß die beobachtete Leitung der Luft wirklich vom Uranpecherz hervorgerufen war.

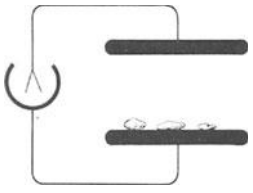


Abb. 331. Nachweis der radioaktiven Strahlung von Pechblendestücken.

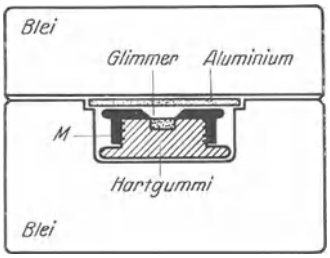


Abb. 332. Radiumbromidpräparat in Hartgummikapsel und dickwandigem Bleikasten.

Die Ionisation als Indikator benutzend, hat man im Laufe der Jahre einige Dutzend chemisch wohldefinierter radioaktiver Elemente aufgefunden. Ferner hat man drei physikalisch ganz verschiedenartige Strahlen unterscheiden gelernt. Sie werden mit den griechischen Buchstaben α, β, γ benannt.

Rein äußerlich unterscheiden sich diese Strahlensorten durch ihr Durchdringungsvermögen. Das soll kurz gezeigt werden: In Abb. 332 sehen wir eines der handelsüblichen Radiumpräparate. Eine Hartgummikapsel mit dünnem Glimmerdeckel enthält etliche Milligramm $RaBr_2$ 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 γ-Strahlen, gezeigt werden. Die Ionisation der Luft wurde wieder nach der Methode des Feldzerfalles beobachtet. Diesem Zwecke dient eine große, etwa 30 l fassende Ionisationskammer (Abb. 333). Es ist ein Zylinderkondensator mit einem ca. 0,1 mm dicken großen Fenster F. In kleinen Ionisationskammern wird zu wenig von der durchdringenden Strahlung absorbiert. Die ionisierende Wirkung

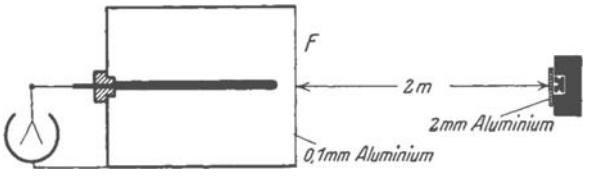


Abb. 333. Nachweis von γ-Strahlen

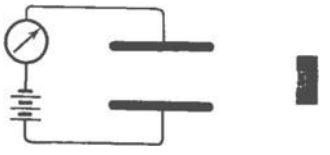


Abb. 334. Nachweis von β-Strahlen. Galvanometer wie in Abb. 49.

der γ-Strahlen ist schon aus etlichen Metern Abstand nachweisbar. Sie setzt ein, sobald man den dicken Bleideckel vom Radiumpräparat abhebt. Die Strahlen durchdringen 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 γ-Strahlen.

Zum Nachweis der β-Strahlen wird auch der Aluminiumdeckel entfernt und das Präparat einer Ionisationskammer auf etwa 20 cm genähert. Man findet eine Ionisation, die bei Einschaltung von etwa 0,5 mm Aluminium auf die Hälfte geschwächt wird. Das Durchdringungsvermögen der β-Strahlen ist also erheblich geringer als das der γ-Strahlen. Die stärkere Absorption erhöht die Zahl der pro Wegeinheit gebildeten Ionen. Man kann daher die Ionen mühelos mit dem Galvanometer messen und die zeitraubende Beobachtung mit der Stoppuhr umgehen. Man vgl. Abb. 334.

Quantitative Bestimmungen, z. B. des Absorptionskoeffizienten, erfordern größeren experimentellen Aufwand. Es gilt u. a. die störende Fehlerquelle der „Sekundärstrahlen" zu vermeiden. Alle von γ- und β-Strahlen getroffenen Körper werden ihrerseits zum Ausgangspunkt weiterer β-Strahlen. Ihr Nachweis kann mit der in Abb. 335 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. Die Sekundärstrahlung steigt erheblich, sobald man eine Metallplatte (z. B. Zinkblech) in den Bereich der Strahlen bringt. Etliche Sekundärstrahlen sind durch punktierte Pfeile angedeutet.

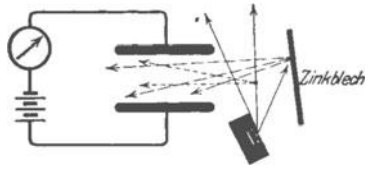


Abb. 335. Sekundärstrahlen.

Endlich die α-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 α-Strahlen ionisieren die Luft sehr stark. Einschaltung von nur 41 μ Aluminium hält sie vollständig zurück.

Die ungeheuren Unterschiede der Absorbierbarkeit der drei Strahlenarten ist durch ihre physikalische Beschaffenheit bedingt.

γ-Strahlen hat man mit Röntgenlicht sehr kleiner Wellenlänge identifizieren können. Für die Wellenlänge ist nach den für Röntgen-

licht entwickelten Methoden die Größenordnung 10^{-10} cm (und kleiner) ermittelt worden. Die Einzelheiten gehören in die Elektrooptik und die Lehre vom Atombau.

β-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. 168 beschriebenen. Man hat Geschwindigkeiten bis zu 99,6% der Lichtgeschwindigkeit beobachtet.

Ein qualitativer Nachweis der magnetischen Ablenkbarkeit bietet keine Schwierigkeit. Eine geeignete Anordnung ist in Abb. 336 skizziert. Der Abwechslung halber ist der Indikator für die β-Strahlen etwas anders gestaltet. Man läßt die β-Strahlen eine Funkenstrecke beeinflussen. Die Sekundärspule eines kleinen Induktors ist mit einem kleinen Kondensator C (Leidener Flasche) und zwei Metallkuppen K verbunden. Die Spannung wird so niedrig bemessen, daß die Funken gerade nicht mehr überspringen können. Dann läßt man β-Strahlen auf die Funkenstrecke fallen. Die Ionisation der Luft löst ein weithin sichtbares Funkenspiel aus. Die β-Strahlen können nur zwischen den Polen des Elektromagneten NS hindurch zur Funkenstrecke gelangen. Schließt man den Stromkreis des Elektromagneten, so werden die β-Strahlen zur Seite abgelenkt, und zwar nach oben aus der Papierebene heraus. Das Spiel der Funkenstrecke hört auf. Und so fort in beliebiger Wiederholung.

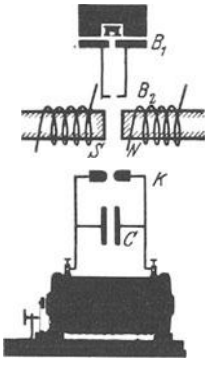


Abb. 336. Magnetische Ablenkung von β-Strahlen.

α-Strahlen werden ebenfalls durch magnetische und elektrische Felder abgelenkt, aber im Sinne von Kanalstrahlen. Messungen nach dem für Kanalstrahlen erläuterten Verfahren (S. 168) haben ihr Atomgewicht zu 4 ergeben, also übereinstimmend mit dem des Edelgases Helium. Ihre Ladung beträgt 2 Elementarquanten, also $2 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19} = 3{,}2 \cdot 10^{-19}$ Amperesekunden. α-Strahlen sind demnach zweiwertige, positive Heliumionen. Ihre Geschwindigkeiten gehen bis zu $2 \cdot 10^{+9}$ cm/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.

Fassen wir diesen recht summarischen Überblick zusammen, so haben wir

$$\alpha\text{-Strahlen} = \text{Kanalstrahlen},$$
$$\beta\text{-Strahlen} = \text{Kathodenstrahlen},$$
$$\gamma\text{-Strahlen} = \text{Röntgenlicht}.$$

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.

§ 100. 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 α-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. Zahlreiche Kristalle geben bei mechanischer Verletzung eine eigentümliche Lichterscheinung. Man nennt sie Triboluminiszenz. Ein bekanntes Beispiel bietet gewöhnlicher Würfelzucker. Beim Zerbrechen 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 α-Strahles. Die Aufschlagstelle jedes einzelnen Geschosses markiert sich als heller Lichtblitz.

Man beobachtet zweckmäßig durch eine sechsfach vergrößernde Lupe. Die Abb. 337 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 (ca. 10^{-4} 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.

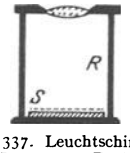


Abb. 337. Leuchtschirm S mit Lupe zur Beobachtung der Szintillation.

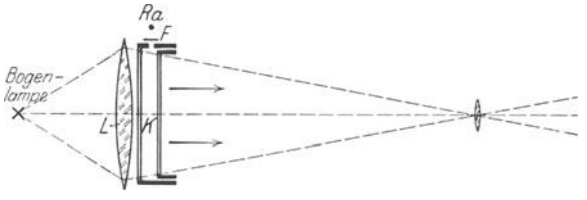


Abb. 338. Kammer zur Herstellung von Nebelstrahlen vor der Projektionslampe, stark schematisiert.

β-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. Das Szintillations- oder Triboluminiszenzverfahren 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 Fremdbeimengungen der Luft, Staub, Verbrennungsprodukte (Londoner Nebel!), vor allem aber Ionen. An Ionen tritt Nebelbildung schon bei geringfügiger Abkühlung auf.

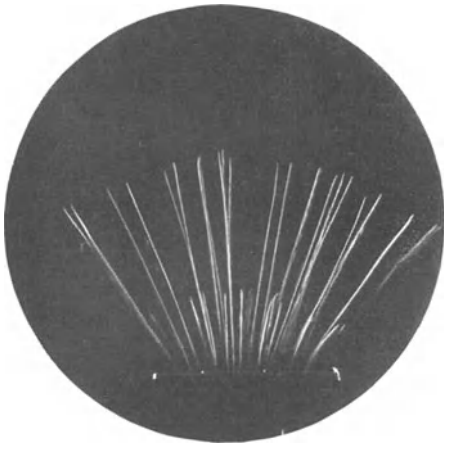


Abb. 339. α-Strahlen von Thorium C und Thorium C' in Luft.

Die Abb. 338 zeigt eine Glaskammer K vor der Beleuchtungslinse einer Projektionslampe. Die vordere Glaswand ist in der Pfeilrichtung beweglich. Sie erlaubt als Stempel die Luft plötzlich zu entspannen und dadurch abzukühlen. Die technischen Einzelheiten der Stempelbewegung sind hier ohne Belang. Mit dem Stempel ist ein kleines Schiebefenster F mechanisch gekuppelt. Dieses läßt unmittelbar nach der Entspannung einige α-Strahlen in die Kammer hineinschießen. Auf dem Projektionsschirm erscheint das Bild der Abb. 339.

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. Die technischen Einzelheiten des Verfahrens sind ohne Belang. Sie bezwecken lediglich eine Vermeidung störender Luftwirbel bei der Entspannung.

Die Flugbahn schneller Elektronen, also β-Strahlen, wird genau so erhalten. Sie bieten ein wesentlich anderes Bild. Statt der schnurgeraden α-Strahlbahnen unregelmäßig gekrümmte, oft verschnörkelte Wege. Die Masse eines β-Strahles ist $4 \cdot 1800 = 7200$mal geringer als die eines α-Strahles. Man versteht, warum β-Strahlen nicht so geradlinig durch die Luftmoleküle hindurchfahren wie die α-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. 269) austreten.

Weiter sind die Nebelstrahlen mit größtem Erfolge bei der Erforschung der Ionenbildung durch Röntgenlicht benutzt worden. Man denke sich in der Abb. 338 das radioaktive Präparat durch ein Röntgenrohr ersetzt. Geeignet durchlochte Schirme sollen ein schmales Strahlenbündel ausblenden. Die Nebelstrahlen geben das Bild der Abb. 340. Man sieht die typisch verkrümmten Bahnen der Elektronen. Das Röntgenlicht spaltet längs seiner Flugbahn aus einzelnen, räumlich

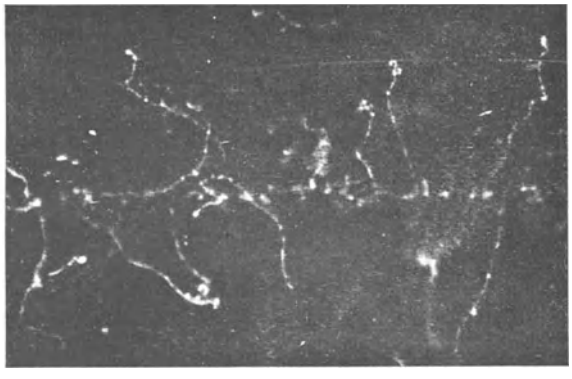


Abb. 340. Bahn von Röntgenlicht abgespaltener Elektronen.

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 (γ-Strahlen) abgespaltenen Elektronen „lichtelektrisch abgespalten". Die Einzelheiten gehören in die Elektrooptik.

Zum Schluß ist noch eine Variante dieses Verfahrens zu nennen. Man bringt ein Körnchen eines α-Strahlen aussendenden Präparates auf eine photographische Platte. Die α-Strahlen ionisieren längs ihrer Flugbahn durch die Gelatineschicht die getroffenen Bromsilbermoleküle. An Stelle der Nebeltropfenanlagerung tritt hier die photographische Entwicklung: der Entwickler reduziert jedes Korn, in dem ein oder mehrere ionisierte Moleküle sitzen. Das fertige Bild

ist in Abb. 341 wiedergegeben. Es läßt die gerade Flugbahn der α-Strahlen recht gut verfolgen.

3. Elektrische Zählverfahren. Aus einer Reihe technischer Varianten beschreiben wir die bequemste Anordnung, den Spitzenzähler. Seine Grundlage ist einfach. Ein einzelner Korpuskularstrahl erzeugt auf seiner Flugbahn genug Ionen, um eine kurzdauernde Glimmentladung auszulösen. Die Einzelheiten zeigt Abb.. 342. 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 (ca. 2 mm Durchmesser) zum Eintritt der Strahlen. Spitze und Zylinder sind mit einer Stromquelle 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 Einfadenvoltmeter (Abb. 114).

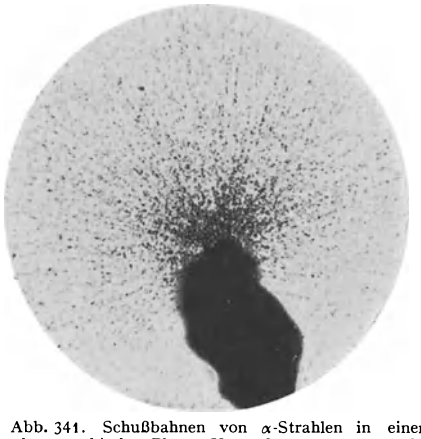


Abb. 341. Schußbahnen von α-Strahlen in einer photographischen Platte. Vergrößerung etwa 500fach.

Fährt ein Korpuskularstrahl durch das Loch in den Zylinder hinein, so leuchtet an der Spitze ein schwach sichtbares Fünkchen auf. Das Meßinstrument macht einen kurzdauernden Ausschlag.

α-Strahlen machen pro Zentimeter Flugbahn nach anderweitigen Messungen etwa 20 000 Ionenpaare, β-Strahlen etwa 200 mal weniger. Daher geben α-Strahlen große, β-Strahlen nur kleine Ausschläge. Beide Strahlen lassen sich mühelos unterscheiden.

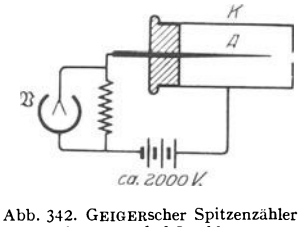


Abb. 342. GEIGERscher Spitzenzähler für α- und β-Strahlen.

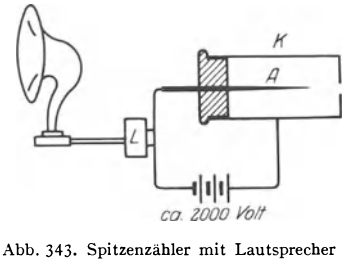


Abb. 343. Spitzenzähler mit Lautsprecher

Zum Nachweis der kurzdauernden, durch die Fünkchenbildung erzeugten Stromstöße kann auch ein Telephon dienen (Schaltschema der Abb. 343). Lautsprecher und Verstärker L, wie sie aus dem Rundfunkwesen bekannt sind, machen das Knacken im größten Auditorium leicht vernehmbar. 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.

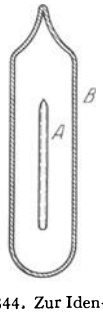


Abb. 344. Zur Identität von α-Strahlen und Heliumionen.

§ 101. Unmittelbare Abzählung der universellen Konstante N, der Zahl der Moleküle im Mol (LOSCHMIDTsche Zahl). Ein α-Strahl besteht aus einem zwiefach positiv geladenen Heliumatom (He^{++}). Diese Behauptung stützt sich auf die elektrische Atomgewichtsbestimmung, also in letzter Linie auf die Ablenkung der α-Strahlen im elektrischen und magnetischen Felde. Die Identität der α-Strahlen mit Heliumatomen läßt sich jedoch noch in viel unmittelbarerer Weise nachweisen. Das ge-

schieht durch das in Abb. 344 dargestellte Verfahren. Es ist in quantitativer Hinsicht stark schematisiert, nicht aber qualitativ.

A ist ein sehr dünnwandiges, aber völlig gasdicht verschmolzenes Glasrohr. Die Innenwand des Glasrohres ist mit einer dünnen Schicht Radiumbromid überzogen. Sie enthält 1 g 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 mm^3 Helium (gemessen bei Atmosphärendruck und 0°) oder $2{,}76 \cdot 10^{-5}$ g Helium. Das Gelingen dieses Versuches ist nur an eine einzige Bedingung geknüpft: die Wand des inneren Glasrohres muß kleiner sein als die Reichweite der α-Strahlen im Glas. Die α-Strahlen des Radiums müssen sie noch durchdringen können. Dieser Versuch schließt jeden Zweifel an der chemischen Natur der α-Strahlen aus.

Ein zweiter Versuch hat dann die Zahl n_a der α-Strahlen zu ermitteln, die 1 g Radium im Jahr aussendet. Das geschieht mit einem der in § 100 beschriebenen Zählverfahren. Am bequemsten ist die Benutzung des Spitzenzählers mit einer photographischen Registrierung.

In praxi wird man natürlich statt 1 g Radium einen winzigen, aber bekannten Bruchteil benutzen. Auch wird man nicht 1 Jahr lang zählen, sondern höchstens einige Stunden.

Man findet $n_a = 4{,}29 \cdot 10^{18}$ pro Gramm Radium und Jahr. Die $2{,}76 \cdot 10^{-5}$ g Helium setzen sich also aus $4{,}29 \cdot 10^{18}$ Atomen zusammen. $4{,}29 \cdot 10^{18}$ 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 die Masse $6{,}63 \cdot 10^{-24}$ g. 4 g Helium bilden das Grammolekül oder Mol des Heliums (vgl. § 77). Ein Mol Helium enthält also $\frac{4}{6{,}63 \cdot 10^{-24}} = 6{,}03 \cdot 10^{23}$ Moleküle. $\boldsymbol{N}$, die universelle, für alle Substanzen identische Zahl der Moleküle im Mol wird hier für ein wohlbekanntes Gas durch direkte Auszählung zu $6{,}03 \cdot 10^{23}$ gefunden. Wie stimmt dieser Wert mit anderen Beobachtungen?

Nach Gleichung (48) ist $\boldsymbol{N}$ mit e, der Amperesekundenzahl des elektrischen Elementarquantums, durch die Gleichung

$$\boldsymbol{N}e = 96\,500 \text{ Amperesekunden}$$

verbunden. Setzen wir $\boldsymbol{N} = 6{,}03 \cdot 10^{23}$ ein, so folgt $e = 1{,}60 \cdot 10^{-19}$ Ampere. Das Elementarquantum e ist durch direkte Ausmessung im „Schwebekondensator" zu $1{,}59 \cdot 10^{-19}$ bestimmt worden (§ 37). Die Übereinstimmung übertrifft jede Erwartung. $\boldsymbol{N}$ und e, zwei Fundamentalkonstanten des Atomismus, sind heute auf 1% genau bekannt.

§ 102. 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 β-Strahlen oder positive Elektrizitätsatome mit den α-Strahlen. Damit

hören sie auf, als Atome des betreffenden Elementes weiter zu existieren. Sie bilden das Atom eines anderen, neuen Elementes mit kleinerem Atomgewicht. Die fundamentale Tatsache dieses „radioaktiven Zerfalles" oder dieser „radioaktiven Umwandlung der Elemente" 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 gewinnt Thoriumemanation mit einem Luftstrom, den man über ein ausgebreitetes Thoriumpräparat hinwegstreichen läßt. Diesem Zweck dient die in Abb. 345 mit *a* bezeichnete Anordnung. Auf dem Boden eines Glasrohres

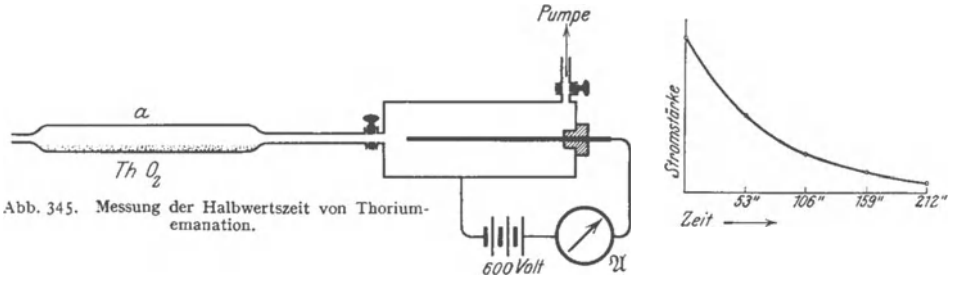


Abb. 345. Messung der Halbwertszeit von Thoriumemanation.

sind 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 α-Strahlen aus. Die Zahl der α-Strahlen pro 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 α-Strahlen mißt man am einfachsten in einem relativen Maße. Man benutzt ihre ionisierende Wirkung. Der rechte Teil der Abb. 345 zeigt eine geeignete Anordnung. Die Luft mit der Thoriumemanation wird in einen Zylinderkondensator eingefüllt und der Sättigungsstrom (Abb. 249) mit einem Drehspulgalvanometer $\mathfrak{A}$ abgelesen. Die beobachtete Stromstärke zeigt einen sehr charakteristischen Verlauf. Sie fällt nach der in Abb. 346 dargestellten Exponentialkurve ab. Sie sinkt innerhalb von je 53 Sekunden auf die Hälfte. Der Bestand der α-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. Sie erlaubt es, die Atome dieses Elementes jederzeit zu identifizieren.

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 α-Strahles, eines zwei-

fach positiv geladenen Heliumatoms (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, das sich unter unseren Versuchsbedingungen nicht bemerkbar macht.

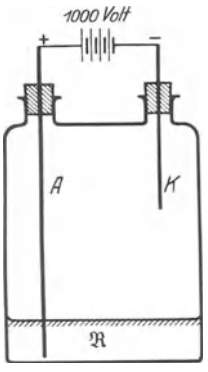


Abb. 347. Gewinnung eines Niederschlages von Radium *A* auf dem Drahte *K*. *R* wäßrige Lösung eines Radiumsalzes.

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 α-Strahles in das Element Thorium B. Es wirkt also ohne verfeinerte Beobachtungsverfahren so, als ob ein zerfallendes Thoriumemanationsatom zwei α-Strahlen liefert. Das nach dem Zerfall von Thorium A verbleibende Element Thorium B gibt nur β- und γ-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). Es findet sich als ständiger Begleiter aller radiumhaltigen Präparate, am bequemsten gewinnt man es über wäßrigen Lösungen von Radiumsalzen.

Radiumemanation zerfällt unter α-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 RaEmanationhaltiger Luft (Abb. 347).

Überraschenderweise müssen Drähte negativ geladen sein. Radium A ist also positiv geladen, obwohl es durch Aussendung eines positiven He^{++}-Ions entstanden ist. Tatsächlich entweichen aber zugleich mit den α-Strahlen eine ganze Reihe sehr langsamer β-Strahlen, oft δ-Strahlen genannt. Daher die positive Ladung des Radium-A-Atomes.

Die Bildung des Radium-A-Überzuges auf einem Draht werde nach 1 Minute unterbrochen. Wir nähern den Draht vorsichtig einem Spitzenzähler (Abb. 342/343) und finden α-Strahlen von 4,8 cm Reichweite.

Nach etlichen Minuten treten auch β-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 dem Blei chemisch zum Verwechseln ähnliches Metall vom Atomgewicht $218 - 4 = 214$. Es ist aber radioaktiv und zerfällt unter β-Strahlemission mit einer Halbwertszeit von 27 Minuten.

Wir warten länger. Nach etwa $^3/_4$ Stunden finden sich α-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.

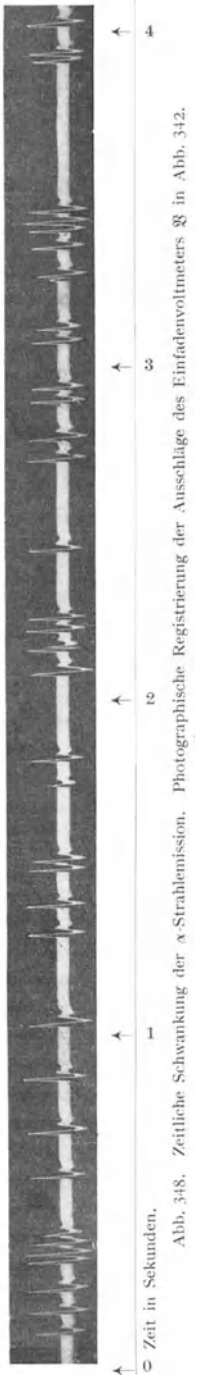


Abb. 348. Zeitliche Schwankung der α-Strahlemission. Photographische Registrierung der Ausschläge des Einfadenvoltmeters $\mathfrak{B}$ in Abb. 342.

Weiter können wir die Reihe im Vorführungsversuch nicht verfolgen. Sie endet bei Blei mit dem Atomgewicht 206, wie es sich auch im handelsüblichen Blei mit vorfindet.

Das gewöhnliche Blei ist ein Mischelement vom Atomgewichte 207,2 (vgl. § 73, 8).

Die Beobachtung des radioaktiven Zerfalles mit dem Spitzenzähler ist in einer Hinsicht noch lehrreicher als die in Abb. 345 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 Regellosigkeit aufeinanderfolgen. Die Abb. 348 gibt ein willkürlich herausgegriffenes Beispiel. Die Häufungen wechseln mit langen Pausen, der Begriff der Halbwertszeit bekommt erst einen Sinn, wenn es sich um sehr große Zahlen von Individuen handelt. Die Halbwertszeit sagt eben über die Lebensdauer des einzelnen Individuums gar nichts aus. Darin gleicht sie den statistischen Angaben über die Dauer des Menschenlebens.

So weit 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.

Der Atomzerfall bringt es mit sich, daß man grundsätzlich nie ein radioaktives Element für sich allein beobachten kann. 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.

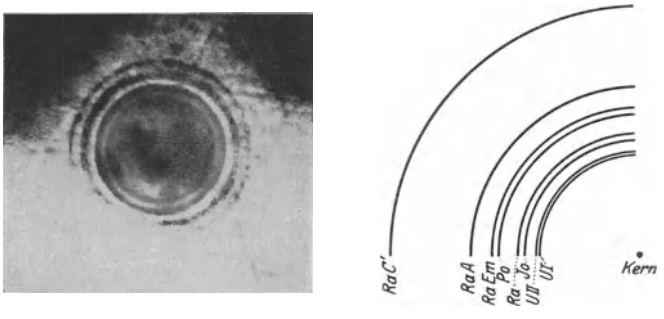


Abb. 349. Verfärbung von Flußspat durch die α-Strahlen der Radiumfamilie.

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 α-Strahlen färben Flußspat im Augenblick des Steckenbleibens, also am Ende ihrer Reichweite. Jedem der α-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. 349 gibt eine 500fach vergrößerte Mikrophotographie mit erläuternder Zeichnung. Jeder einzelnen Reichweite ist der Name des zugehörigen Elementes zugeordnet. Es sind sämtliche α-Strahler aus der Ra-Familie oder -Reihe vertreten.

§ 103. Zertrümmerung von Atomen. Die Frage der Urelemente. Die elektrische Natur jeder Masse. 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.

Diese wesentlichen Bausteine sind die Elektrizitätsatome. Und zwar negative als Elektronen (Atomgewicht $^1/_{1800}$), die positiven hingegen verknüpft mit der Masse eines Heliumatoms (Atomgewicht 4). Für die radioaktiven Elemente ist dieser Tatbestand einwandfrei erwiesen. Gilt gleiches für die übrigen Elemente, die nicht spontan, nicht „radioaktiv" zerfallen? Die Frage ist heute mit Sicherheit zu bejahen. Atome beliebiger Elemente lassen sich durch gewaltsame äußere Eingriffe zertrümmern. Man muß sie mit α-Strahlen radioaktiver Substanzen bombardieren. Gelegentlich, wenngleich selten, gibt es einen Treffer, dem das getroffene Atom nicht standhält. Aus Bruchteilen des zertrümmerten Atomes findet sich außer Elektronen und den bekannten Helium-α-Strahlen noch eine neue Sorte von Bausteinen: es sind einwertige, positive Wasserstoffionen oder Protonen. Sie erscheinen als α-Strahlen einer abnorm großen Reichweite. Das Atomgewicht der Protonen ist nach den üblichen Methoden bestimmt worden (vgl. § 73,8).

Die Einzelheiten dieser bedeutsamen Untersuchungen führen hier zu weit. Ihr Ergebnis hat die alte Frage der Urelemente wieder aufleben lassen. Die Antwort kann kaum noch zweifelhaft sein. Die Urelemente sind die negativen und positiven Elektrizitätsatome, die Elektronen und die Protonen. Das Atomgewicht des Elektrons ist $^1/_{1800}$, das des Protons ist 1. Das Proton ist ein einwertiges positives Wasserstoffatomion. Ein Proton und ein Elektron zusammen bilden ein neutrales Wasserstoffatom. Am Aufbau eines Heliumatomes sind bereits vier Protonen beteiligt usf. Der moderne Atomismus kennt nur noch zwei wirkliche Substanzen, die Atome der positiven und der negativen Elektrizität. Alle greifbare Substanz ist in letzter Linie aus diesen Bausteinen zusammengesetzt.

Diese Auffassung verlangt die Preisgabe althergebrachter Gedankengänge. Dem naiven Menschen sind die mechanischen Vorgänge des täglichen Lebens das anschaulich und gefühlsmäßig Vertraute. Seine Deutungsversuche physikalischer Erscheinungen erstreben ein Verstehen im Sinne mechanischer Bilder und Gleichnisse. Die neue Physik hat unter dem erdrückenden Zwange der Tatsachen das entgegengesetzte Verfahren einschlagen müssen. Ihr erscheinen die mechanischen Vorgänge als etwas Sekundäres, das es in letzter Linie elektrisch, mit elektrischem Feld und Elektrizitätsatomen, zu deuten gilt.

Der Sinn derartiger Gedankengänge soll zum Schluß kurz an dem mechanischen Begriffe der Masse erläutert werden.

Ein als Kathodenstrahl fliegendes Elektron enthält eine gewisse Energie. Sie läßt sich beim Aufprall auf ein Hindernis in Wärme verwandeln und in Kalorien messen (Abb. 251). Man findet sie dem Quadrate der Elektronengeschwindigekit u proportional. Wir haben sie daher als kinetische Energie $\frac{1}{2} m u^2$ gedeutet und m die Masse des Elektrons genannt. Das war ein durchaus mechanisch eingestellter Gedankengang. Man beobachtet eine mit u^2 proportionale Energie eines Elektrons und betrachtet als ihren Träger eine Masse im Sinne der klassischen Mechanik.

Man kann aber den experimentellen Tatbestand auch elektrisch deuten. Ein bewegtes Elektron läßt sich als Strom auffassen. Im Plattenkondensator der Abb. 350 bewegt sich ein Elektron in Richtung des Pfeiles mit der Geschwindigkeit u. Dann zeigt uns das Amperemeter den Konvektionsstrom $e\,u/d$ Ampere. Die Stromstärke ist der Geschwindigkeit u des Elektrons proportional.

Jetzt hatte oben der experimentelle Befund die Energie des fliegenden Elektrons mit u^2 proportional ergeben. Infolgedessen ist die Energie eines fliegenden Elektrons auch proportional zu i^2. Eine zu i^2 proportionale Energie

eines Stromes ist uns längst bekannt. Es ist die magnetische Energie des Stromes

$$E_m = \tfrac{1}{2} L i^2 . \tag{32}$$

Dabei ist der Proportionalitätsfaktor L keine mechanische, sondern eine rein elektrische Größe. L, der Selbstinduktionskoeffizient, hat die Dimension Voltsekunden/Ampere. L ist das Maß für die Trägheit, mit der sich das Magnetfeld des Stromes jeder Änderung widersetzt (§ 60). L hängt stets von der geometrischen Gestalt des Magnetfeldes ab. Für den einfachen Fall eines homogenen Magnetfeldes einer gestreckten Spule haben wir früher L nach Gleichung (31) berechnen können. Das Magnetfeld eines fliegenden Elektrons ist recht kompliziert. Es entsteht durch den Verschiebungsstrom, durch die räumlich-zeitliche Änderung des elektrischen Feldes bei der Bewegung des Elektrons. Ein Momentbild des elektrischen Feldes ist in der Abb. 350a schematisch skizziert.

Tabelle 9.

Geschwindigkeit des Elektrons in Bruchteilen der Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sek	Masse des Elektrons in Vielfachen von $9 \cdot 10^{-28}$ g
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	7,09
0,998	15,82

Berechnung von L erfordert Annahmen über Gestalt und Größe des Elektrons. Die Rechnung läßt sich unschwer durchführen. Man kann demnach die Masse eines Elektrons rein elektrisch deuten als Trägheit einer magnetischen Feldenergie.

Für die elektrische Deutung der Elektronenmasse spricht eine sehr wichtige experimentelle Entdeckung: Die Masse eines Elektrons ist keineswegs konstant. Ihr Zahlenwert $9 \cdot 10^{-28}$ ist lediglich ein unterer Grenzwert. Er gilt nur für Elektronen, deren Geschwindigkeit u klein gegen die Lichtgeschwindigkeit c ist. Beim Übergang zu höheren Geschwindigkeiten findet man größere Werte der Masse (KAUFMANN 1901). Das war schon in den Messungen der Tabelle 3 angedeutet, aber damals nicht von uns beachtet.

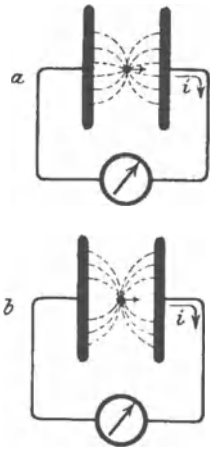


Abb. 350a, b. Änderung des elektrischen Feldes eines Elektrons mit seiner Geschwindigkeit.

Die hohen Geschwindigkeiten der radioaktiven β-Strahlen haben die früheren Messungen ergänzen lassen. Sie führen zu den in der Tabelle 9 wiedergegebenen Zahlen.

Die Masse m steigt bei Annäherung an die Lichtgeschwindigkeit rapide. In Gleichungsform läßt sich der experimentell beobachtete Zusammenhang folgendermaßen darstellen:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{c}\right)^2}} . \tag{51}$$

m_0 ist der Grenzwert der Masse eines ruhenden Elektrons.

Eine mechanische Auffassung der Masse steht dieser experimentellen Tatsache ratlos gegenüber. Eine Masse, deren Zahlenwert mit der Geschwindigkeit zunimmt, ist vom mechanischen Standpunkt geradezu paradox.

Bei der elektrischen Auffassung der Masse hingegen ist der Einfluß der Geschwindigkeit nicht überraschend. Denn der Selbstinduktionskoeffizient hängt von der Gestalt des Magnetfeldes ab, und diese wiederum wird von dem Ver-

schiebungsstrom des elektrischen Feldes bedingt. Für geringe Elektronengeschwindigkeiten hat das elektrische Feld in jedem Augenblick die in Abb. 350a skizzierte Gestalt. Bei Annäherung an die Lichtgeschwindigkeit c wird die Gestalt des elektrischen Feldes verzerrt (Abb. 350b). Denn die Änderungen des elektrischen Feldes breiten sich selbst nur mit Lichtgeschwindigkeit aus (§ 109). Zu diesem verzerrten Feld des fliegenden Elektrons gehört ein anders verteilter Verschiebungsstrom und eine gesteigerte Energie. Nach diesem Gedankengang ist die Zunahme der Masse m vom elektrischen Standpunkt aus wenigstens qualitativ zu übersehen.

In § 53 wurde die Bedeutung des Selbstinduktionskoeffizienten und der Trägheit des Magnetfeldes mit besonderer Dringlichkeit betont. Jetzt offenbart sich die volle Tragweite der dort experimentell gewonnenen Erkenntnisse: die Masse m der Mechanik wird zu einem elektrischen Problem. Sie erscheint nicht mehr als Attribut der greifbaren Körper, sondern der Energie.

XI. Elektrische Wellen.

§ 104. 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. 351a).

2. Das sich langsam ändernde elektrische Feld. Die beiden Platten des Kondensators werden durch einen Leiter verbunden. Es ist in Abb. 351b ein längerer, aufgespulter Draht. Das elektrische Feld zerfällt. Aber die Selbstinduktion des Leiters läßt den Vorgang noch „langsam" verlaufen. D. h. man darf noch die Zeit vernachlässigen, innerhalb deren sich die bei α einsetzende Feldänderung bei β bemerkbar macht. Die elektrische Feldstärke hat noch in jedem Augenblick bei α und β praktisch gleich große Werte. Das wird durch gleiche Abstände der Feldlinien bei α und β zum Ausdruck gebracht.

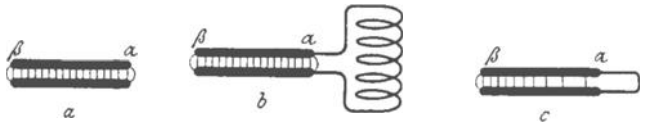


Abb. 351. *a* ruhendes *b* und *c* zerfallendes elektrisches Feld eines Kondensators.

Jetzt kommt in diesem Kapitel als letzter Fall

3. das sich rasch ändernde elektrische Feld. In Abb. 351c ist der Leiter kurz, seine Selbstinduktion klein. Das Feld zerfällt „rasch": d. h. die Laufzeit der Feldänderung für den Weg $\alpha\beta$ darf nicht mehr vernachlässigt werden. Der durch den Leiter bewirkte Feldzerfall ist bei α bereits viel weiter fortgeschritten als bei β. 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 Erscheinungen, die uns nachher als Hilfsmittel dienen sollen. Wir knüpfen an frühere Ausführungen an und behandeln

1. in § 105 die bequeme Herstellung von Wechselströmen sehr hoher Frequenz,
2. in § 106 die Herstellung erzwungener elektrischer Schwingungen.

Im Besitz dieser Hilfsmittel gelangen wir dann in § 107 zu etwas Neuem, dem elektrischen Dipol. Dann kommt endlich in den §§ 108—113 das eigentliche Thema: Die elektrischen Drahtwellen und die freie Strahlung.

§ 105. 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. 177), 2. die Schwingungen eines aus Kondensator und Spule bestehenden Kreises (Abb. 222b).

Die üblichen technischen Wechselstromgeneratoren haben meist Frequenzen von 50^{-1} sek. Die Frequenz 500^{-1} sek ist schon seltener. 10^4 oder 10^5 Perioden pro Sekunde erfordern technisch schwierigere Sonderbauarten. Die Wechselströme der Generatormaschinen sind zeitlich ganz konstant und völlig ungedämpft. Alle aufeinanderfolgenden Stromamplituden sind von gleicher Größe (Abb. 178a).

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 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. 223). Diesen Nachteil kann man jedoch verhältnismäßig einfach beheben. Die Technik hat dafür etliche gute Verfahren ersonnen. Sie beruhen genau wie in der Mechanik auf dem Prinzip der Selbststeuerung.

Wir bringen zunächst ein mechanisches Beispiel. Die Abb. 352a 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.

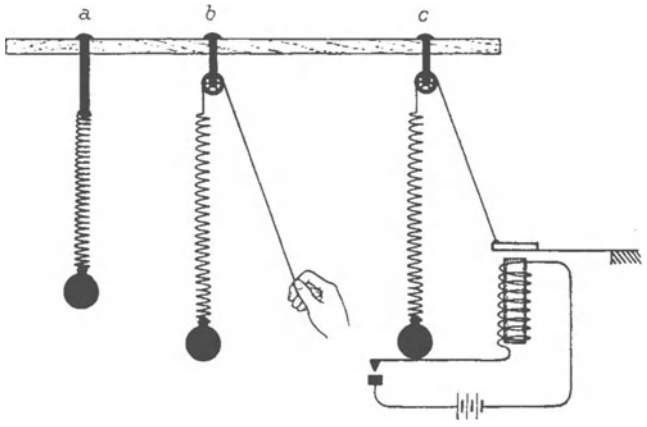


Abb. 352a—c. Zur Selbststeuerung eines mechanischen Pendels.

Soll das Pendel ungedämpft schwingen, so 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. 352b). Man spannt die Feder jedesmal dann, wenn die Kugel ihren tiefsten Punkt erreicht.

Die Einschaltung der menschlichen Aufmerksamkeit läßt sich leicht umgehen. Das Pendel kann selbst dafür sorgen, daß eine Kraft jedesmal in der richtigen Stellung seine Feder spannt. Die Abb. 352c 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, die wir bequem mit einem Drehspulamperemeter verfolgen können. Wir nehmen den in Abb. 224 benutzten Kreis. Seine Frequenz betrug 0,5 sek^{-1}, d. h. der Amperemeterzeiger 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. 353 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. Berührt der Zeiger von links kommend den Draht *a*, so wird eine Verbindung mit dem negativen Pol der städtischen Zentrale hergestellt, die Spannung des Kondensators wieder auf 220 Volt erhöht. Kommt der Zeiger von rechts, geschieht das nicht. Denn die linke Seite des Zeigers ist mit einer isolierenden Papierschicht *P* beklebt.

Diese primitive Einrichtung arbeitet einwandfrei. Wir beobachten ungedämpfte Schwingungen, ein gleichförmiges Pendeln des Amperemeterzeigers, einen konstant fließenden Wechselstrom. Eine Glühlampe in der Leitung zur

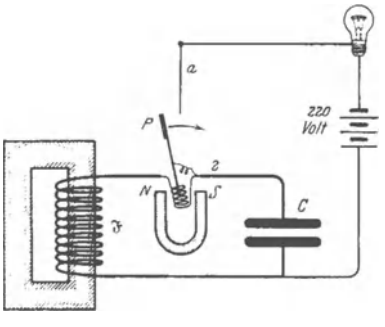


Abb. 353. Selbststeuerung eines elektrischen Schwingungskreises sehr kleiner Frequenz mit einem mechanischen Schaltwerk.

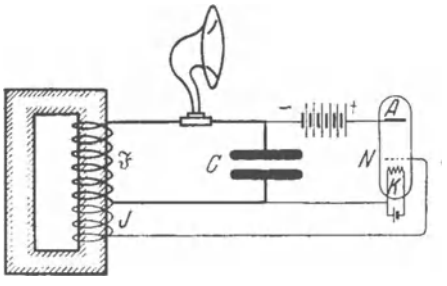


Abb. 354. Selbststeuerung eines elektrischen Schwingungskreises hörbarer Frequenz mit dem trägheitslosen Elektronenschalter.

Zentrale blitzt bei jedem Kontakt des Schalters *Pa* auf. Man sieht die jedesmalige Ergänzung der Kondensatorladung. Die Schwingungsdauer des Kreises läßt sich in üblicher Weise durch eine Verminderung der Kondensatorkapazität verkleinern.

So weit 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. 254). Das Schema eines solchen findet man rechts in der Abb. 354. Der Leitungsstrom läuft als Elektronenschwarm von der glühenden Kathode *K* zur Anode *A*. Unterwegs passiert er die netzartig durchbrochene dritte Elektrode *N*. Der Strom wird unterbrochen, oder bildlich „der Schalter wird geöffnet", sobald man dem Netz eine negative Ladung zuführt. „Er wird geschlossen", sobald das Netz entladen wird oder gar eine positive Ladung erhält.

Wir zeigen die Anwendung dieses trägheitslosen Elektronenschalters zunächst für einen elektrischen Schwingungskreis einer Frequenz von etwa 1000 sek^{-1}. $\mathfrak{J}$ ist eine Spule mit Eisenkern (Selbstinduktionskoeffizient L etwa $= 1$ Henry).

C ist ein Drehkondensator (Kapazität C bis $2 \cdot 10^{-9}$ Farad). Auf dem Eisenkern der Spule $\mathfrak{F}$ befindet sich eine Induktionsspule J. Ihre Enden sind mit der Kathode und dem Netz des Elektronenschalters leitend verbunden. Diese Spule ist das eigentliche Steuerorgan. Sie entspricht der Drehspule in Abb. 353. 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 abwechselnd positiv und negativ, und zwar mit Hilfe der Spannungen, die das wechselnde Magnetfeld der Spule $\mathfrak{F}$ in ihr induziert.

Zum Nachweis der Schwingungen im Kreise $\mathfrak{F}C$ 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 $\mathfrak{F}$ entladen. Man hört einen ganz rasch verklingenden, etwa schnalzenden Ton. Mit der Selbststeuerung hingegen dauert der Ton unbegrenzt an. Die Schwingungen sind ungedämpft, im Kreise $\mathfrak{F}C$ 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.

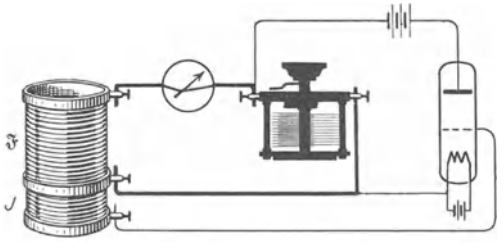


Abb. 355. Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen einer Frequenz von 10^5 sek^{-1}

Als zweites Beispiel nehmen wir einen Schwingungskreis, dessen Frequenz weit über den menschlichen Hörbereich hinausgeht. Dieser Kreis ist halbschematisch in der Abb. 355 dargestellt. Seine Feldspule $\mathfrak{F}$ hat einen viel kleineren Selbstinduktionskoeffizienten L, etwa noch $3 \cdot 10^{-3}$ Henry. Die Spule ist, ebenso wie die Induktionsspule J, auf einen Pappzylinder von etwa 10 cm Durchmesser aufgewickelt. Ihre Windungszahl beträgt einige hundert, ein Eisenkern ist nicht vorhanden. Der Drehkondensator und die Schaltung sind die gleichen wie in Abb. 354. Die Frequenz berechnet sich nach Gleichung (40) zu etwa 10^5 sek^{-1}.

Als Indikator des Wechselstromes dient ein Hitzdrahtamperemeter. Man sieht in dem aus $\mathfrak{F}$ und C gebildeten Kreise einige Ampere Wechselstrom fließen. Dieser Strom muß also den etliche Millimeter betragenden Luftzwischenraum zwischen den Platten des Drehkondensators als Verschiebungsstrom überbrücken. Verschiebungsströme dieser Größenordnung haben wir früher bei den Frequenzen des technischen Wechselstromes nur erzielen können, wenn die Länge der Feldlinien nicht über einige hundertstel Millimeter hinausging und Kondensatorflächen von etwa 100 m² zur Verfügung standen.

Die Anordnung arbeitet völlig lautlos. Es fehlt das Surren eines Maschinengenerators oder das störende Funkengeräusch in den Schaltorganen gedämpft schwingender Kreise. Man verdankt diese experimentell glänzende Anordnung dem deutschen Ingenieur Alexander Meissner.

Durch weitere Verkleinerung der Kapazität und des Selbstinduktionskoeffizienten kann man in gleicher Weise ohne nennenswerte Mühe Frequenzen des Wechselstromes bis zu 10^8 sek^{-1} erreichen. Aber es tritt bei einer Steigerung der Frequenz mehr und mehr ein Mangel hervor: die wesentlichen Teile des Schwingungskreises, Kondensator und Spule, treten in ihren Abmessungen neben den ganz unwesentlichen Hilfsorganen der Selbststeuerung zurück. Die

Kreise verlieren völlig ihre Übersichtlichkeit, zumal man bei hohen Frequenzen die Kapazität der von den Elektroden des Elektronenschalters gebildeten Kondensators nicht mehr als unwesentlich vernachlässigen darf. Die Abb. 356 zeigt ohne jeden Kommentar einen Schwingungskreis mit Selbststeuerung für die Frequenz von etwa 10^8 sek^{-1}. Es geht hier wie mit den alten Influenzmaschinen unserer Lehrbücher. Vor lauter Nebensächlichkeiten kann selbst der Fachmann kaum noch den einfachen Kern herausschälen.

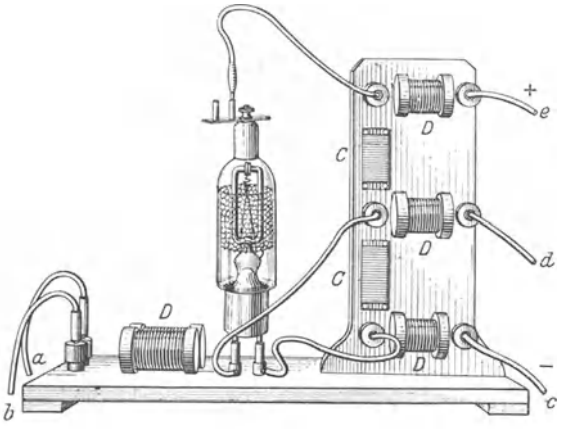


Abb. 356. Erzeugung ungedämpfter elektrischer Schwingungen einer Frequenz von etwa 10^8 sek^{-1}. Zwischen *c* und *e* ca. 800, zwischen *d* und *c* ca. 20 Volt. *a* und *b* Heizstromleitungen. *D* Drosselspulen. *c* Blockkondensatoren.

Es lohnt nicht, seine Zeit an solche Vexierbilder zu verschwenden. Man muß vielmehr die 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 Elektronenschalters und der Mannigfaltigkeit seiner Anwendung zur Schwingungserzeugung in keiner Weise gerecht werden. Es soll nur ein Hilfsmittel, das wir im folgenden brauchen, in einer einzigen Ausführungsform in großen Zügen verständlich gemacht werden.

§ 106. Erzwungene elektrische Schwingungen. Wie bei der Selbststeuerung beginnen wir auch hier mit einem mechanischen Beispiel. Die Abb. 357 zeigt uns rechts wieder ein einfaches Pendel *f*, eine Kugelmasse an einer Spiralfeder aufgehängt. Sie vollführt mit Hilfe einer Selbststeuerung ungedämpfte Schwingungen. Die Selbststeuerung ist im Wesen die gleiche wie früher in Abb. 352c. Sie ist nur technisch ein bißchen vereinfacht. Elektromagnet und Schnurzug sind weggefallen. Die Feder spannt sich bei Stromschluß selbst, weil die Windungen sich gegenseitig durch ihr Magnetfeld anziehen. Es ist einfach die tanzende Spirale, die uns schon in Abb. 169 begegnet war.

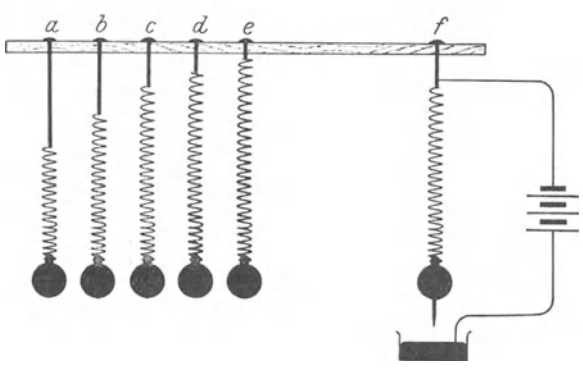


Abb. 357 a—f. Erzwungene mechanische Schwingungen. *f* Erreger, *a* bis *e* Resonatoren.

Die Spirale hängt oben an einem horizontal gelagerten Stabe. Am anderen Ende des Stabes hängt eine Reihe ähnlicher Pendel an Halterstäben verschiedener Länge. Infolge der verschiedenen Federlängen haben die Pendel teils größere, teils kleinere Eigenfrequenz als das selbstgesteuerte Pendel am rechten Ende. Wir wollen das letztere fortan kurz als den „Erreger" bezeichnen.

Läßt man den Erreger schwingen, so vollführt der horizontale Stabträger durch Reaktion kleine Bewegungen in der vertikalen (hier Papier-) Ebene. Durch diese Bewegungen werden die Federn der links hängenden Pendel periodisch gespannt. Ihre Kugelmassen beginnen auf und nieder zu schwingen, und zwar nicht mit ihren Eigenfrequenzen, sondern mit der Frequenz des Erregers. Sie vollführen „erzwungene" Schwingungen.

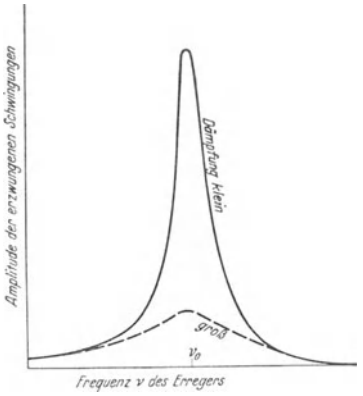


Abb. 358. Resonanzkurve bei kleiner und bei großer Dämpfung.

Die Amplitude der erzwungenen Schwingungen ist im allgemeinen klein. Große Werte erreicht sie nur bei denjenigen der Pendel, deren Eigenfrequenz der Frequenz des Erregers nahekommt. Am stärksten schwingt das Pendel *c*, dessen Eigenfrequenz mit dem des Erregers *f* übereinstimmt. Eine graphische Darstellung gibt das in Abb. 358 gezeichnete Bild. Man bezeichnet in üblicher Weise die zu erzwungenen Schwingungen angeregten Pendel als „Resonatoren". Die in Abb. 358 eingetragene Amplitudenverteilung der erzwungenen Schwingungen heißt die Resonanzkurve. Sie wird in der Mechanik ausgiebig behandelt. Insbesondere wird ihre Abhängigkeit von der Dämpfung der Resonatoren gezeigt. Die Resonanzkurve wird um so flacher, je stärker die Resonatoren gedämpft sind, d. h. je rascher sie, einmal angestoßen („Stoßerregung"), ihre Schwingungen abklingen lassen. Nur bei kleiner Dämpfung bekommt man eine starke Auszeichnung derjenigen Resonatoren, deren Frequenz mit der Erregerfrequenz übereinstimmt. So weit das mechanische Beispiel.

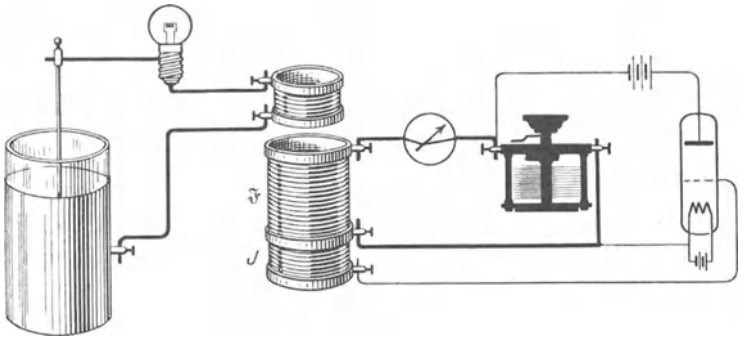


Abb. 359. Erzwungene elektrische Schwingungen, links Resonator, rechts Erreger.

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. Rechts in der Abb. 359 sehen wir einen ungedämpft schwingenden Erregerkreis mit seinen Organen der Selbststeuerung. Links von ihm befindet sich der Resonatorkreis.

Bei den mechanischen Pendeln in Abb. 357 übernahm der horizontale Stab durch seine kleinen Bewegungen in der Papierebene die Energieübertragung vom Erreger zum Resonator. Hier ist es das Magnetfeld des Erregerkreises, das mit seinen Feldlinien in der Spule des Resonatorkreises Spannungen und Ströme induziert.

Als Resonator nehmen wir den in Abb. 359 links dargestellten, eine Spule auf einem Papprohr, verbunden mit einer kleinen Leidener Flasche als Kondensator. Als Indikator für die erzwungenen Schwingungen, d. h. als billiges Wechselstromamperemeter, dient uns ein kleines Glühlämpchen. Wir haben es uns zuvor roh geeicht. Weißglut bedeutet etwa 0,5 Ampere.

Wir nähern die beiden Kreise einander so weit, daß etliche der magnetischen Feldlinien des Erregers die Spule des Resonators durchsetzen. Dann geben wir beiden Kreisen angenähert die gleiche Frequenz, indem wir die Kapazität des Erregerkreises mit Hilfe seines Drehkondensators langsam verändern. Wir finden bald eine „Abstimmung". Das Lämpchen leuchtet in heller Weißglut.

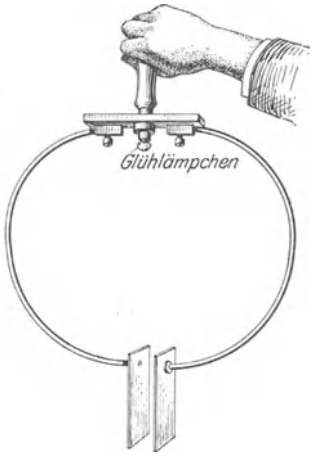


Abb. 360. Sehr einfacher geschlossener elektrischer Schwingungskreis zur Vorführung erzwungener elektrischer Schwingungen. Die Glühlampe dient als Indikator für den Wechselstrom im Drahtbügel.

Spule und Leidener Flasche 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. 360 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. 356 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 $^1/_2$ Ampere und einer Frequenz von rund 100 Millionen pro Sekunde.

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.

Abb. 361. Mechanisches Pendel und elektrischer Schwingungskreis.

§ 107. 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 einer trägen Masse und einer Spiralfeder. In der Elektrizitätslehre entspricht ihr der elektrische Schwingungskreis aus Spule und Kondensator. Wir haben die Analogie beider in § 62 genau durchgeführt und verweisen auf die Abb. 361.

Das einfache Pendel in der Mechanik läßt Masse und Federkraft sauber getrennt unterscheiden. Man kann die Masse der Kugel so groß wählen, daß man die kleine Masse der Feder neben ihr vernachlässigen darf.

Weiterhin kennt aber die Mechanik zahllose schwingungsfähige Gebilde, bei denen von einer getrennten Lokalisierung von Masse und Federkraft keine Rede ist. Das typische Beispiel ist die gespannte Saite. Jedes Längenelement der Saite stellt sowohl ein Stück träger Masse wie ein Stück gespannter Feder dar.

Genau Entsprechendes gilt von den elektrischen Schwingungen. Im gewöhnlichen Schwingungskreis, etwa in Abb. 361, können wir die Spule als Sitz des trägen magnetischen Feldes und den Kondensator als Sitz der Spannung klar unterscheiden. Wir dürfen also z. B. vernachlässigen, daß, strenggenommen, schon je zwei benachbarte Windungen der Spule einen Kondensator mit endlicher Kapazität darstellen. Aber es gibt andere elektrisch schwingungsfähige Gebilde, bei denen diese getrennte Lokalisierung ebenso unmöglich ist wie bei der mechanisch schwingenden Saite. Den extremen Fall dieser Art stellt der elektrische Dipol dar. Ihm wenden wir uns jetzt zu.

Wir greifen wieder zu dem einfachsten unserer Schwingungskreise, zu dem in der Abb. 360 dargestellten. Der Strom, der Kupferbügel und Lampe als Leitungsstrom durchfließt, muß den 5 cm großen Abstand der Kondensatorplatten als Verschiebungsstrom überbrücken. Wir wollen den Bereich dieses Verschiebungsstromes systematisch vergrößern und dabei die Kondensatorplatten dauernd verkleinern. Wir wollen den in Abb. 362 skizzierten Übergang machen. Durch Probieren ergibt sich dabei die Möglichkeit, die allmähliche Verkümmerung des Kondensators durch eine Verlängerung der beiden Drahtbügelhälften zu kompensieren. Die Lampe leuchtet weiter, es fließt nach wie vor ein Wechselstrom.

Im Grenzübergang gelangen wir zu der Abb. 362e, einem geraden Draht, in dessen Mitte die Lampe hell leuchtet. Das ist ein elektrischer Dipol. Die Abb. 363 zeigt uns den Dipol in seiner wirklichen Ausführung, die Hand mag als Maßstab dienen.

Das Lämpchen läßt sich ohne weiteres durch ein technisches Hitzdrahtamperemeter ersetzen, das zeigt einen Strom von etwa 0,5 Ampere. Auf die Länge des Dipols kommt es nicht genau an. 10 cm mehr oder weniger an jedem Ende spielen gar keine Rolle. Der Dipol spricht trotzdem auf die Frequenz des Erregers (ca. 10^8) an, den wir uns in der Abb. 363 etwa in $^1/_2$ m Abstand denken müssen. Der Dipol ist also ein Resonator großer Dämpfung (§ 106 und Abb. 358).

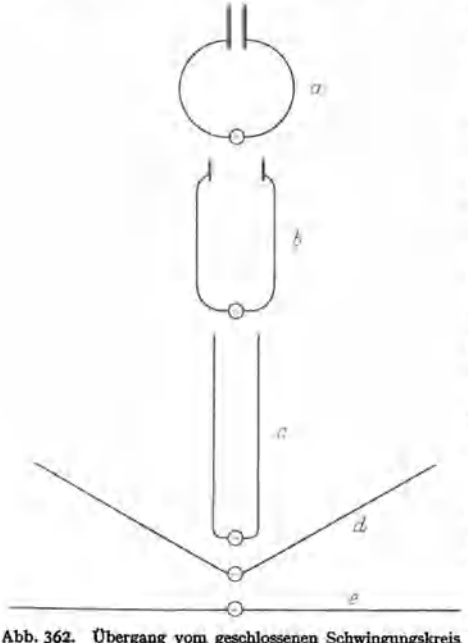


Abb. 362. Übergang vom geschlossenen Schwingungskreis zum elektrischen Dipol.

Dieser elektrische Dipol ist das Analogon zur mechanischen Saite. Die schwingende Saite zeigt unserem Auge das in Abb. 364 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 größ-

Abb. 363. Elektrischer Dipo von etwa 2 m Länge.

in der Mitte der Saite, bei Annäherung an die Enden werden sie beiderseits Null.

Genau analog ist es mit dem elektrischen Dipol. Nur bedeutet die Ordinate in Abb. 365 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 nur um ganz geringfügige Verschiebungen. Eine Überschlagsrechnung ergibt, daß die Elektronen in der Dipolmitte beiderseits nur um etwa $^1/_{10}$ Atomdurchmesser hin und her wackeln (vgl. 183).

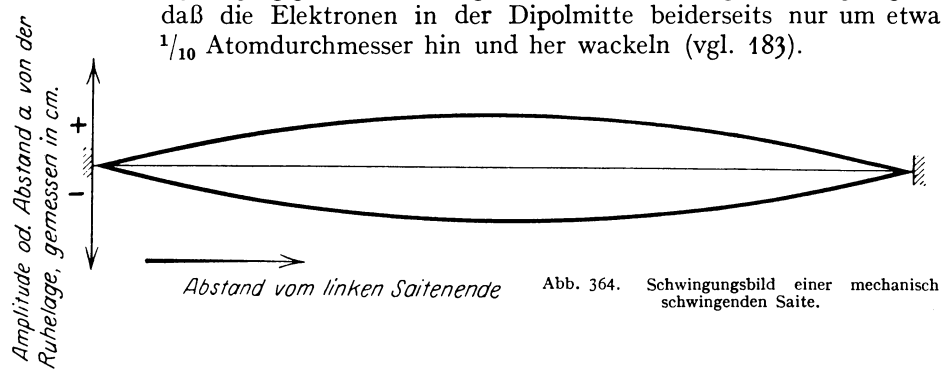


Abb. 364. Schwingungsbild einer mechanisch schwingenden Saite.

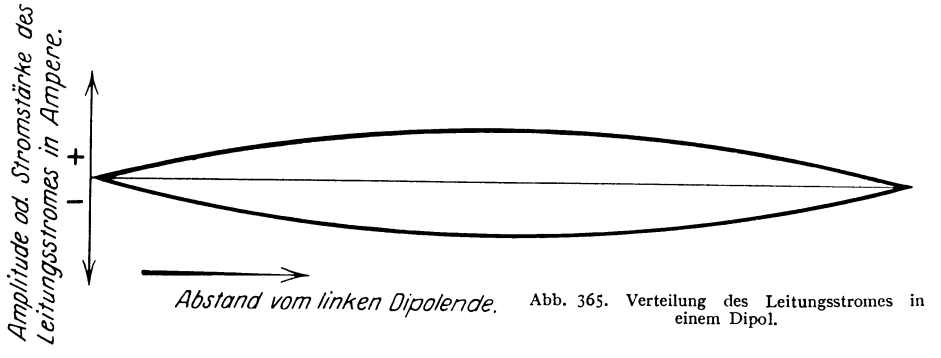


Abb. 365. Verteilung des Leitungsstromes in einem Dipol.

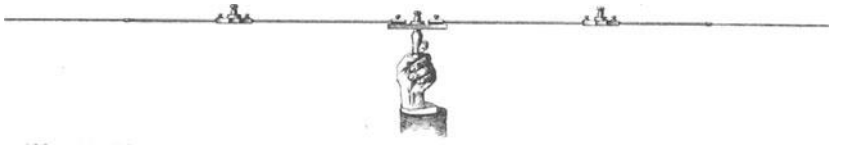


Abb. 366. Dipol mit drei Glühlampen zur Vorführung der Verteilung des Leitungsstromes in ihm.

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. 366 glühen nur noch gelbrot. Durch die Abb. 365 und 366 gewinnt das Wort „Dipolschwingungen" einen sehr anschaulichen Sinn: der Leitungsstrom in einem Dipol ist längs der Dipollänge genau so verteilt wie die Amplituden der stehenden Wellen einer querschwingenden Saite.

Diese Übereinstimmung geht noch weiter. Die Saite in Abb. 364 schwingt in ihrer Grundschwingung. In Abb. 367 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 6 m Länge schematisch gezeichnet. Er ist aus zweien der zuvor benutzten Dipole zusammengesetzt. Eingeschaltete Glüh-

lämpchen 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 9, 12 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. 368 skizzierte Schaltung. Man erzeugt auf diese Weise ebenso ungedämpfte Wechselströme der Frequenz 10^8 wie mit dem in Abb. 356 abgebildeten Apparat. Der selbstgesteuerte Dipol hat vor der Abb. 356 den Vorteil eines klareren Schaltbildes, aber den Nachteil, die Kenntnis der Dipolschwingungen bereits vorauszusetzen.

So weit 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 zeitlichen 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.

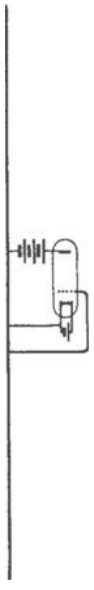


Abb. 368. Dipol mit Selbststeuerung.

§ 108. Stehende elektrische Drahtwellen zwischen zwei Paralleldrähten. Die elektrischen Feldlinien eines offenen geraden Dipoles 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

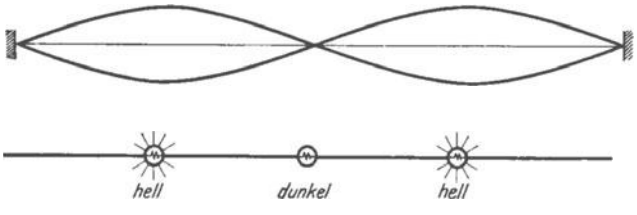


Abb. 367. Ein Dipol in erster Oberschwingung.

einfachen Verhältnisse eines geraden, offenen Dipoles wagen wir uns zunächst noch nicht heran. Wir vereinfachen die Bedingungen erst einmal so, daß wir über den Verlauf der Feldlinien nicht im unklaren sein können. Zu diesem Zweck gehen wir noch ein Stück des Weges zurück, der uns zum Dipol geführt hat.

Beim Übergang vom geschlossenen Schwingungskreis zum offenen Dipol gab es die in Abb. 369a dargestellte Zwischenform. Man kann sie kurz als einen nicht aufgeklappten Dipol bezeichnen. Nähern wir dies Gebilde dem aus der Abb. 356 bekannten Erreger, so zeigen die Lämpchen sogleich die Verteilung des Leitungsstromes. Das mittlere Lämpchen leuchtet am hellsten, der Bauch des Leitungsstromes liegt in der Mitte.

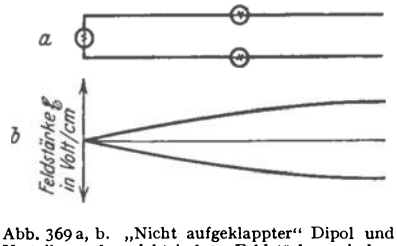


Abb. 369 a, b. „Nicht aufgeklappter" Dipol und Verteilung der elektrischen Feldstärke zwischen seinen Schenkeln.

Bei diesem Gebilde kann über den Verlauf der elektrischen Feldlinien zwischen den beiden Schenkeln kein Zweifel herrschen. Die Verteilung der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}$ ist in der Abb. 369b graphisch dargestellt. Es sollen wieder die Höchstwerte sein, die zweimal während jeder Schwingung erreicht werden. Die oberen Ordinaten gelten für die Augenblicke, in denen der obere Schenkel positiv ist, die unteren für die, in denen er negativ ist. Man kann die Ordinaten entweder als Feldstärken lesen und in Volt/cm zählen, oder man kann sie als Verschiebungsstrom lesen und in Ampere zählen. Denn die Gebiete hoher Feldstärke sind gleichzeitig Gebiete großer Verschiebungsströme.

Man kann dem Ende eines Dipoles einen oder mehrere Dipole gleicher Länge anhängen (Abb. 367). Das ist in der Abb. 370a geschehen. Die Grenzen der

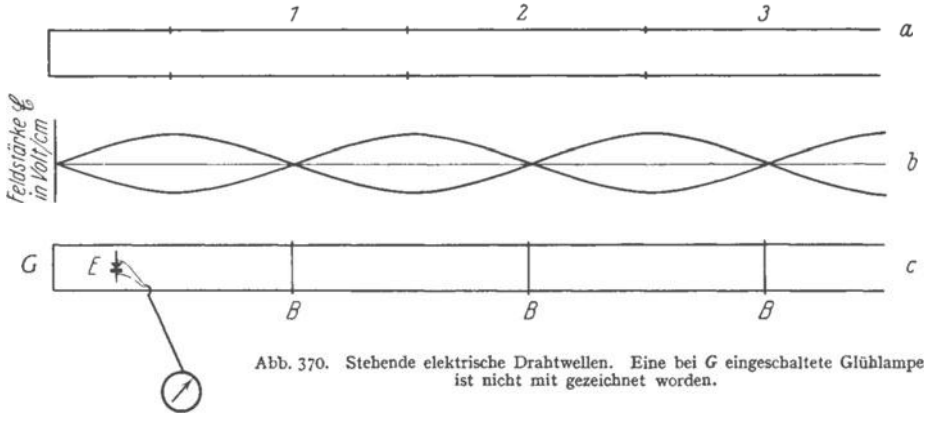


Abb. 370. Stehende elektrische Drahtwellen. Eine bei G eingeschaltete Glühlampe ist nicht mit gezeichnet worden.

einzelnen Dipole sind durch Querstriche markiert. Darunter ist wieder die Feldverteilung gezeichnet, die Bäuche, in denen Feldstärke und Verschiebungsstrom ihre größten Werte erreichen, und die Knoten, in denen sie Null sind (Abb. 370b).

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. 370c). Es ist die schon aus Abb. 232 bekannte Anordnung. Der Verschiebungsstrom erzeugt in dem Drahtstück oder Empfänger einen Leitungsstrom. Es ist ein Wechselstrom. Zum Nachweis verwandelt man ihn in Gleichstrom, da es meist an Wechselstrommessern ausreichender Empfindlichkeit fehlt. Zur Gleichrichtung dient ein Thermokreuz oder ein Detektor, wie er in der Mitte von E angedeutet ist. Von ihm führen die Leitungen zum Gleichstrommesser. Durchläuft man mit dem Empfänger die Länge der Schenkel, so lassen sich die Knoten, d. h. die Nullstellen des Verschiebungsstromes, mit großer Schärfe aufsuchen. 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. 370c). Das stört, wie eine bei G eingeschaltete Glühlampe zeigt, die stehenden Wellen nicht im geringsten.

Die auf diese Weise abgeteilten einzelnen Drahtrechtecke kann man als geschlossene Resonatoren betrachten, deren Eigenfrequenz auf die des Erregers abgestimmt worden ist. Diese Auffassung benutzt man meistens, wenn man die Versuche ohne Kenntnis der Erregerfrequenz und der zugehörigen Dipollänge mit einer beliebig ausgespannten Doppelleitung anstellt. Man kann die Selbständigkeit der einzelnen Rechtecke leicht zeigen: man kann die Doppelleitung hinter jeder Brücke abschneiden und entfernen, ohne die Schwingungen in den verbleibenden Rechtecken zu stören.

2. Man spannt die beiden Schenkel in einem langen Glasrohr aus, in dem man die Luft oder besser Neon stark verdünnt (Abb. 371). Dann setzt in den Gebieten hoher Feldstärke (den Bäuchen) eine selbständige Gasentladung ein. Man sieht das Licht der positiven Säule des Glimmstromes. Man bekommt

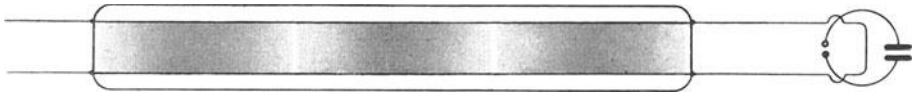


Abb. 371. Sichtbarmachung der Feldverteilung stehender elektrischer Drahtwellen.

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, wenn man einen gedämpften Erreger benutzt, etwa den in Abb. 371 skizzierten Kreis mit Funkenstrecke. Die zeitlichen Mittelwerte von Strom und Spannung sind kleiner, als man sie bequem mit einem ungedämpft schwingenden Kreis herstellt. Aber die Momentanwerte von Strom und Spannung sind sehr hoch, weil der einzelne Schwingungsvorgang sich ja jedesmal in der kurzen Zeit eines Funkenüberschlages abspielt.

Diese Versuche ergeben nun mit völliger Evidenz, daß das elektrische Feld zwischen den parallelen Drähten bei Erregung durch hochfrequenten Wechselstrom das Bild einer stehenden Welle zeigt.

§ 109. 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 Feldes von einer ganz überragenden Bedeutung. Sie zeigt eindeutig, daß sich das elektrische Feld mit einer endlichen Geschwindigkeit ausbreitet und daß es fortschreitende elektrische Wellen geben muß.

Um das einzusehen, knüpfen wir wieder an die Mechanik an, etwa an das Zustandekommen elastischer Wellen an Saiten oder Stäben.

Zunächst erinnern wir uns an die Entstehung elastischer Wellen. Der wesentliche Punkt ist, daß sich die elastischen Störungen mit einer endlichen Geschwindigkeit ausbreiten. Man befestigt als Saite einen Gummischlauch bei *B* (Abb. 372) an der Wand. Dem anderen Ende *A* gibt man mit der Hand einen Ruck. Man sieht die elastische Störung als „Stoßwelle" (Knall) über das Seil hinweglaufen (Abb. 372a).

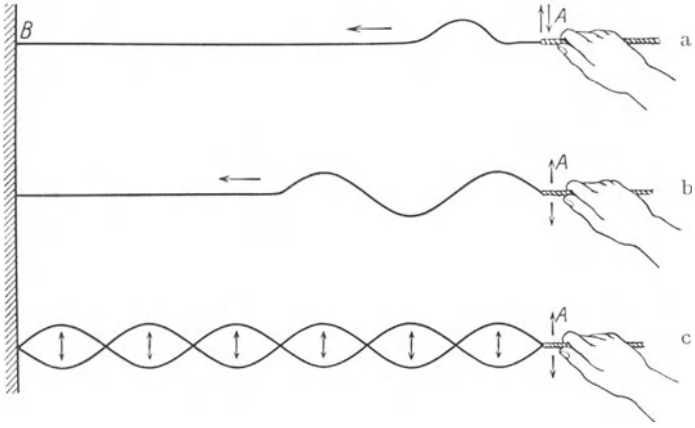


Abb. 372. Fortschreitende und stehende mechanische Seilwellen.

Dann bewegt man das Ende *A* mit der Hand periodisch schwingend auf und nieder.

Zunächst sieht man von *A* nach *B* das schlängelnde Bild einer fortschreitenden Welle hinüberlaufen (Abb. 372b). Am Ende *B* 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 (Abb. 372c). 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 Seilende B wie in der Abb. 372 festgehalten ist. Sie muß ungerade sein, wenn das Ende B frei, etwa wie bei einem bei A gehaltenen Stabe, schwingen kann.

Die Wellenlänge λ der stehenden und die der ursprünglichen fortschreitenden Welle sind einander gleich. Der Knotenabstand stehender Wellen läßt daher $\lambda/2$ mit großer Genauigkeit bestimmen.

Die Wellenlänge ist bei gegebener Frequenz n des Erregers, hier also der Hand, nur durch die Geschwindigkeit u bestimmt, mit der sich die elastischen Störungen längs der Saite ausbreiten. Es gilt

$$n\,\lambda = u\,. \tag{52}$$

Daher läßt sich u berechnen, sobald außer λ auch noch n bekannt ist.

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. 370 und 371. Die Existenz stehender elektrischer Wellen beweist, daß es zwischen zwei parallelen Drähten fortschreitende elektrische Wellen gibt. 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 stehende Drahtwellen, falls die Länge der Drähte eine ganze Zahl von Viertelwellenlängen beträgt.

Diese ganze Zahl muß für einseitig offene Leitungen wie in Abb. 370 ungerade sein, gerade hingegen bei beiderseitig geschlossenen.

Diese stehenden Wellen erfüllen die ganze Drahtlänge, wenn der Erreger einen ungedämpften Wechselstrom liefert. 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" soll die Abb. 373 dienen. Sie stellt, 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 Richtung, in der sich ein Elektron im Felde bewegt. Der Betrag der Feldstärke in Volt/cm wird durch verschiedene Dichte der Feldlinien markiert. Dies ganze Bild denke man sich mit großer

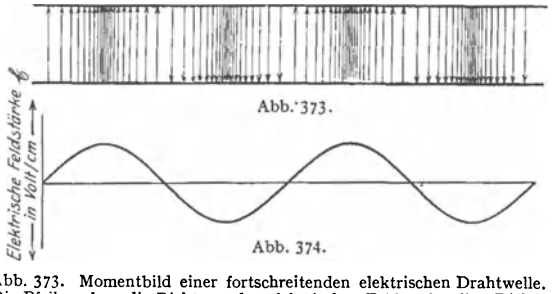


Abb. 373.

Abb. 374.

Abb. 373. Momentbild einer fortschreitenden elektrischen Drahtwelle. Die Pfeile geben die Richtung der elektrischen Feldstärke, ihre Dichte den Betrag der Feldstärke in Volt/cm.

Abb. 374. Andere Darstellungsart für das Momentbild einer fortschreitenden elektrischen Welle.

Geschwindigkeit in horizontaler Richtung bewegt. Einem ruhenden Beobachter erscheint die fortschreitende Welle als ein periodisch wechselnder Verschiebungsstrom. Ein gleichgeschwind mit der Welle mitbewegter Beobachter sieht dauernd ein ruhendes elektrisches Feld der in Abb. 373 dargestellten Verteilung.

Eine andere, an sich gleichwertige Darstellung befindet sich in Abb. 374 darunter. Wellenberge bedeuten nach oben, Wellentäler nach unten gerichtete elektrische Felder. Die Amplitude bedeutet die jeweilige Feldstärke in Volt/cm. Doch läßt diese Darstellung nicht den Verlauf und die Längsausdehnung der Feldlinien erkennen.

In unserem mechanischen Beispiel (Abb. 372) ließ die Wellenlänge λ der stehenden Wellen die Geschwindigkeit der fortschreitenden Wellen berechnen, sobald die Erregerfrequenz n bekannt war.

Genau so verfährt man bei den elektrischen Drahtwellen. Man berechnet die Geschwindigkeit u nach der Gleichung (52)

$$u = n\,\lambda\,,$$

nachdem man n, die Frequenz des erregenden Wechselstromes, ermittelt hat. Das letztere ist einfach, wenn der Erreger ein geschlossener Schwingungskreis ist. Man kann dann die Gleichung (40)

$$1/n = \tau = 2\pi\sqrt{LC}$$

benutzen.

Messungen dieser Art sind von verschiedenen Seiten mit großer Sorgfalt ausgeführt worden. Ihr Ergebnis stimmt überein. Die Geschwindigkeit der elektrischen Drahtwellen beträgt $3 \cdot 10^{10}$ cm/sek. Sie ist gleich der Lichtgeschwindigkeit, dieser Fundamentalkonstante, die man allgemein mit dem Buchstaben c bezeichnet. Für elektrische Drahtwellen gilt $c = n\,\lambda$, oder $\lambda = c\,\tau$, wenn τ die Schwingungsdauer des Wechselstromes bezeichnet.

Die Auffindung der stehenden elektrischen Drahtwellen hat also zwei grundlegende Erkenntnisse gebracht:

1. Der Zustand des Raumes, den wir elektrisches Feld nennen, breitet sich zwar mit sehr hoher, aber doch mit endlicher Geschwindigkeit aus.

2. Der Zahlenwert dieser Geschwindigkeit ist die Lichtgeschwindigkeit $c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sek. Licht und Elektrizität, zwei nach dem Sinneneindruck so verschiedenartige Erscheinungen, stehen in einem inneren Zusammenhang.

Die Bedeutung der Lichtgeschwindigkeit auch für elektrische Erscheinungen ist übrigens nicht durch die genannten Messungen entdeckt worden. Schon Jahrzehnte zuvor hatte man (in Einheiten und Bezeichnungsweise unserer heutigen Darstellung) bemerkt, daß

$$\frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} = \frac{1}{\sqrt{1{,}256 \cdot 10^{-8}\,\frac{\text{Voltsekunden}}{\text{Amp. cm}} \cdot 0{,}884 \cdot 10^{-13}\,\frac{\text{Amp.-Sek}}{\text{Volt cm}}}} = 3 \cdot 10^{10}\ \text{cm/sek}$$

ist. Aus dieser Tatsache hatte man sogleich auf einen inneren Zusammenhang elektrischer und optischer Erscheinungen geschlossen.

§ 110. Direkte Messung der Geschwindigkeit fortschreitender Drahtwellen. Die Darstellung des vorigen Paragraphen hinterläßt ein Gefühl der Unbefriedigung. Der Nachweis elektrischer Felder in Form stehender Wellen zwischen parallelen Drähten ist ja sicher ein wichtiges experimentelles Faktum. Aber diese stehenden Wellen waren im Grunde doch nicht Selbstzweck. Sie sollten im wesentlichen dem Nachweis dienen, daß sich die elektrischen Drahtwellen mit Lichtgeschwindigkeit fortpflanzen.

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 einfach die Laufzeiten für bekannte Laufwege, wie man es beim Licht macht?

Die Antwort ist leicht zu geben. Solche direkte Messungen sind von technischer Seite mehrfach ausgeführt worden, erfordern aber Mittel, wie sie physikalischen Instituten normalerweise nicht zur Verfügung stehen. Man braucht eine Telegraphendoppelleitung von etwa 1000 km Länge, die ringförmig zum Ausgangspunkt zurückführt. Alles übrige ist unschwer zu machen. Abgangs- und Ankunftszeit der einzelnen Wellen werden photographisch mit Meßinstrumenten hinreichend kleiner Trägheit registriert und dann ausgemessen. Als Meßinstrumente kommen Oszillographen aller Art in Frage [s. § 4 unter a)].

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. Damit kommen wir zu dem zweiten Punkt, der die Darstellung des vorigen Paragraphen unbefriedigend machte.

Man überlege sich einmal die Ausführung der direkten Geschwindigkeitsmessung mit unseren früheren Vorstellungen. Im Grunde macht man doch nur folgendes. Man schaltet an eine lange Doppelleitung eine Stromquelle, am einfachsten eine Batterie der Spannung P (Abb. 375). Wie hätten wir das früher angesehen? Die Doppelleitung bildet einen Kondensator der Kapazität C. Die Stromquelle muß diesen Kondensator aufladen, bis zwischen je zwei Punkten der Doppelleitung die Spannung P herrscht. Dafür sind Elektrizitätsmengen der Größe CP erforderlich. Diese Elektrizitätsmengen fließen als Leitungsstrom. In den unteren Draht der Abbildung laufen Elektronen hinein, aus dem oberen heraus. Derartige Leitungsströme zum Aufladen eines Kondensators brauchen aber unter Umständen erhebliche Zeiten, nämlich dann, wenn die Leiter, durch die sie fließen, einen hohen Widerstand besitzen.

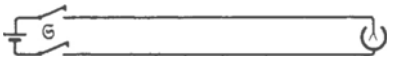


Abb. 375. Messung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit eines elektrischen Feldes zwischen zwei schlecht leitenden Drähten.

Wir ersetzen beispielsweise in Abb. 375 die beiden Metalldrähte durch 3 m lange Bindfäden. Es ist gar keine Rede davon, daß das elektrische Feld nach $3 \cdot 10^2/3 \cdot 10^{10} = 10^{-8}$ Sekunden am anderen Ende beim Elektrometer ankommt. Erst nach einigen Sekunden setzen sich die Elektrometerfäden in Bewegung, es dauert etliche weitere Sekunden, bis sie die volle Spannung P anzeigen.

Nun haben zwar Metalldrähte einen außerordentlich viel kleineren Widerstand als die Bindfäden. Aber trotzdem muß doch grundsätzlich 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, die nicht weit über $2 \cdot 10^{10}$ cm/sek hinausgehen.

Andererseits lassen die Versuche mit kurzen stehenden Drahtwellen im Laboratorium keinen Einfluß des Leitungsmaterials mehr erkennen. Die Lichtgeschwindigkeit ist bei Drahtwellen experimentell unzweifelhaft der Grenzwert, den man beim Übergang zu hohen Frequenzen erhält.

Warum tritt nun bei hohen Frequenzen der Einfluß der Leitungsbeschaffenheit zurück? Die Antwort liegt nahe. Bei niedrigen Frequenzen sind es die Leitungsströme, die das Feld vorrücken lassen. Das am Anfang der Doppel-

leitung vorhandene elektrische Feld muß die Elektronen gegen den Reibungswiderstand in den Drähten verwärts bewegen. Bei hohen Frequenzen sind es ganz überwiegend die Verschiebungsströme, die das Feld vortreiben. 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 usf.

Zur Veranschaulichung zerlege man sich den Vorgang in einzelne Schritte an Hand der grob schematischen Abb. 376. Die Abbildung zeigt die beiden Metalldrähte einer horizontalen Doppelleitung. Zwischen den Punkten *a* und *b* erzeugt eine nicht gezeichnete Wechselstromquelle ein elektrisches Feld. Im dargestellten Augenblick zeigt die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}_1$ nach unten und nimmt ab. Sie bildet somit einen Verschiebungsstrom. Dieser erzeugt ein Magnetfeld, das durch die kreisförmige Feldlinie $\mathfrak{H}_1$ markiert ist. Dies Magnetfeld umgibt sich wegen seiner zeitlichen Änderung mit geschlossenen elektrischen Feldlinien. Bei Abwesenheit der Drähte würde der Kreis $\mathfrak{E}_2$ eine seiner elektrischen Feldlinien markieren. Bei Anwesenheit des Drahtes aber verbleiben nur die beiden geradlinigen Feldlinienstücke *c d* und *e f*. In den Leitern zwischen *c e* und *d f* bricht das elektrische Feld zusammen. Das Feld *c d* schwächt das ursprüngliche elektrische Feld *a b* weiter, statt seiner erscheint das Feld *e f*: Das ursprüngliche elektrische Feld *a b* ist durch die Induktionswirkung seines Verschiebungsstromes um die Wegstrecke *a e* vorgeschoben worden. Das Feld *e f* umgibt sich als Verschiebungsstrom seinerseits mit einem neuen Magnetfeld $\mathfrak{H}_2$ usf.

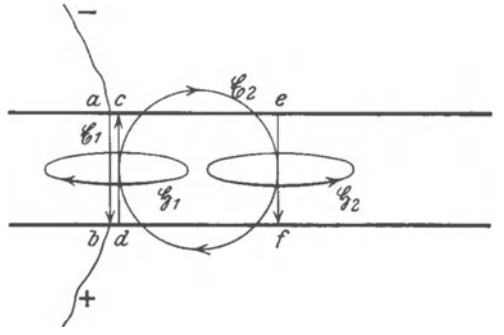


Abb. 376. Induktionswirkung des Verschiebungsstromes bei der Fortpflanzung elektrischer Drahtwellen.

Der wesentliche Vorgang spielt sich also überhaupt nicht in sondern zwischen den Drähten ab, also in Luft, oder wenn wir die Luft wegpumpen, im Vakuum. Daher ist bei hohen Frequenzen das, was in den Drähten vorgeht, von ganz untergeordneter Bedeutung. Daher kommt es bei hohen Frequenzen nicht mehr auf die Beschaffenheit der Drahtleitungen an.

§ 111. Der Verschiebungsstrom des Dipols. Die Ausstrahlung freier elektrischer Wellen. Bei niedrigen Frequenzen hängt die Geschwindigkeit elektrischer Drahtwellen stark von der Beschaffenheit der Doppelleitung ab. Wir konnten eine Anordnung zeigen, in der das elektrische Feld (oder eine elektrische Welle) nur mit einer Geschwindigkeit von etwa 1 m/sek vorrückte (Abb. 375). Mit wachsender Frequenz steigt die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der elektrischen Drahtwellen erheblich. Gleichzeitig tritt der Einfluß der Leitungsbeschaffenheit mehr und mehr zurück. Für hohe Frequenzen erreicht die Geschwindigkeit elektrischer Drahtwellen stets den gleichen Grenzwert, die Lichtgeschwindigkeit $3 \cdot 10^{10}$ cm/sek. Diese Tatsachen führten zu einem wichtigen Schluß:

Bei hohen Frequenzen spielt sich der Vorgang, der das elektrische Feld vortreibt, gar nicht in, sondern zwischen den Drahtleitungen ab. Und zwar besteht der entscheidende Vorgang in der Induktionswirkung des Verschiebungsstromes (vgl. Abb. 376). Der Drahtdoppelleitung verbleibt 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. Eine Rohrleitung, die eine Schallwelle zusammenhält, ist eine naheliegende akustische Analogie.

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. 365 und 366).

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 377 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 in einen Leitungsstrom. Dieser Leitungsstrom ist ein Wechselstrom von der Frequenz des Dipols. Ein kleiner eingeschalteter Gleichrichter (Detektor oder Thermokreuz) verwandelt ihn in einen Gleichstrom. Dieser läßt sich bequem mit einem Drehspulgalvanometer $\mathfrak{A}$ messen.

Der Dipol S in Abb. 377 habe wieder ca. 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.

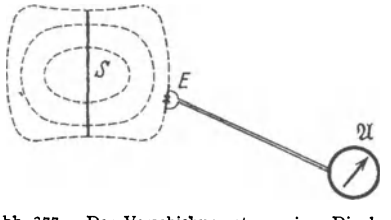


Abb. 377. Der Verschiebungsstrom eines Dipols, Momentbild der Verteilung des elektrischen Feldes.

Eine weitgehende 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 weitausladenden elektrischen Feldlinien. Ein Hörsaal ist für einen Dipol von 1,5 m Länge zu klein.

Zur Vermeidung dieser Schwierigkeit nimmt man einen viel kleineren Dipol, beispielsweise von 10 cm Länge. Solch kleiner Dipol läßt sich mit den derzeitigen technischen Hilfsmitteln nicht zu ungedämpften Schwingungen anregen. Man muß sich mit gedämpften Schwingungen begnügen. Man greift auf eine Funkenstrecke zurück, wie wir sie früher für geschlossene elektrische Schwingungskreise kennen gelernt haben (S. 137). Die Abb. 378a 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 500 Volt, kleiner Transformator, ca. 50 Perioden). Bei

a und *b* sind zwei kleine Drosselspulen (§ 60) 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. 378a. Kleiner Dipol als Sender. *a* und *b* Drosselspulen.

Die Anordnung zum Nachweis des Verschiebungsstromes bleibt die gleiche wie in Abb. 377. Der Empfänger *E* hat also diesmal ungefähr die gleiche Länge wie der Sender. Dieser Empfänger ist also ein bißchen grob, solange es sich um die nächste Nachbarschaft des Senders handelt. Er verwischt die feineren Einzelheiten der Feldverteilung. Dieser Nachteil des relativ langen Empfängers wird aber durch seine große Empfindlichkeit aufgewogen.

Der Empfänger bildet seinerseits einen Dipol. Er reagiert auf das Wechselfeld des Senders mit erzwungenen Schwingungen. Ungefähre Gleichheit beider Dipollängen bedeutet Abstimmung oder Resonanz.

Abb. 378b. Kleiner Dipol als Empfänger. *D* Detektor.

Der Empfänger (Abb. 378b) 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. 379. Diese Beobachtungen führen wir unter verschiedenen Azimuten φ aus. Wir finden in der Nähe des Senders unter allen Azimuten φ radialgerichtete Verschiebungsströme. Aber ihre Stromstärke nimmt rasch mit wachsendem Abstande r ab. Schon bei doppelter oder dreifacher Dipollänge werden sie unmerklich.

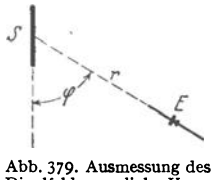


Abb. 379. Ausmessung des Dipolfeldes, radiale Komponenten des elektrischen Feldes in der Nähe des Senderdipols *S*.

Weiterhin suchen wir nach Querkomponenten des Verschiebungsstromes in der Nähe des Senders. Wir benutzen die in Abb. 380 dargestellte Orientierung. Diese Querkomponenten wachsen stark mit dem Azimut φ. Doch haben sie auch für $\varphi = 0$, also in Richtung der Dipolachse, noch recht merkliche Werte.

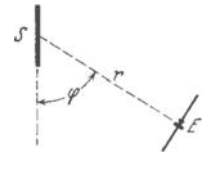


Abb. 380. Querkomponenten des Dipolfeldes.

Dann folgt die Untersuchung der Querkomponenten des Verschiebungsstromes in weiterem Abstande 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 φ. Unter $\varphi = 90°$ 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. 378—380. 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 $\mathfrak{E}$ ist ein Vektor. Sie liegt also nach den eben gemachten Versuchen in den Ebenen, die durch die Längsachse des Senders hindurchgehen.

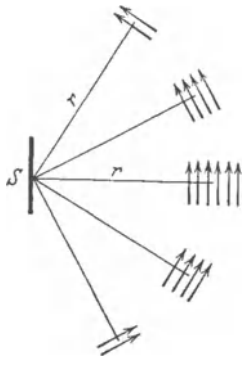


Abb. 381. Verteilung der Querkomponenten des Dipolfeldes in verschiedenen Richtungen.

In weiterem Abstande zeigt also das elektrische Feld nach unseren Beobachtungen ein recht einfaches Bild. Es läßt sich nach Art der Abb. 381 graphisch darstellen. Die Richtung der Pfeile gibt die Richtung der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}$ für etliche Beobachtungspunkte im gleichen Abstande r. Die Zahl der parallel gestellten Pfeile bedeutet den Betrag der Feldstärke in Volt/cm. Das Ganze ist, bildlich gesprochen, ein kleiner Ausschnitt aus einer Momentphotographie des Senderfeldes.

Wie aber sieht die vollständige „Momentphotographie" aus? Die notwendige Ergänzung ist unschwer auszuführen. Zunächst stehen zwei Tatsachen fest:

1. Das in der Abb. 381 gezeichnete Feld rührt vom Sender her. Es hat im leeren Raume[1]) den Weg r durchlaufen.

2. Das Feld ändert sich periodisch mit der Frequenz des Senders. Was unser Empfänger mißt, ist ja zunächst nicht die Feldstärke, sondern der Verschiebungsstrom. Das Momentbild der Abb. 381 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. 381 erst einmal im Sinne der Abb. 382 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. 383. So gelangt man schließlich zu der vollständigen „Momentphotographie" in Abb. 384. Sie zeigt das elektrische Feld des Sender-Dipols 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/cm wird durch die jeweilige Dichte der Feldlinien markiert. Man greife zum Vergleich noch einmal auf das Momentbild einer fortschreitenden elektrischen Drahtwelle in Abb. 373 zurück.

Der Nachweis irgendwelcher fortschreitender Wellen läßt sich in der Physik stets durch die Beobachtung stehender Wellen erbringen. Das wurde früher

[1]) Zur Sicherheit werde noch einmal daran erinnert, daß die Anwesenheit der Luftmoleküle für die elektrischen Vorgänge im Raume ganz unwesentlich ist (S. 20).

bei den elektrischen Drahtwellen ausführlich dargelegt, und zwar zunächst an Hand eines mechanischen Beispieles. Ebenso wollen wir hier beim experimentellen Nachweis der frei im Raume fortschreitenden elektrischen Wellen verfahren.

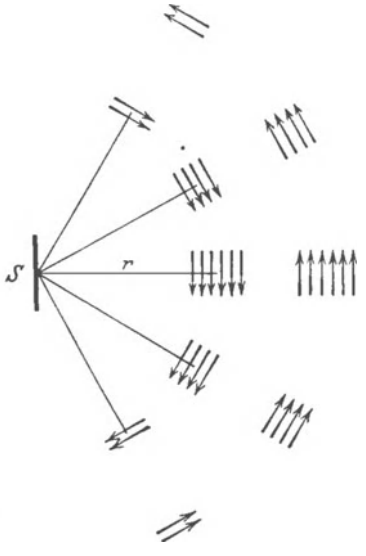


Abb. 382. Zeitlicher und räumlicher Wechsel des elektrischen Dipolfeldes.

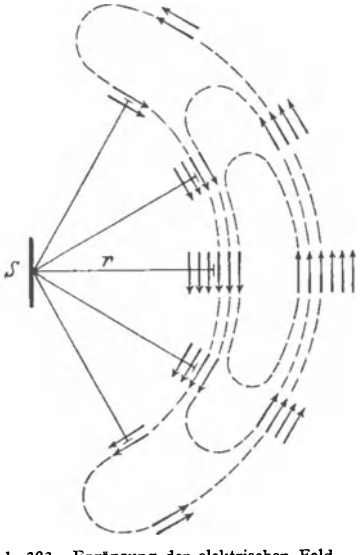


Abb. 383. Ergänzung der elektrischen Feldlinien zu geschlossenen Feldlinien.

Das mechanische Beispiel soll der Akustik entnommen werden. Es ist in Abb. 385 dargestellt. 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, in unserem Beispiel etliche Zentimeter. Die Gleichung $n = u/\lambda$ läßt die Frequenz der Pfeife berechnen (Schallgeschwindigkeit $u = 333$ m/sek).

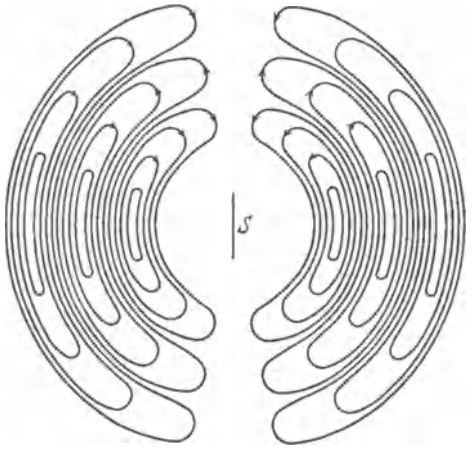


Abb. 384. Momentbild der Verteilung des elektrischen Feldes um einen Dipol. Hertzsches Strahlungsfeld eines Dipols.

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. 385). Der Empfänger wird schrittweise vom Spiegel auf den Sender zu bewegt. Gleichzeitig beobachtet

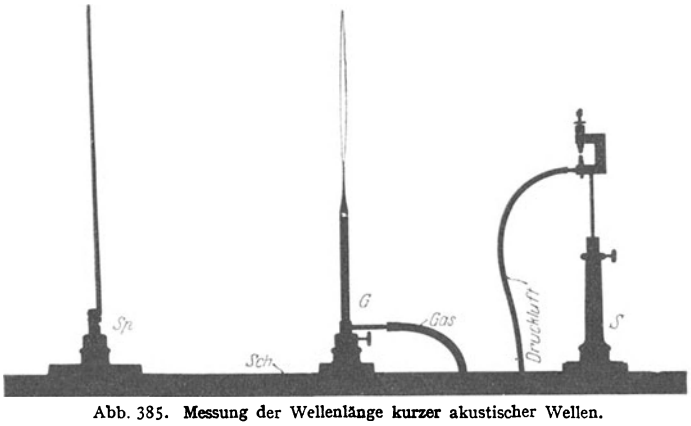


Abb. 385. Messung der Wellenlänge kurzer akustischer Wellen.

man an dem Strommesser Relativwerte für den Verschiebungsstrom. Das Ergebnis einer derartigen Messung ist in Abb. 386 dargestellt. Die Knoten der stehenden elektrischen Wellen markieren sich deutlich als Minima des Verschiebungsstromes. Der Knotenabstand ergibt sich zu 18 cm. Die Wellenlänge der stehenden und somit auch der ursprünglichen fortschreitenden elektrischen Welle beträgt in diesem Beispiel ca. 36 cm. Die Frequenz n des Dipols beträgt

$$\frac{3 \cdot 10^{10}}{36} = \text{rund } 8 \cdot 10^{8}\,\text{sek}^{-1}.$$

Abb. 386. Messung der Wellenlänge des in Abb. 378 a abgebildeten Dipols.

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. 264 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 $1^1/_2$ m lange Dipol mit ungedämpften Schwingungen. Als Spiegel genügen einige Quadratmeter Blech an der Zimmerwand. Der kleine fingerlange Empfänger in Abb. 377 läßt bei genügendem Abstand des „Spiegels" mehrere scharfe Knoten auffinden. Der doppelte Knotenabstand ergibt die Wellenlänge λ zu rund 3 m.

Das in Abb. 384 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. 384) 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. 384 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. 387a—e.

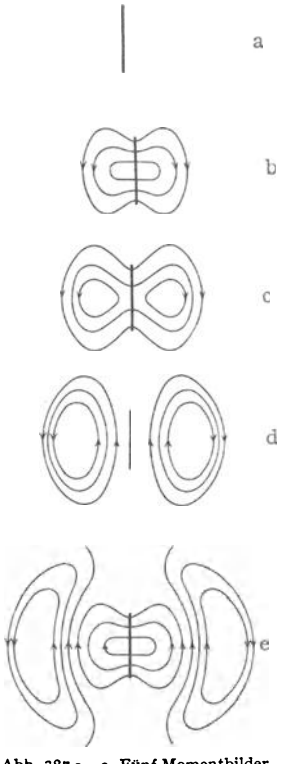


Abb. 387a—e. Fünf Momentbilder des elektrischen Feldes in der Nähe eines Dipols.

Zu a. Vor Beginn der Schwingung sind beide Dipolhälften ungeladen. Daher verlaufen zwischen ihnen keine elektrischen Feldlinien.

Zu b. Der Leitungsstrom hat nach oben zu fließen begonnen. Nach Verlauf einer Viertelschwingung hat er die obere Dipolhälfte negativ, die untere positiv aufgeladen. Zwischen den Dipolhälften verlaufen jetzt weit ausladende Feldlinien.

Zu c. Während der zweiten Viertelschwingung nimmt die Ladung beider Dipolhälften wieder ab und so fort: Sie ist schon etwa auf die Hälfte abgesunken. Der äußere Teil des Feldes ist weiter vorgerückt. Gleichzeitig hat eine eigenartige Abschnürung der Feldlinien begonnen.

Zu d. Am Schluß der zweiten Viertelschwingung sind hier beide Dipolhälften wieder ungeladen. Die Abschnürung der Feldlinien ist beendet.

Zu e. In der dritten Viertelschwingung hat der abwärtsfließende Leitungsstrom zu positiver Aufladung der oberen und zu negativer Aufladung der unteren Dipolhälfte geführt. Am Schluß der dritten Viertelschwingung gleicht das Bild jetzt dem Falle b bis auf die Umkehr der Pfeil- oder Feldrichtungen.

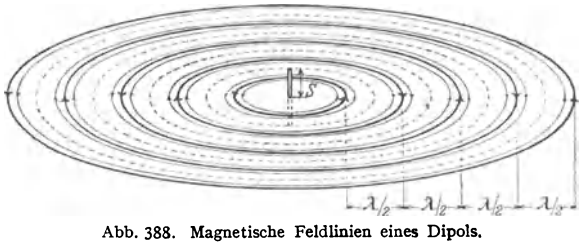


Abb. 388. Magnetische Feldlinien eines Dipols.

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. 388.

Das Magnetfeld des Dipols besteht aus konzentrischen Kreisen. Die magnetischen Feldlinien verlaufen in Ebenen senkrecht zur Dipollängsachse. Dichte und Richtung der magnetischen Feldlinien wechseln in Wellenform. Das Magnetfeld schreitet mit dem elektrischen zugleich fort.

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 seinerseits für Drahtwellen kurz erläutert. Der damaligen primitiven Schilderung ist nichts Wesentliches hinzuzufügen.

§ 112. 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. 373). 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, ohne die Ausbildung stehender Wellen irgendwie zu beeinträchtigen. Desgleichen stört es nicht, wenn man die Doppelleitung unmittelbar hinter einer solchen leitenden Querbrücke abschneidet (S. 236).

Bei den stehenden Wellen des Dipols tritt an die Stelle der leitenden Drahtbrücke eine beliebig ausgedehnte leitende Ebene. Bringt man sie im Leitungsstrombauch, d. h. in der Mitte des Dipols an, so beeinträchtigt sie die stehende Welle im Dipol in keiner Weise. Desgleichen stört es nicht, wenn man den Dipol hinter der leitenden Fläche abschneidet, d. h. die eine Dipolhälfte fortläßt. So gelangt man zu der Anordnung der Abb. 389. Man sieht einen halben Dipol *S* auf einer weitausgedehnten leitenden Ebene *B*. Der Bauch seines Leitungsstromes liegt am Fußpunkt, an der Ansatzstelle der leitenden Ebene.

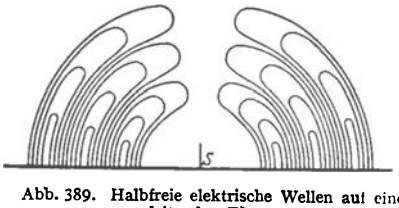


Abb. 389. Halbfreie elektrische Wellen auf einer leitenden Ebene.

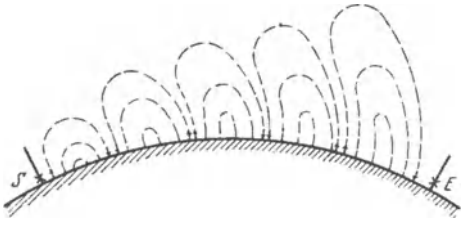


Abb. 390. Zur Wellentelegraphie über gut leitende Teile der Erdkugel mit langen Wellen.

Weiterhin ist das Strahlungsfeld dieses halben Dipols eingezeichnet. Seine Entstehung aus dem Strahlungsfeld des ganzen Dipols (Abb. 384) 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. 390 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 (×) 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". Das elektrische Feld der halbfreien Welle bricht im Empfängerdraht zusammen. Der Verschiebungsstrom der fortschreitenden Welle erzeugt im Empfängerdraht einen Leitungsstrom. Dieser Leitungsstrom läßt im Prinzip ein Amperemeter ausschlagen oder betätigt irgendeinen anderen Stromindikator (×) genügender Empfindlichkeit. Auf diese Weise lassen sich beliebige Signale von der Sende- zur Empfangsstation übertragen.

Die in der Fernmeldetechnik benutzten elektrischen Wellen haben meist Wellenlängen zwischen 0,3 und 15 km. Dementsprechend müssen die Wechsel-

stromquellen des Senders Frequenzen zwischen 10^6 und $2 \cdot 10^4$ pro Sekunde besitzen [Gleichung (52), $n = c/\lambda$].

Die Antennen weichen in der Praxis oft von der einfachen Form des halben Dipols ab. Man ersetzt die oberen Teile der Dipoldrähte durch horizontal ausgespannte Querdrähte oder Schirme (Abb. 42). Auf diese Weise kann man auch Antennen geringerer Vertikalausdehnung auf die Frequenz der benutzten Wechselstromquelle abstimmen. Dadurch lassen sich in der Antenne sehr hohe Amperezahlen erreichen.

Auf der Empfangsstation werden die Resonanzerscheinungen vielfältig ausgenutzt. Die Indikatoren für die schwachen Leitungsströme in der Empfangsantenne sind zu einer bewunderswerten Vollkommenheit entwickelt. Das Dreielektrodenrohr (Abb. 254) war dabei das entscheidende Hilfsmittel. Man kann heute ohne Schwierigkeiten mit normalen Empfangsantennen noch Wellen nachweisen, die an der Empfangsstation nur noch mit einer Feldstärke von $3 \cdot 10^{-7}$ Volt/cm ankommen.

Man kann heute elektrische Wellen rund um den Erdball herumschicken. Der Erdumfang von 40 000 km wird in $\frac{40\,000 \text{ km}}{300\,000 \text{ km/sek}} = 0{,}13$ 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. 390) 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". Sie benutzt Wellenlängen etwa zwischen 10 und 50 m. Als Sendeantenne dienen Dipole, die zu Oberschwingungen erregt werden (Abb. 367). Die Führung der Wellen durch den Erdboden fällt ganz fort. Die Wellen erreichen ihr Ziel bei den Antipoden auf dem Umweg einer (mehrfachen?) Reflexion an oberen Schichten der Atmosphäre. Die oberen Teile der Atmosphäre scheinen durch irgendwelche Strahlungen aus dem Weltenraum stark ionisiert zu sein und gut zu leiten. Dadurch können sie wie leitende Metallplatten spiegelnd wirken. Doch bleibt diese auch meteorologisch bedeutsame Frage noch zu klären.

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.

§ 113. 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.

Die Übereinstimmung geht aber noch weiter: Lichtwellen werden von durchsichtigen Substanzen gebrochen. Es gilt für die Ablenkung an der Grenze

das bekannte Brechungsgesetz $\sin\alpha/\sin\beta = n$ (Abb. 391). 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. 392 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 oder 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 des Brechungsindex n dient ein „Spektrometer" von hinreichend großen Abmessungen. Es ist in der Abb. 393 schematisch

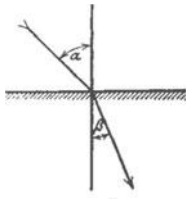


Abb. 391. Das Brechungsgesetz der Optik.

Abb. 392. Linsenwirkung bei elektrischen Wellen.

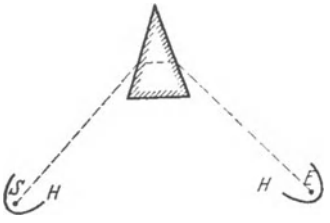


Abb. 393. Spektrometer zur Messung des Brechungsindex elektrischer Wellen.

skizziert. *HH* bedeutet zwei parabolische Hohlspiegel. In ihren Brennlinien befinden sich Sender bzw. Empfänger. Das Prisma besteht aus Paraffin, Schwefel oder dgl. Die Ablenkung ergibt nach bekannten optischen Formeln den Wert von n. Der Bechungsindex n ist schon von HERTZ in seinen klassischen Versuchen für einige Substanzen bestimmt worden. Dabei ergab sich n gleich der Wurzel aus der relativen Dielektrizitätskonstanten ε der Prismensubstanz. Diese Beziehung, $n = \sqrt{\varepsilon}$, war bereits von MAXWELL auf Grund seiner Gleichungen vorausgesagt worden. Sie spielt in der allgemeinen Dispersionstheorie eine große Rolle.

Endlich ist noch die Polarisation des Lichtes zu nennen. Man kann Lichtwellen herstellen, deren Schwingungsvorgang sich ausschließlich in einer Ebene abspielt. Das gleiche ist bei den elektrischen Wellen des Dipols der Fall. Auch diese sind streng „linear polarisiert". Ihre elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ liegt stets in einer Ebene, die durch die Längsachse des Dipols hindurchgeht. Wir haben das früher mit unserem leichtbeweglichen Empfänger gezeigt: der Empfänger sprach nicht mehr an, sobald seine Längsrichtung zu der des Senders gekreuzt stand.

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°. Jetzt erweist es sich als völlig undurchlässig. Die der Feldrichtung parallelen Drähte wirken nebeneinander wie eine undurchlässige Metallwand.

Genau der entsprechende Versuch gelingt in der Optik. Nur muß man lange, unsichtbare, ultrarote Wellen benutzen ($\lambda \sim 100\,\mu$). Für die kleinen Wellen des sichtbaren Lichtes ($\lambda \sim 0{,}5\,\mu$) würde man Drahtgitter von einer Feinheit brauchen, wie man sie technisch nicht herstellen kann.

Die hier beschriebenen Versuche haben nur einen Anfang gebildet. Eine großartige Entwicklung ist gefolgt. Der klassischen Optik ist die Elektrooptik ebenbürtig an die Seite getreten. Die Identität des Lichtes mit kurzen elektrischen Wellen ist über allen Zweifel erhaben. Die Verknüpfung der Lichtemission und Absorption mit den elektrischen Elementarprozessen im Atom steht heute im Mittelpunkt der physikalischen Forschung.

Was vom sichtbaren Licht gilt, trifft auch für die unsichtbaren Lichtsorten zu, für das Röntgenlicht, das Ultraviolett und das Ultrarot. Sie alle bestehen aus Verschiebungsströmen. Was sie voneinander unterscheidet, ist lediglich der Zahlenwert ihrer Wellenlänge, also der Abstand, in dem sich der Richtungswechsel der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}$ wiederholt.

Auf das Gebiet des sichtbaren Lichtes entfallen die elektrischen Wellen zwischen 0,8 und 0,4 μ Wellenlänge. Seine elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ beträgt in hellem Sonnenschein einige Volt/cm. Unser Auge reagiert noch auf Verschiebungsströme, in denen die elektrische Feldstärke nur etwa $3 \cdot 10^{-6}$ Volt/cm erreicht.

Als Empfindlichkeitsgrenze eines modernen funkentelegraphischen Empfängers nannten wir oben $3 \cdot 10^{-7}$ Volt/cm, also eine etwa 10 mal kleinere elektrische Feldstärke als beim Auge. Beim Vergleich dieser Zahlen scheint zunächst das Auge schlecht abzuschneiden. Dies Bild ändert sich aber sofort bei einem Vergleich der Abmessungen des Auges und einer Antenne. Selbst die kleinste im Rundfunk übliche Antenne hat doch eine etwa 100 mal größere lineare Ausdehnung als die Pupille unseres Auges. Unser Auge ist also ein Empfänger für elektrische Wellen, der den Vergleich mit den vollkommensten Erzeugnissen der heutigen Technik sehr wohl aushalten kann.

Dieser kurze Ausblick muß genügen. Er zeigt noch einmal die zentrale Bedeutung des elektrischen Feldes für unsere Naturerkenntnis.

Sachverzeichnis.

Abklingen eines Leitungsstromes 128.
Ablenkung eines stromdurchflossenen Leiters im Magnetfeld 108.
Abschnürung elektrischer Feldlinien 247.
Absorption radioaktiver Strahlen 214.
Abtrennungsarbeit eines Elektrons 210.
Akkumulator 205.
Ampere, Definition 8.
Amperemeter = Strommesser 6.
Amperesekunde 27.
Amperewindungen oder Amperewindungszahl 71, 82.
—, Erhöhung durch Eisen 76.
— pro Zentimeter 71.
Amplitude 124, 227, 233.
Änderungsgeschwindigkeit eines elektrischen Feldes 92, 94.
— eines Magnetfeldes 81, 94.
— der Verschiebung 92.
Anker 97.
Anlasser eines Motors 122.
Anlaufen eines Leitungsstromes 128.
Anode 145.
Antenne 18, 248.
Antikathode 159.
Anziehung zweier Kondensatorplatten 60.
— zweier Magnetpole 107.
Äquivalentgesetz, FARADAYS elektrochemisches 176, 192.
Arbeit im elektrischen Feld 57.
α-Strahlen 213, 215.
—, Reichweite 214, 219, 222.
—, zeitliche Schwankungen 221.
Atomgewicht 76, 158, 167.
— des Elektrons 157.
Atomion 176.
Auge als elektrischer Empfänger 251.
Austrittsarbeit 210.

Ballistischer Ausschlag-Stoßausschlag 22.
Becquerel, *H* 213.
Berührungsspannung zwischen zwei Metallen 199.
— zwischen Metall und Elektrolyt 202.
Beweglichkeit von Elektrizitätsträgern 31, 150, 178.
β-Strahlen 214.
—, magnetische Ablenkung von 215.
Biot-Savart-Gesetz 86.
Bleibaum, elektrolytisch abgeschiedener 5, 192.
Blitz 11, 161, 209.
Bolometer 189.
BRAUNSches Rohr = Kathodenstrahloszillograph 165.
Brechungsgesetz, optisches 249.
Brechungsindex und lichtelektrische Leitung 193.
Brennfleck eines Röntgenrohres 159.
BROWNSche Bewegung 14.
Brückenbildung bei Elektrizitätsleitung in Kristallen 192.
Bunsenflamme als Ionenquelle 152.
Bürsten eines Kollektors 115.
Büschelentladung 169.

Circular polarisierte Schwingung 124.
Coulomb = Amperesekunde 29.
COULOMBSches Gesetz 61.

Daniell-Element 202.
— als Akkumulator 205.
Detektor 117, 141, 177, 212, 236.
Diamant, lichtelektrische Leitung des 193.
Diamagnetische Substanzen 81, 119.
— Bewegungen im Magnetfeld 111.
Dielektrizitätskonstante 29, 45.
—, absolute 52, 188.
Dielektrikum 29, 46.
Dipol, elektrischer 232.
— in Oberschwingungen 235.
— mit Selbststeuerung 235.
Direktionskraft eines Meßinstrumentes 6, 119.
Dissoziation, elektrolytische 174.
— und Dielektrizitätskonstante 174, 182.
— des reinen Wassers 184.
Drahtwellen, elektrische 235.
—, Einfluß des Leitungswiderstandes 240.
—, Messung ihrer Geschwindigkeit 239.
Drehfeld 119.
Drehfeldmotore 123.
Drehmoment auf eine stromdurchflossene Spule 110, 121.
Drehstrom 126.
Drehzahl 122.
Drehkondensator 29, 229.
Dreielektrodenrohr 159, 228.
Drehimpuls 73.
Drehspulstrommesser 6.
—, Modell eines 4.
—, mit mechanischem Zeiger und mit Lichtzeiger 6.
—, Trägheit eines 89.
Drosselspule 129, 243.
Dunkelraum beim Glimmlicht 161, 163, 168.
Dynamometer = Strommesser mit einer festen und einer drehbaren Spule, Modell 4.
Dynamoverfahren 114.

Einheitsspule 95.
Einfadenelektrometer oder -voltmeter 64.
Einphasenmotor für Wechselstrom 126.
Eisenkern im Magnetfeld 72.
Eisenschluß, magnetischer 112.
Elektrisches Feld 15.
— Feld in der Grenzschicht von Gasen und Flüssigkeiten 208.
Elektrische Feldstärke 49.
— Feldstärke im Sonnenlicht 251.
— Feldstärke, ihre Messung 51.
— Wellen 241.
— Wellen, halbfreie 247.
— Wellen zwischen parallelen Drähten 235.

Elektrizitätsleitung, selbständige fester Körper 191.
—, unselbständige von Luft 148, 151.
Elektrizitätsatome 20, 65.
— auf Isolatoren 43.
—, Ladung der einzelnen 65.
— in neutralen Körpern 37.
—, paarweises Vorkommen 37.
—, im Ruhezustand auf der Leiteroberfläche 32.
Elektrizität, statische = galvanische 14.
Elektrizitätsleitung, spontane in Zimmerluft 155.
—, unselbständige isolierender Kristalle 193.
Elektrizitätsmenge 21.
Elektrizitätsträger 18, 21, 56, 57, 145.
—, sichtbare 147, 149.
—, Messung ihrer Ladung 27, 66.
Elektroden 145.
—, unpolarisierbare 206.
Elektrodenloser Ringstrom 143.
Elektrodynamisches Feld 87.
Elektrolyse verdünnter Schwefelsäure 5.
Elektrolytische Leitung 173, 191.
— Leitung, ihr Temperaturkoeffizient 178, 183.
Elektrometer = statischer Spannungsmesser 8.
Elektromotor für Gleichstrom 121.
— für Wechselstrom 120.
Elektron 21, 47, 76.
—, Einzelbeobachtung 215.
Elektronenemission, thermische 210.
Elektronenleitung 172.
Elektronenschalter, trägheitsloser 159, 230.
Elektrophorese 195.
Elektroskop = ungeeichtes Elektrometer 9.
Elektrosmose 197.
Elementarquantum, elektrisches 66, 168.
Elemente, umkehrbare 205.
—, unpolarisierbare 205.
Elliptisch polarisierte Schwingungen 124.
Elmsfeuer 161.
Empfänger zum Nachweis eines Verschiebungsstromes 136, 141, 236, 242, 243, 248.
Empfindlichkeitsschwelle des Menschen für Gleichstrom 12.
Energie, „elektrische" 106.
—, von Elektronen „in Volt" 210.
— des elektrischen Feldes 58.
— des magnetischen Feldes 104, 105, 106, 224.
— eines Schwungrades 106.
Energieänderung eines Kondensators bei der Arbeitsleistung 62.
Energieprinzip 79, 204.
Energieumsatz in Generatoren 117.
Erreger 230, 239.
Extrastrom 103.

„Fall" von Elektrizitätsträgern 156, 165.
Farad = Amperesekunde/Volt.
Faradaykasten oder -käfig 38, 41.
Faradischer Strom, unsymmetrischer Wechselstrom, z. B. Abb. 219. 132.
Feddersen-Funken 137.
Feld, elektrisches, einer bewegten Ladung 224.
Feldlinien, elektrische, Darstellung mit Gypskristallen 16.
—, elektrische, Verkürzung durch Leiter und Isolatoren 45.
—, elektrische, ihr Zusammenhang mit der Spannung 19, 58.
—, geschlossene 58, 86, 143, 244.
—, magnetische, eines geraden stromdurchflossenen Drahtes 2.
—, magnetische, von permanenten Magneten 2.
Feldspule, magnetische 78.
Feldstärke, elektrische 49, 170, 238.
—, elektrische, Berechnung für verschiedene Felder 54.
—, elektrische, in Metallen 185.
—, magnetische 70.
Feldzerfall 145, 226.
Fernsprechbetrieb, altertümlicher 117.
Ferromagnetika 102.
Ferromagnetismus, Abhängigkeit vom Kristallbau und Temperatur 102.
Flächendichte, elektrische 53.
Flammensonde 50.
Fleck, elektrischer 44.
Flüssigkeiten, isolierende 184.
Flußspat, Verfärbung durch α-Strahlen 222.
Freie Weglänge, mittlere 148.
Fremderregung von Generatoren 114, 121.
Frequenz eines Wechselstromes 89.
Funke 169.
Funkenbilder 132.
Funkeninduktor 131.
Funkenstrecke bei elektrischen Schwingungen 137.
Funkenverzögerung 170.

Galvanometer = empfindlicher Strommesser.
—, Empfindlichkeitsgrenze 14.
—, Eichung auf Amperesekunden 26.
—, Eichung auf Voltsekunden 78.
Galvanoplastik 149, 181.
γ-Strahlen 214.
1 Gauß = 0,795 Amperewindungen/cm.
Geiger, Spitzenzähler 218.
Geißlerrohr 164.
Geschwindigkeit von Elektronen in Metallen 187.
— von Kathodenstrahlen 158, 224.
Gipskristalle, ihre Ordnung zu Feldlinienbildern 63.
Gleichrichter mit Aluminiumanode 182.
— mit Glühkathode 160.
— mit Quecksilberkathode 171.
Gleichstrom 88.
Gleichstromgenerator 113.
— mit Trommelläufer 117.
Gleichstrommotor 121.
Glimmhaut 161.
Glimmlampe 164, 194.
Glimmlicht-Oszillograph 164.
Glimmstrom 161.
—, Spannungsverteilung im 162.
Glühkathode 156.
Glühlampe, Energiebedarf 118.
Goldstein, E., Entdecker der Kanalstrahlen 162.
Grammäquivalent 176.
Grammatom 175.
Grammolekül 175.
Graphit, seine Leitfähigkeit 186.

Halbwertszeit radioaktiver Elemente 220.
Hammer, Wagnerscher 103.
Hammerunterbrecher 131.
Hauptschlußdynamo, Kennlinie 115.
Hauptschlußmotor 123.
Hautwirkung 138, 141.
Heliumentwicklung des Radiums 218.

Heliumionen, zweiwertige 215.
Henry = Voltsekunde/Ampere 104.
Hertzscher Sender 243.
Heuslersche Legierungen 100.
Hittorf 161.
Hitzdrahtstrommesser 7.
Hookesches Gesetz 49.
Hochvakuum, Definition 156.
—, unselbständige Elektrizitätsleitung im 156.
Hysteresisschleife 101.

Impedanz 129.
Induktion mit hochfrequentem Wechselstrom 138.
—, vertiefte Deutung der 87.
Induktionsapparat der Physiologen 132.
—, Strom- und Spannungskurven 133.
Induktionserscheinungen, ihre Relativität 86.
Induktionsgesetz 80.
Induktionsversuch 76, 112.
Induktionsläufer für Wechselstrommotore 126.
Induktionsofen 130.
Induktionsspule, ihre Wirkungsweise 87.
Influenz 35.
—, Feldverzerrung bei 36.
Influenzmaschine 13, 38, 42.
— als Motor 41.
Influenz, Modellversuch 45.
—, scheinbare im Magnetfeld 75.
Influenzwirkung auf Isolatoren 46.
Ionen 46.
—, ihre Beweglichkeit 153.
—, ihre Wertigkeit 47.
—, als Elektrizitätsträger 152.
—, Einzelbeobachtung 215.
—, Geschwindigkeit, direkte Messung 179.
Ionengitter, ihre elektrische Leitung 191.
Ionen bei metallischer Leitung 185.
— in wäßriger Lösung 173.
Ionenreibung 179.
Ionenwind 169.
Ionenleitung von Gläsern 182.
Ionisatoren 151.
Ionisierungsarbeit 212.
Ionium (Io) 222.
Isolator 1, 22.
Isotopen 168.

Käfigschutz 37.
Kamerlingh-Onnes 189.
Kanalstrahlen 162.
Kapazität 28.
— einer Aluminiumzelle 182.
— einer Kugel 55.
Kapillarvoltmeter 208.
Kathode 145, 168.
Kathodenfall 162.
Kathodenstrahlen 157, 162.
—, Ablenkung im elektrischen Felde 165.
—, ihre kinetische Energie 156.
—, ihre Kreisbahn im homogenen Magnetfeld 158, 165.
—, Nachweis ihrer Ladung 163.
Kathodenstrahloszillograph 165.
Kaufmann, W. 224.
Kennlinie eines Dreielektrodenrohres 160.
— eines Generators 115.
Kilowatt 118.
Kilowattstunde 59.
Klassische Elektrizitätslehre 94.
Klemme 1.
Knoten einer stehenden Welle 234, 238, 246.
Kollektor 113.
Kollektormotor für Wechselstrom 123.
Kommutator 113.
Kompaßnadel 3, 71, 125.
Komplexionen 151.
Kondensator 17.
—, technischer mit Papierisolation 23.
Kondensatortelephon 60.
Konduktor, 18, 21.
Konvektionsstrom 147, 157, 197.
Konzentrationselement 202.
Kräfte im elektrischen Feld, 56.
— auf ungeladene Körper 63.
— im magnetischen Feld 107.
Kreisfrequenz 89.
Kreis, magnetischer 99.
Kraftfluß B 95.
—, Erhöhung durch Eisen 97, 98, 129.
—, seine Messung 96.
Kraftflußdichte 95.
— und magnetische Feldstärke 100.
Kugelkondensator 54.
Kurzschluß 1.
Kurzschlußstrom 122.
Kurzwellentelegraphie 249.

Ladung, elektrische 20.
— eines Kondensators 28.
Ladungsgesetz, Coehnsches 48.
Läufer 120.
— im Magnetfeld 108.
Lautverstärker 160, 218.
Lebensdauer von Ionen 152.
Leiter 22.
— erster Klasse 199.
— zweiter Klasse 202.
Leitfähigkeit, spezifische 177, 186.
Leitung, elektrolytische 173.
—, metallische 185.
—, metallische, Temperaturkoeffizient 187.
—, selbständige in Gasen und Dämpfen 168.
—, unselbständige 146, 151.
Leitungsstrom 93, 240.
—, Modellversuche 145.
— beim Feldzerfall 23, 26, 76.
—, verlustloser 105, 189.
Lenardfenster 166.
Lenzsches Gesetz 79, 118.
Leuchtröhren 163.
Leydener Flasche 30.
Lichtenbergische Figuren 44.
Lichtgeschwindigkeit 225, 239, 240.
Lichtwellen sind elektrische Wellen 249.
Liniensumme der magnetischen Feldstärke 82, 93.
— der elektrischen Feldstärke 53.
Linsenwirkung bei elektrischen Wellen 250.
Loschmidtsche Zahl 175, 219.
Löschvorrichtung für Stromunterbrecher 133.
Lösungsdruck der Metalle 209.

Magnet, permanenter 73.
Magnetfeld der Erde 72.
— eines Dipols 247.
—, homogenes 70, 85.
— ohne Pole 80.
— stromdurchflossener Leiter 3.
— eines elektrolytischen Leiters 5.
— eines stromdurchflossenen Gases 6.
—, Richtung 68.
— von Spulen 68.
— von Spulenbündeln 69.
—, seine Energie 104, 105.
Magnetische Mengen gibt es nicht 69, 74.
Magnetismus, remanenter 73.
Magnetoskop 70.
Magnetometer 70.
—, Eichung 72.
Magnuseffekt 108.

Masse, Abhängigkeit von der Geschwindigkeit 224.
—, ihr elektrischer Ursprung 222.
Massenspektrograph von ASTON 168.
Maßsystem, absolutes 8, 62.
MAXWELLsche Gleichungen 77, 86, 88, 93.
MEISSNER, ALEXANDER 229.
Mikroampere = 10^{-6} Ampere 14.
Mikrofarad = 10^{-6} Farad 29.
Mikrophon 117, 159, 211.
Mischelement 168.
Mol 175.
Moleküle, ihre Zahl im cm^3 148, 155.
Molekülabstand, mittlerer in Luft 149.
Molekularkräfte 209.
Molekularströme 72, 74, 96, 120, 190.
Molekülion 176.
Moment, magnetisches 110.
Momentanwert eines Wechselstromes 89.
Multiplikationsverfahren 40.

Neon 143, 164, 237.
Nebenschlußdynamo, Kennlinie 115.
Nebenschlußmotor 123.
Nebelstrahlen 216.
Nernst 209.
Normalelemente 10, 206.

Oberflächenspannung 207.
Ohm = Volt/Ampere 10.
Ohmsches Gesetz, sein Mechanismus 149.
— Gesetz bei der elektrolytischen Leitung 176.
— Gesetz bei der metallischen Leitung 10, 99, 185.
Oszillograph 7, 164, 165.
Oxydkathoden, glühende 165.

Paramagnetische Substanzen 81.
— Substanzen, Bewegung im Magnetfeld 81, 111.
Panzerschutz, magnetischer 76.
Pechblende, radioaktive 80.
Peltiereffekt 201.
Pendel 134, 227, 230, 232.
Permeabilität 80.
—, relative und absolute 81.
—, hohe des Eisens 99, 100.
—, diagmagnetischer Substanzen 120.
Phasenverschiebung 124.
Photographische Platte, Bahnen d. α-Strahlen in ihr 218.
Pistolenkugel, Messung ihrer Geschwindigkeit 31.
PLANCKsche Quantentheorie 94.
Plattenkondensator 15, 28, 54.
—, Anziehung seiner Platten 60, 61.
Pol, Definition von Plus und Minus 5.
Pole von Magnetfeldern 69.
Polarisation 193.
—, dielektrische 46.
— elektrischer Wellen 250.
— bei der Elektrolyse 176, 204.
Polonium, Po 222.
Polschuhe großer Elektromagnete 99.
Positive Säule 161, 165, 168, 183.
Potentialdifferenz = elektrische Spannung.
Potentialgefälle = elektrische Feldstärke 55.
Primärspule 130.
Proton 168, 223.

Quadrantenvoltmeter 65.
Quantentheorie 94.
Quecksilberdampfgleichrichter 171.
Quecksilberbogenlampe 170.

Radium (Ra) 213, 223.
Radium A, B, C 221.
Radiumbromid 213.
Radiumemanation (RaEm), Zerfall von 221.
Radiumfamilie 222.
Reaktionen, sekundäre bei der elektrolytischen Leitung 174.
Reibung, innere 180, 198.
— zwischen Elektronen und Metall 185.
Reibungselektrizität 47, 66.
Resonanz 139, 231, 232.
Resonator 231, 233.
Ringstrom, elektrodenloser 143.
Röntgen, WC 213.
Röntgenlicht 213, 251.
—, Ionenbildung durch 217.
Röntgenrohr mit Gasfüllung 161, 166.
Röntgenrohr mit Hochvakuum 159.

Saite 234.
Saitenstrommesser, Modell eines 4.
Saitenvoltmeter, ein auf Volt umgeeichter Saitenstrommesser 64, 112.
Sättigungsstrom 154.
Scheinwiderstand 129.
Scheitelwert eines Wechselstromes 89.
Schlagweite von Funken in Zimmerluft 170.
Schleifenstrommesser 7.
Schlußjoch 97.
Schwebekondensator 65, 219.
—, Feldlinienbild 57.
Schwebekörper bei der Elektrophorese 196.
Schwingungen, gedämpfte 135, 164, 227.
—, elektrische und mechanische 134.
—, erzwungene 230.
—, sehr langsame elektrische 135.
—, linear polarisierte 124.
—, linear polarisierte 124.
—, ungedämpfte 228.
Schwingungsdauer elektrischer und mechanischer Schwingungen 136.
Schwingungskreis 136.
Seilwellen 237.
Sekundärspule 130.
Sekundärstrahlen 214.
Selbstinduktion 102, 224.
— gerader Leiter 139, 142.
Selbstinduktionskoeffizient 104.
Selbststeuerung elektrischer Schwingungen 228.
— eines mechanischen Pendels 227.
Selen 194.
Sender 243.
SIEMENS, WERNER VON 114.
Sinusförmiger Wechselstrom 113.
Skineffekt = Hautwirkung 138, 141.
Sonden 50, 162, 177.
—, radioaktive 51.
Spannung, elektrische, ihre Kennzeichen 1, 8.
—, elektrische, Zusammenhang mit der Feldstärke 53.
—, induzierte 81.
—, magnetische 81, 99.
—, magnetische, eines homogenen Magnetfeldes 85.
—, magnetische, in dem Felde eines permanenten Magneten 86.
Spannungsmesser, magnetischer von ROGOWSKI 82.
Spannung, magnetische eines Stromes 84.
Spannungen, Zahlenbeispiele in Volt 11.
Spannung zwischen Metall und Elektrolyten 201.
Spannungsmesser, statische 8.

Spannungsstoß 78.
— bei der Selbstinduktion 103.
Spannungsteilerschaltung 12, 26.
Spektralrohr 164.
Spiegelgalvanometer = empfindlicher Strommesser mit Lichtzeiger 13, 22, 27.
Spirale, Anziehung ihrer Windungen beim Stromdurchgang 105.
Spitzenrad 55.
Spitzenstrom 168.
Spitzenzähler 218.
Sprungtemperatur 189.
Spulenläufer 113.
Ständer 120.
Staub, Beseitigung durch elektrische Felder 151.
Stehende Wellen 237, 244.
Steuernetz 160.
Stoppuhr mit Schalter 26.
Stoßausschlag eines Strommessers 26.
Stoßionisation 162.
Stoßwelle 237.
Strahlungsfeld des Dipols 244, 247.
Streichholz als Ionenquelle 152.
— als Widerstand 218.
Ströme, es gibt nur geschlossene elektrische 91, 235.
Strom, elektrischer, seine Kennzeichen 3.
Strommesser mit mechanischem Zeiger 12, 13.
—, ihre Umeichung als Voltmeter 11.
Stromquelle 32, 145.
—, chemische 203.
Stromstärke, Zahlenbeispiele 12.
—, effektive 90.
Strömungsstrom 197.
Stromwandler 129.
Stromwärme 5, 180.
Substanzen, elektrische 20.
—, elektrische, ihre Messung 24.
Supraleitung 189.
Suszeptibilität, magnetische $= {}^1/_4 \pi (\mu - 1)$, wo μ Relativwert der Permeabilität 81.
Synchronmotor 120.
Szintillation 216.

Tachometer 119.
Telephon 116.
— als Wechselstromgenerator 117.
Temperatur, absolute 189.
Teslatransformator 139.
Thermoelektrische Spannung 200.
Thermoelement 201.
Thermokreuz 201, 236.
Thomsonsche Formel = Gl (40).
Thorium A und B 221.
—, C und C'.
Thoriumemanation (ThEm), Zerfall von 221.
Tonfrequenzkreis 229.
Topfelektromagnet 108.
Torftrocknung elektrische 197.
Toter Punkt eines Motors 121.
Trägerleitung 172.
Trägheit der Energie 225.
— des Magnetfeldes 127, 128, 134.
—, mechanische 127, 228.
Trägheitsmoment 106.
Transformator 129.
Trockenelement 206.
Trommelläufer 113, 121.
Tropfensonde 50.
Turbinenunterbrecher 131, 132.

Übersetzung eines Stromwandlers 130.

Ultrarot 251.
Ultraviolett 171, 251.
Unselbständige Elektrizitätsleitung in Flüssigkeiten 184.
Unterbrecher für Induktoren 131.
Uran I und II (UI und UII) 222.
Urelemente 222.

Vakuum, elektrisches Feld im 20.
Verbundmaschinen 115.
Verkettung elektrischer und magnetischer Feldlinien 94.
Verschiebungsdichte 49, 52.
Verschiebungsstrom 90, 91, 138, 140, 147, 229, 233, 236, 241, 246, 251.
—, Messung 92.
—, Zahlenbeispiel 92, 140.
— des Dipols 241.
—, sein Magnetfeld 92, 241.
Volt, Definition 10.
Voltmeter mit Hilfsfeld 65.
—, statische 18.
—, stromverbrauchende 10.
Voltsekunden 78.

Wagnerscher Hammer 131.
Wärmeäquivalent, elektrisches 59.
Wärmeleitfähigkeit von Metallen 190.
Wasserfallelektrizität 209.
Wasserstoffatomion = Wasserstoffkern 168.
Wasserzersetzung 172.
Wattsekunde = Voltamperesekunde 58.
Wehneltsche Oxydkathode 165, 166.
Wehneltunterbrecher 131, 132.
Wechselstrom 89, 228.
—, effektive Stromstärke 90.
—, Frequenz 89.
—, Momentan- und Scheitelwert 89.
—, bei hoher Frequenz physiologisch unwirksam 181.
Wechselstromgenerator mit Außenpolen 112.
— mit Innenpolen 115.
— mit spulenfreiem Läufer 115.
Wechselstromsynchronmotor 120.
Wechselströme, Herstellung hochfrequenter 221, 229.
—, Herstellung sehr langsamer 89, 135.
Wechselstromkurve der Induktionsapparate 132.
Weicheisenstrommesser Modell 4.
Wellenlänge freier elektrischer Wellen 246.
Wellentelegraphie 248.
Wertigkeit von Ionen und Trägern 175.
Widder 127.
Widerstand 10.
—, magnetischer 99.
—, spezifischer 177, 184, 186, 193.
—, technischer 10, 12, 185, 188.
Widerstandsnormale 189.
Widerstandsthermometer, elektr. 189.
Wiedemann-Franzsche Regel 191.
Wiedervereinigung von Elektrizitätsträgern 152.
Wilde 114.
Wimshurst 43.
Wind, elektrischer 169.
Winkelgeschwindigkeit = Kreisfrequenz 106.
Wirbelströme 118.
— in Molekülen 120.
—, Tachometer 119.
—, Zeigerdämpfung durch 119.

Zeitsumme der Spannung 78.
— des Stromes 25, 27.
Zerfall des elektrischen Feldes 21, 22.
—, radioaktiver 218.
Zug des elektrischen Feldes auf die Feldgrenzen 62.
Zweiphasenmotor für Wechselstrom 126.
Zylinderkondensator 149.