Elementare Vorlesungen über Elektrizität und Magnetismus

Thompson, Silvanus Phillips

Tübingen, 1897

Kapitel V. Elektromagnetismus

KAPITEL V.

ELEKTROMAGNETISMUS.

XXVI. VORLESUNG: *Magnetisches Potential.*

332. Derjenige Abschnitt der Elektrizitätslehre, welcher von dem Zusammenhange zwischen Magnetismus und elektrischen Strömen handelt, heisst **Elektromagnetismus.** In der 11. Vorl. wurden die Gesetze der magnetischen Kräfte erläutert und die Definition der Poleinheit aufgestellt. Zum Zwecke des Studiums ist es jedoch weit geeigneter, die Wirkung magnetischer und elektromagnetischer Systeme nicht durch die »Kraft«, sondern durch das »*Potential*« auszudrücken, d. h. durch ihre Fähigkeit, Arbeit zu verrichten. In Art. 258 erfuhr der Leser, wie man das elektrische Potential, welches von einer elektrischen Masse herrührt, durch die Arbeit berechnen kann, welche verrichtet wird, wenn eine + elektrische Einheit als Versuchsladung aus unendlicher Entfernung herbeigeschafft wird. **Das magnetische Potential** lässt sich auf ähnliche Weise durch den idealen Vorgang berechnen, einen magnetischen Einheitspol (den nordsuchenden) aus unendlicher Entfernung herbeizuschaffen und den Betrag der hierbei verrichteten Arbeit zu berechnen. Folglich wird eine grosse Anzahl der Beziehungen, welche in der 21. Vorlesung bezüglich des elektrischen Potentials bewiesen wurden, auch für das magnetische Potential richtig sein. Der Leser möge die folgenden Sätze mit den entsprechenden der Art. 258 bis 263 vergleichen:

a) *Das magnetische Potential für einen beliebigen Punkt ist die Arbeit, welche verrichtet werden muss, um einen magnetischen Einheitspol (den nordsuchenden) aus unendlicher Entfernung nach jenem Punkte zu bewegen.*

b) *Das magnetische Potential für einen beliebigen Punkt, welches von einem Systeme von Magnetpolen herrührt, ist die Summe der magnetischen Potentiale, welche von den einzelnen Polen herrühren.*

Der Leser muss sich hier erinnern, dass die Potentiale, welche von nordsuchenden und südsuchenden Polen herrühren, von entgegengesetzten Vorzeichen sind, und dass letztere als negativ zu rechnen sind.

c) *Das magnetische Potential für einen beliebigen Punkt, welches von einem Systeme von Magnetpolen herrührt, lässt sich berechnen* (vergl. Art. 258), *indem man die Stärke der einzelnen Pole durch ihren Abstand von jenem Punkte dividiert und die erhaltenen Werte summiert.* Hat man z. B. die Pole von der Stärke $m' \; m'' \; m''' \ldots$ mit den Abständen $r' \; r'' \; r''' \ldots$ vom Punkte P, so giebt folgende Gleichung das Potential in P:

$$V_P = \frac{m'}{r'} + \frac{m''}{r''} + \frac{m'''}{r'''} + \ldots\ldots$$

oder $$V_P = \Sigma \frac{m}{r}.$$

d) *Die (magnetische) Potentialdifferenz zwischen 2 Punkten ist die Arbeit, welche an oder von einem (nordsuchenden) Einheitspole verrichtet werden muss, um denselben von einem Punkte nach dem andern zu bewegen.* Werden demnach m Magneteinheiten durch eine Potentialdifferenz V bewegt, so ist die verrichtete Arbeit

$$W = m \, . \, V.$$

e) *Die auf einen Einheitspol ausgeübte magnetische Kraft ist die Aenderung des (magnetischen) Potentials pro Längeneinheit.* Dieselbe ist numerisch gleich der Intensität des Feldes. Da nach Art. 141

$$f = m \, . \, H$$

und da Arbeit gleich dem Produkte aus Kraft und Weg ist, so folgt, dass $W = f \,.\, l = m \,.\, H \,.\, l$

und da $W = m \,.\, V$, so ist

$$V = H \,.\, l \text{ oder } H = V : l$$

Beispiel. Die magnetische Potentialdifferenz zwischen 2 Punkten, welche einen Abstand von 5 cm haben, längs eines magnetischen Feldes mit 6000 Kraftlinien pro qcm, beträgt 30,000. Folglich würden 30,000 Erg verbraucht werden müssen, um einen Einheitspol von einem Punkte zum andern der magnetischen Kraft entgegen zu bewegen.

f) *Oberflächen gleichen Potentials sind diejenigen (gedachten) Oberflächen, welche einen Magnetpol oder ein System von Polen umgeben, und für deren einzelne Punkte das (magnetische) Potential gleiche Werte hat.* In der Umgebung eines einzigen isolierten Magnetpols z. B. würde das Potential ringsum in gleichen Abständen auch denselben Wert haben; und die Oberflächen gleichen Potentials würden ein System konzentrischer Kugeln sein, deren gegenseitiger Abstand so gross wäre, dass es eines Aufwandes von einem Erg bedürfte, um einen Einheitspol von einem Punkte einer Oberfläche nach einem beliebigen Punkte der nächstfolgenden Oberfläche zu bewegen (vergl. Art. 262). Für jeden wirklichen Magnet mit 2 Polen würden die Oberflächen gleichen Potentials bedeutend komplizierter sein. *Die magnetische Kraft, ob anziehend oder abstossend, wirkt an den Oberflächen gleichen Potentials stets in einer zur Oberfläche senkrechten Richtung; die magnetischen Kraftlinien sind überall senkrecht zu den Oberflächen gleichen Potentials.*

Kraftröhren. Von einem einfachen Magnetpol (welcher weit von allen andern Polen entfernt gedacht wird) gehen die Kraftlinien strahlenförmig nach allen Richtungen. Den benachbarten Raum kann man sich auf diese Weise in eine Anzahl von kegelförmigen Körpern zerlegt denken, welche alle jenen Pol zur gemeinschaftlichen Spitze haben; und durch jeden Kegel gehen wie durch eine Röhre eine bestimmte Anzahl von Kraftlinien. Ein solcher kegelförmiger Körper kann mit »Kraftröhre« bezeichnet werden. Die Gesamtzahl der magnetischen Kraftlinien innerhalb einer Kraftröhre heisst die *magnetische Kraftflut* [1]). Wo man eine Kraftröhre auch durchschneidet, der Querschnitt geht durch alle eingeschlossenen Kraftlinien hindurch, obgleich dieselben immer mehr divergieren, je weiter die Röhre wird. Folglich;

g) *Die magnetische Kraftflut an einem Querschnitte einer Kraftröhre ist konstant, gleichviel, an welcher Stelle der Querschnitt genommen wird.*

Für den Fall, wo der Magnetismus nicht in einem einzigen Punkte konzentriert, sondern über eine Oberfläche verteilt ist, von welcher die Kanäle ausgehen, haben wir eher von der »Menge des Magnetismus« als von der »Polstärke« zu sprechen, und für diesen Fall hat man:

h) *Magnetische Dichte ist die Menge des Magnetismus pro Flächeneinheit.* Für den Fall einer einfachen magnetischen Schale, über deren Oberfläche der Magnetismus in gleichförmiger Dichte verteilt ist, ist die »Stärke« der Schale gleich der Dicke derselben, multipliziert mit der Oberflächendichte.

333. Intensität des Feldes. Im Art. 115 haben wir gesehen, dass jeder Magnet von einem gewissen »Felde« umgeben ist, innerhalb dessen die magnetische Kraft wahrnehmbar ist. Wir können die Eigenschaften eines Feldes in irgend einem Punkte vollständig angeben, wenn wir die Stärke und die Richtung jener Kraft messen, d. h. wenn wir die **„Intensität des Feldes“** und die Richtung der Kraftlinien bestimmen. *Die »Intensität des Feldes« in einem Punkte wird gemessen durch die Kraft, mit welcher dasselbe auf einen in jenem Punkte befindlichen magnetischen Einheitspol wirkt. Folglich ist Einheit der Intensität des Feldes diejenige, welche auf einen Einheitspol mit der Krafteinheit wirkt.* Man hat also ein Feld von der Intensität 1 in einem Punkte, welcher einen Zentimeter vom Pole eines Magnets von der

1) Die magnetische Kraftflut wird bei einigen Schriftstellern die totale Induktion genannt; doch sollte der Ausdruck Induktion nur für die Operation des Induzierens gebraucht werden.

Stärke 1 entfernt ist. Angenommen, es befände sich ein Magnetpol von der Stärke m in einem Felde an einem Punkte, wo die Intensität den Wert H hat, so ist die Kraft m mal so gross, als wenn der Pol von der Stärke 1 wäre, und

$$f = m \times H.$$

Um die Vorstellung graphisch zu unterstützen, benutzen wir Faraday's Methode, die Eigenschaften eines magnetischen Feldes darzustellen. Wir denken uns Linien so gezogen, dass sie durch ihre Richtung und Dicke die Richtung und Stärke des Feldes darstellen. Dies führt zu der empirischen Regel, ebenso viel magnetische Linien pro Quadratzentimeter (Querschnitt) zu ziehen, als Krafteinheiten am Einheitspole vorhanden sind. Ein Feld von H Einheiten ist ein solches, wo H Dyn am Einheitspole, oder H Linien pro Quadratzentimeter, vorhanden sind. Es folgt, *dass eine magnetische Poleinheit* 4π *Kraftlinien hat, welche von ihr ausgehen;* denn man hat die Einheit des Feldes in einem Abstande = 1, oder eine Kraftlinie pro Quadratzentimeter; und man hat 4π Quadratzentimeter Oberfläche auf einer Kugel, welche mit dem Radius 1 um den Pol gelegt ist. Ein Magnet, dessen Polstärke m, hat $4\pi m$ Kraftlinien, welche durch den Stahl führen und bei seinem Pole divergieren. Infolge der oben erwähnten Regel wiederholt sich in den elektromagnetischen Formeln der Ausdruck 4π sehr häufig. Denken wir uns einen schmalen Spalt zwischen den Flächen zweier gegenüberstehender Magnete, von denen jeder σ magnetische Einheiten pro Quadratzentimeter Polfläche hat, so ist das Feld in dem dazwischen befindlichen Raume $H = 4\pi\sigma$.

334. **Die Arbeit, welche ein stromführender Konduktor verrichtet, wenn derselbe die Linien eines magnetischen Feldes durchschneidet.** Nach der im Art. 258 gegebenen Definition ist die Arbeit, welche verrichtet wird, um Q elektrische Einheiten gegen eine elektromotorische Kraft V zu bewegen, W = Q . V. Angenommen, diese elektromotorische Kraft rühre von einem Konduktor her, welcher in der Zeit t N magnetische Linien durchschneide. Ist die Bewegung gleich-

förmig und bezeichnen wir den Durchschnittsstrom während jener Zeit mit C, so ist $Q = C . t$. Die durchschnittliche elektromotorische Kraft ist aber $= \frac{N}{t}$ (vergl. Art. 220). Setzen wir diese Werte ein, so ergiebt sich:

$$W = C . t . \frac{N}{t} = C . N$$

d. h. *die Arbeit, welche verrichtet wird, um einen Strom durch eine magnetische Flut zu bewegen, ist gleich dem Produkte des Stromes und der Gesamtzahl der durchschnittenen magnetischen Linien.* Es ist zu beachten, dass die Arbeit unabhängig von der Zeit ist. Sind C und N in absoluten (C.G.S.) Einheiten gegeben, so wird W durch Erg ausgedrückt.

335. **Die Kraft, welche ein magnetisches Feld auf einen stromführenden Draht ausübt.** Bewegt man einen Draht seitwärts durch die Linien eines magnetischen Feldes um die Länge x, so beschreibt derselbe eine Fläche $l . x$, wo l die Länge des Drahtes bedeutet. Ist H die Anzahl der magnetischen Linien pro Quadratzentimeter, so ist demnach die Gesamtzahl der durchschnittenen Linien $= H . lx$ und die Arbeit $= C . H . lx$, wenn der Draht den Strom C führt. Wird aber die Arbeit W verrichtet, wenn man den Draht um die Länge x fortbewegt, so ist die ausgeübte Kraft $f = \frac{W}{x}$. Folglich ist die auf den Draht ausgeübte Kraft

$$f = C . H . l$$

d. h. *die Kraft ist dem Strome, der Intensität des Feldes, und der Drahtlänge innerhalb des Feldes proportional.*

Diese Kraft hat das Bestreben, den Draht seitlich zu ziehen, da sie rechtwinklig zum Drahte und zu den Linien des Feldes wirkt.

Diese Wirkung ist natürlich eine Folge von Spannungen, welche in dem Medium stattfinden, und verdient eine genauere Betrachtung. Man untersuche das magnetische Feld zwischen einem grossen *N*-Pole und einem ebensolchen *S*-Pole. Die Linien gehen fast gleichmässig und gerade von dem einen zum andern.

In Fig. 164 sieht man den Draht im Querschnitt, mit einem Strome, der zum Beobachter fliesst. Die Folge ist, dass sich das magnetische Feld des Stromes (vergl. Art. 197) über das des Magnets schiebt und dieses stört, so wie es die Figur zeigt. In einem solchen Felde wirken die Spannungen derart, als ob die magnetischen Linien sich zu verkürzen streben, und haben zur Folge, dass der Draht in der verzeichneten Richtung mechanisch gepresst wird. Diese mechanische Kraft wirkt auf den Draht, obgleich sie eine Folge des Stromes ist.

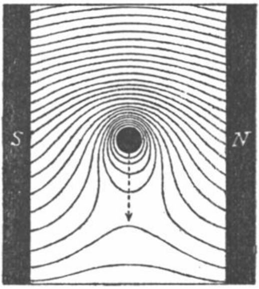

Fig. 164.

Rechnet man nach der oben gegebenen Formel, muss man durch 10 dividieren, falls C in Ampère gegeben ist.

336. Magnetomotorische Kraft (oder totale magnetisierende Kraft) eines in einem spiralförmigen Konduktor fliessenden Stromes. Ein Konduktor, der einen Strom von C Ampère führt, möge zu einer Spirale von S Windungen aufgerollt sein. Man sieht leicht ein, dass die totale magnetisierende Kraft eines solchen Konduktors der Zahl der Ampère-Windungen proportional ist; denn der Versuch zeigt, dass beispielsweise ein Strom von 10 Ampère, der in einer Rolle von 50 Windungen fliesst, dieselbe magnetische Kraft besitzt, wie ein Strom von 5 Ampère in 100 Windungen oder wie ein Strom von 1 Ampère in 500 Windungen. Jeder derselben hat 500 Ampère-Windungen.

Berechnen wir dann die Arbeit, welche verrichtet würde, um einen magnetischen Einheitspol von einem Punkte P längs einer geschlossenen Bahn (Fig. 165) nach dort zurück zu bewegen, entgegen den magnetischen Kräften des Systems, wobei wir annehmen, dass die Bahn durch sämtliche Windungen der magnetisierenden Rolle hindurchgeht. Diese Arbeit

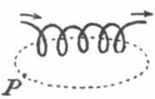

Fig. 165.

ist ein Mass der *magnetisierenden Kraft dieses Systems* oder mit andern Worten, ein Mass seiner **magnetomotorischen Kraft.** Eine solche geschlossene Bahn kann je nach Umständen ganz in der Luft liegen, oder teils in der Luft, teils in Eisen, oder ganz in Eisen. Der Beweis ist gänzlich unabhängig von irgend welchem Körper, der sich in der gedachten Bahn befindet.

Nun wollen wir uns diesen Einheitspol mit seinen 4π strahlenförmigen magnetischen Linien von P durch die Windungen längs der geschlossenen Bahn nach dort zurück bewegt denken. Jede Windung der Rolle schneidet dabei jede magnetische Linie einmal, und demnach ist nach Art. 333 und 334 die totale verrichtete Arbeit

$$W = \frac{4\pi . C . S}{10},$$

wo wir durch 10 dividieren, um die Ampère auf C.G.S. Einheiten zu reduzieren. Da nun $4\pi = 12,57$ ist, so ergiebt sich hieraus die Regel: *Die magnetomotorische Kraft*[1] *einer Rolle ist gleich dem 1,257fachen der Ampère-Windungen.*

337 **Intensität eines Feldes in einer langen, röhrenförmigen Rolle (Solenoid).** Eine spiralförmig gewundene Drahtrolle heisst ein *Solenoid.* Dieselbe hat, falls sie von einem Strome durchflossen wird, in ihrem Innern ein magnetisches Feld und ist in der That ein Magnet ohne Eisen, solange der Strom fliesst. Dieses magnetische Feld ist im ganzen Innern der Röhre sehr gleichförmig, vorausgesetzt, das die Spirale sehr lang ist, etwa 20mal so lang wie der Durchmesser der Spirale. Nur an den Enden der Rolle wird dasselbe schwächer. Um die Intensität H des Feldes zu bestimmen, erinnern wir uns (Art. 332 e), dass die Arbeit, welche an einem Einheitspole verrichtet wird, um denselben um eine Länge l im Felde H fortzubewegen, gleich H.l ist. Aber die Arbeit, welche verrichtet wird, wenn

---

1) Da diese magnetomotorische Kraft sich aus einer Anzahl kleiner Elemente zusammensetzt, welche längs der Bahn beliebig verteilt sind, so wird jene bisweilen das Linien-Integral der magnetisierenden Kräfte genannt.

derselbe längs des Solenoids von der Länge l bewegt wird, ist in Wirklichkeit gleich derjenigen, welche längs der geschlossenen Bahn geleistet wird, weil nahezu sämtliche Kräfte auf der Seite der innern Bahn geschnitten werden. Daher ist

$$\frac{4\pi C.S}{10} = H.l, \text{ oder } H = \frac{4\pi}{10} \cdot \frac{C.S}{l}$$

d. h. *die Intensität des Feldes in einer langen Spirale ist gleich dem 1,257fachen der Anzahl der Ampère-Windungen pro Zentimeter Länge.*

Am Ende einer langen Spirale ist die Intensität des Feldes gerade halb so gross wie in der Mitte.

338. Magnetisches Feld, welches von einem unendlich langen, geraden Stromleiter herrührt. Gesetz vom umgekehrten Verhältnis des einfachen Abstandes. Im Punkte P (Fig. 166) befinde sich ein Einheitspol im Abstande r von einem unendlich langen, geraden Stromleiter, welcher einen Strom von C Ampère führen möge. Die Kraft, welche den Pol um den Draht zirkulieren lässt, kann man auf folgende sehr einfache Weise berechnen. Würde der Einheitspol sich einmal um den Draht längs einer kreisförmigen Bahn vom Radius r bewegen, so würde jede der 4π magnetischen Linien, welche von ihm ausgehen, von dem Drahte einmal durchschnitten werden. Folglich würde nach Art. 334 die bei einer einmaligen Umdrehung verrichtete Arbeit gleich $\frac{4\pi C}{10}$ sein. Diese Arbeit wurde jedoch geleistet, indem der Einheitspol, den Kräften des Systems entgegen, längs einer Bahn von der Länge $2\pi r$ fortbewegt wurde, folglich ist

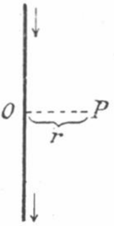

Fig. 166.

$$W = f.2\pi r = \frac{4\pi.C}{10}, \text{ oder}$$

$$f = \frac{2C}{10r}.$$

Hieraus geht hervor, dass die auf einen Einheitspol ausgeübte Kraft und daher auch die Intensität des Feldes *dem Strome* *direkt und dem Abstande vom Drahte umgekehrt proportional* ist.

Beispiel. Die Kraft, welche auf einen Pol von 1200 magnetischen Einheiten ausgeübt wird, in einem Abstande von 4 cm von einem langen, geraden Drahte, der einen Strom von 60 Ampère führt, beträgt 3600 Dyn oder 3,52 g.

Die Thatsache, dass die Kraft dem einfachen Abstande (und nicht dem Quadrate desselben) umgekehrt proportional ist, wurde von Biot und Savart im Jahre 1820 experimentell entdeckt.

Rings um einen derartigen geraden Stromleiter besteht das magnetische Feld aus einem cylindrischen Wirbel von kreisförmigen Linien (vergl. Art. 197), deren Dichte in demselben Verhältnis abnimmt, wie ihr Radius zunimmt. Ausserhalb eines geraden Drahtes, der einen Strom von 10 Ampère führt, sind die Werte von H folgende: 2 bei 1 cm; 1 bei 2 cm; 0,4 bei 5 cm u. s. w. Der Pol hat das Bestreben, sich kreisförmig um den Draht zu bewegen.

339. Gegenseitige Wirkung eines Magnetpols und eines Stromelements. Ein Stromelement ist ein unendlich kleines Stück eines von einem Strome durchflossenen Drahtes. Bezeichnet man seine Länge mit dl und den Strom mit C, so ist Cdl der magnetische Wert des Elements in Bezug auf alle Punkte in seiner Aequator-Ebene. Angenommen, das Element habe den Abstand r (Fig. 167) von einem Magnetpole von m Einheiten und sei rechtwinklig zu ihrer Verbindungslinie gestellt.

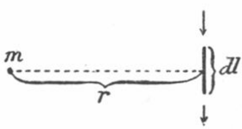

Fig. 167.

Da das Element im Vergleich zu r sehr klein ist, so lässt sich das Gesetz der umgekehrten Quadrate anwenden, folglich ist die gegenseitige Wirkung:

$$f = \frac{m \cdot Cdl}{10 \cdot r^2}.$$

Diese Kraft ist weder anziehend noch abstossend, sondern rechtwinklig zum Element und der Linie, welche dasselbe mit m verbindet.

340. Magnetisches Feld, welches von einem kreisförmigen Stromleiter herrührt. Um die Wirkung zu bestimmen, welche ein kreisförmiger Stromleiter auf einen Punkt seiner Achse ausübt (Fig. 168), nehmen wir an, dass sich im Punkte P, der vom Zentrum den Abstand x haben möge, ein Einheitspol befinde. Dann wird nur ein Teil der 4π Linien, welche von ihm ausgehen, durch den Kreis gehen, und zwar wird die Zahl dieser Linien dem körperlichen Winkel proportional sein, welchen der Kreis in P spannt, nämlich gleich 2π $(1-\cos\theta)$, wo θ der Winkel zwischen der Achse und dem schiefen Abstande a ist. Wenn wir daher den Pol aus unendlicher Entfernung bis zu diesem Punkte bewegen, so ist die Arbeit, welche dadurch geleistet wird, dass diese Linien den stromführenden Draht durchschneiden, nach Art. 334:

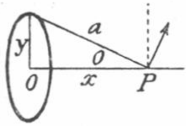

Fig. 168.

$$W = \frac{2\pi C\,(1-\cos\theta)}{10},$$

wo C die Anzahl der Ampère des Stromes bedeutet. Dieser Ausdruck giebt die gegenseitige Energie zwischen Pol und Strom. Um die Kraft im Punkte P zu berechnen, müssen wir nach x differentiieren und finden das Verhältnis, in welchem die gegenseitige Energie pro Längeneinheit abnimmt. Hierbei ist es vorteilhaft, für $\cos\Theta$ seinen Wert $x : (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}$ zu substituieren. Wir erhalten dann

$$f = \frac{dW}{dx} = \frac{2}{10}\,\pi C \,.\, \frac{y^2}{(x^2+y^2)^{\frac{3}{2}}} = \frac{2}{10} \,.\, \pi \,.\, C \,.\, \frac{y^2}{a^3}$$

da $(x^2 + y^2)^{\frac{3}{2}} = a^3$ ist. Es ergiebt sich hieraus der Satz: die magnetische Kraft in einem auf der Achse befindlichen Punkte P ist dem Strome proportional, und *dem Kubus des schiefen Abstandes umgekehrt proportional.* (Vergl. den Fall eines Stabmagnets, Art. 138).

Eine andere Methode, diesen Satz zu beweisen, besteht in folgendem. Indem wir von dem in Art. 339 gefundenen Ausdruck für die Wirkung eines Stromelements ausgehen, und die des obersten Elements des Kreises betrachten, dessen schiefer Abstand $a = \sqrt{x^2 + y^2}$ ist, ergiebt sich, dass die unendliche kleine Kraft df, welche das Stromelement $C dl$ auf den Einheitspol im Punkte P ausübt, rechtwinklig zu a und zu dl (in der Richtung des Pfeiles) ist, und $= \frac{C \cdot dl}{10 a^2}$ ist. (Vergl. Art. 201). Da alle Elemente dl symmetrisch zur Achse liegen, müssen wir ihre schief wirkenden Kräfte in zwei Teile zerlegen: in einen Teil, welcher rechtwinklig zur Achse wirkt, und welcher verschwindet, da sich die einzeln Komponenten paarweise aufheben, und in einen Teil, welcher in der Richtung der Achse wirkt, und dieser ist für jedes Element gleich dem obigen Ausdrucke, multipliziert mit $\sin \Theta$, so dass die in der Richtung der Achse genommene Kraft, welche von jedem Elemente von der Länge dl herrührt, den Wert hat:

$$\mathrm{df} = \frac{C \cdot dl \cdot \sin \Theta}{10 a^2}$$

oder, da $\sin \Theta = \frac{y}{a}$,

$$\mathrm{df} = \frac{C \cdot dl \cdot y}{10 a^3}.$$

Nun ist aber die totale Kraft, welche von allen Elementen herrührt, gleich dem Integrale aus der Summe ihrer Längen, und dieses Integral hat, rings um den Kreis genommen, den Wert: $\int dl = 2\pi y$. Folglich haben wir

$$\mathrm{f} = \frac{2\pi \cdot C \cdot y^2}{10 a^3}.$$

Wird P bis zum Zentrum des Kreises fortbewegt, so wird $a = y$ und wir kommen dann auf die Formel des Tangentengalvanometers zurück: $\mathrm{f} = \frac{2\pi C}{10 r}$ (vergl. Art. 207).

Auch haben wir zu beachten, dass bei sehr grossen Abständen des P vom Zentrum die Grösse a annähernd $= x$ wird, und dass die Kraft dem Kubus der Axial-Entfernung umgekehrt proportional ist.

Hierdurch erhalten wir ein Mittel, die Empfindlichkeit eines Tangentengalvanometers zu regulieren, indem wir die Nadel mit ihrer Skala so anbringen, dass sie längs der Achse der Rolle einen Ausschlag macht. Im Punkte P, für welchen $a = 2y$ ist, beträgt die von der Rolle auf die Nadel ausgeübte Kraft nur noch $\frac{1}{8}$ der Kraft, welche im Zentrum stattfindet.

341. Moment einer kreisförmigen Rolle. Eine kreisförmige Rolle, welche einen Strom führt, wirkt wie ein Magnet, dessen Achse mit der Achse der Rolle zusammenfällt. Ihr magnetisches Moment (Art. 135) ist das Produkt aus dem Strome (in absoluten Einheiten) und der eingeschlossenen Fläche, oder, wenn C den Strom in Ampère bedeutet, und A die Gesamtfläche aller Windungen, so ist das Moment $= \frac{A \cdot C}{10}$. Wird eine solche Rolle in ein Feld von der Intensität H gebracht, so ist sie bestrebt, sich derart zu stellen, dass ihre Achse längs der Richtung des Feldes liegt. Ist Θ der Winkel zwischen jenen Richtungen, so ist das Drehungsmoment $= \frac{A \cdot C \cdot H \cdot \sin \Theta}{10}$.

342. Das Potential, welches von einem (Solenoid-) Magnet herrührt. Ein langer dünner, gleichförmig magnetisierter Magnet zeigt nur an den beiden Enden freien Magnetismus und wirkt auf äussere Gegenstände genau so, als wenn 2 gleiche magnetische Mengen entgegengesetzter Art in jenen beiden Punkten angesammelt wären. Ein solcher Magnet wird bisweilen ein *Solenoid* genannt. Das magnetische Potential, welches von einem Solenoid herrührt, und alle seine magnetischen Wirkungen hängen allein von der Lage seiner beiden Pole und von der Stärke derselben ab, nicht von der Gestalt des zwischen ihnen befindlichen Stabes, möge dieser gerade oder gekrümmt sein. In Art. 332 c wurde die Regel angegeben, wie man das von einem Systeme von Polen herrührende Potential findet. Angenommen, die beiden Pole eines Solenoids wären von der Stärke $+m$ und $-m$ und die resp. Abstände dieser Pole von einem äussern Punkte P seien r_1 und r_2, dann ist das Potential im Punkte P:

$$V_P = m\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right).$$

Angenommen, ein Magnet wäre so gebogen, dass seine beiden Pole einander berührten: dann wirkt derselbe auf einen äussern Gegenstand nicht als Magnet, und hat auch kein »Feld«; denn wenn die beiden Pole sich berühren, so sind ihre Abstände r_1 und r_2 von einem äussern Punkte P einander gleich und es ist

$$\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} = 0.$$

343. Das Potential, welches von einer magnetischen Schale herrührt. Gauss wies nach, *dass das von einer magnetischen Schale herrührende Potential in einem Punkte ihrer Nachbarschaft gleich ist der Stärke der Schale, multipliziert mit dem körperlichen Winkel, welchen der Punkt mit der Schale bildet;* wobei die Stärke einer magnetischen Schale das Produkt ihrer Dicke und ihrer magnetischen Oberflächen-Dichte ist.

Bedeutet w den körperlichen Winkel, welchen der Punkt P mit der Schale bildet, und i die Stärke der Schale, so ist:

$$V_P = w \cdot i.$$

B e w e i s. Um diesen Satz zu beweisen, würde eine einfache Anwendung der Integralrechnung erforderlich sein. Doch muss an dieser Stelle folgender, allerdings unvollständiger, geometrischer Beweis genügen. Man denke sich die Schale in eine Anzahl kleiner Elemente von der Dicke t und der Grundfläche s zerlegt (Fig. 169). Der ganze körperliche Winkel, welchen der Punkt P mit der Schale bildet, möge ebenfalls in eine Anzahl kleiner Elementarkegel zerlegt werden, jeder mit dem körperlichen Winkel w'; r_1 und r_2 mögen die Abstände der beiden Oberflächen des Elements von P bedeuten. Durch den kleinen Kegel lege man senkrecht zu r_1 eine Ebene,

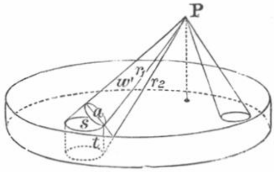

Fig. 169.

und bezeichne mit a die Fläche des Querschnitts; der Winkel zwischen den Flächen s und a möge mit β bezeichnet werden, dann ist: $s = \frac{a}{\cos\beta}$. Ferner sei i die »Stärke« der Schale (d. h. ihre magnetische Oberflächendichte multipliziert mit ihrer Dicke), so ist $\frac{i}{t}$ die magnetische Oberflächendichte, und $s.\frac{i}{t} = m$ die Polstärke des kleinen Magnets. Nun ist der körperliche Winkel

$$w' = \frac{\text{Fläche seines orthogonalen Querschnitts}}{r^2} = \frac{a}{r^2}$$

folglich $a = w'r^2$ und $s = \frac{w'r^2}{\cos\beta}$,

folglich $w'i \frac{r^2}{t\cos\beta} = m$.

Nun ist aber für den Punkt P das Potential des Magnets mit dem Pole m

$$v = m\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$$
$$= w'i\frac{r^2}{t\cos\beta}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$$

und $\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} = \frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2}$, wofür wir auch $\frac{r_2 - r_1}{r^2}$ schreiben können, da wir den Unterschied zwischen r_1 und r_2 so klein machen können, wie wir wollen. Da ferner $r_2 - r_1 = t\cos\beta$, so hat man:

$$v = w'i\frac{r^2}{t\cos\beta} \cdot \frac{t\cos\beta}{r^2} = w'.i$$

d. h. das Potential, welches von einem Elemente der Schale herrührt, ist gleich der Stärke der Schale, multipliziert mit dem körperlichen Winkel, welchen der Punkt P mit dem Elemente bildet. Bezeichnet daher V die Summe aller Werte von v für alle Elemente, und w den ganzen körperlichen Winkel (die Summe aller kleinen körperlichen Winkel w'), so ist

$$V_P = w.i$$

d. h. für jeden Punkt ist das Potential, welches von einer magnetischen Schale herrührt, gleich der Stärke der Schale, multipliziert mit dem körperlichen Winkel, welchen jener Punkt mit der ganzen Schale bildet.

Daher stellt wi die Arbeit dar, welche von oder an einem Einheitspole verrichtet werden müsste, um denselben aus unendlicher Entfernung nach dem Punkte P zu bewegen, mit welchem die Schale den körperlichen Winkel w bildet. Im Punkte Q, für welchen der Winkel der Schale einen andern Wert hat, würde das Potential ebenfalls einen andern Wert haben, so dass die Potentialdifferenz zwischen P und Q

$$V_Q - V_P = i\,(w_Q - w_P)$$

wäre. Würde ein Magnetpol von der Stärke m nach P bewegt, so würde die Arbeit m mal zu verrichten sein, oder das gemeinschaftliche Potential würde $= m \,.\, w \,.\, i$ sein.

344. Potential eines Magnetpols auf eine Schale. Wenn die Schale von der Stärke i an die Stelle geschafft werden soll, wo sie mit dem Pole m einen körperlichen Winkel w bildet, so erfordert dies offenbar denselben Aufwand an Arbeit, als wenn der Magnetpol aus unendlicher Entfernung heranbewegt werden soll; folglich stellt $m \,.\, w \,.\, i$ sowohl das Potential des Poles auf die Schale dar, als auch das Potential der Schale auf den Pol. Nun können die von einem Pole ausgehenden Kraftlinien ihrer Zahl nach der Stärke dieses Poles proportional gesetzt werden, und von einem einfachen Pole würden sie strahlenförmig nach allen Richtungen auslaufen. Wenn wir daher im Punkte P, dem Scheitel des körperlichen Winkels eines Kegels, einen Magnetpol hätten, so würde die Zahl der Kraftlinien, welche innerhalb des körperlichen Winkels lägen, diesem proportional sein. Daher ist es zweckmässig, $m \,.\, w$ als Ausdruck für die Zahl der Kraftlinien des Poles zu nehmen, welche durch die Schale führen, und wir können die auf diese Weise begrenzte Zahl mit N bezeichnen. Mithin der Satz: *Das Potential eines Magnetpols auf eine magnetische Schale ist gleich der Stärke der Schale, multipliziert mit der Anzahl der (von dem Magnetpole herrührenden) Kraftlinien, welche durch die Schale führen,* oder $V = N \cdot i$. Würde die Schale oder der Pol nach einem Punkte bewegt, wo eine andere Zahl von Kraftlinien geschnitten würden, so würde die Potentialdifferenz zwischen den beiden Punkten dargestellt durch

$$V_Q - V_P = \pm\, i\,(N_Q - N_P).$$

Um einen nordsuchenden (oder positiven) Pol der abstossenden Kraft der nordsuchenden Fläche einer Schale entgegen zu bewegen, ist ein + Betrag von zu verrichtender Arbeit erforderlich; und ihre gegenseitige Wirkung würde es möglich machen, dass nachher kraft ihrer Lage Arbeit verrichtet würde; in diesem Falle ist dann das Potential positiv. Um dagegen einen nordsuchenden Pol der südsuchenden Fläche einer Schale entgegen zu bewegen, muss der Pol Arbeit verrichten, denn dieser wird angezogen; und da die vom Pole verrichtete Arbeit so aufgefasst werden kann, als ob wir eine *negative* Arbeit verrichteten, so hat das Potential hier einen negativen Wert.

Nehmen wir ferner an, wir könnten einen nordsuchenden Einheitspol der abstossenden Kraft der nordsuchenden Fläche einer Schale von der Stärke i entgegen bewegen bis ganz auf die Fläche der Schale, dann würde die Schale die Hälfte des ganzen Raumes um den Pol herum einnehmen, und der körperliche Winkel zwischen Schale und Pol betrüge also 2π, das Potential also $+ 2\pi \cdot i$. Hätten wir die südsuchende Fläche genommen, so hätte das Potential an dieser Fläche den Wert $- 2\pi i$ gehabt. Daraus geht hervor, *dass das Potential sich um die Grösse $4\pi i$ ändert, wenn man von einer Seite der Schale zur andern übergeht.* Zwischen einem Pole und einer Schale findet eine ähnliche Einwirkung statt wie zwischen zwei Polen (Art. 121). Wenn ein nordsuchender Pol der nordsuchenden Fläche einer Schale genähert wird, so führen keine Kraftlinien des Magnets durch die Schale, dieselben gehen vielmehr seitwärts (vergl. Fig. 71) wogegen in dem Falle, wo ein nordsuchender Pol der südsuchenden Fläche einer Schale genähert wird, eine grosse Anzahl der Linien die Schale treffen, und der Pol thatsächlich von der Schale angezogen wird, wo dann möglichst viele Kraftlinien von der Schale geschnitten werden. Diese Wirkung können wir in Worten so ausdrücken: *Eine magnetische Schale und ein Magnetpol wirken gegenseitig auf einander und nehmen eine solche Lage an, dass die Zahl der von der Schale geschnittenen Kraftlinien ein Maximum wird* (Maxwell's Regel, Art. 199). Ausserhalb der anziehenden Fläche der Schale ist das Potential — wi, und der Pol bewegt sich so, dass diese negative Grösse möglichst gross, das Potential also ein Minimum wird. Dies ist nur eine andere Ausdrucksweise für den besonderen Fall des allgemeinen Satzes, dass Körper sich so zu bewegen streben, dass die Energie, welche sie kraft ihrer Lage besitzen, zu einem Minimum herabsinkt.

345. Magnetisches Potential, welches von einem Strome herrührt. Die magnetische Schalen betreffenden Sätze, welche in den vorhergehenden Paragraphen angegeben sind, sind aus dem im Art. 198 angeführten Grunde so wichtig, dass nämlich ein Schliessungsbogen, der von einem elektrischen Strome durchflossen wird, sich wie eine magnetische Schale verhält. Indem wir die elektromagnetische Einheit der Stromstärke zu Grunde legen (Art. 348), können wir sogleich auf Art. 342 zurückgreifen und die Sätze über magnetische Schalen auf geschlossene Volta'sche Schliessungsbögen übertragen.

a) **Potential eines geschlossenen Stromkreises** (vgl. Art. 343).

Das Potential V eines geschlossenen Volta'schen Stromkreises in bezug auf einen benachbarten Punkt ist gleich der Stromstärke, multipliziert mit dem körperlichen Winkel w, welchen der Punkt mit dem Stromkreise bildet. Ist C die Stromstärke in elektromagnetischen Einheiten, so ist

$$V_P = - w \,.\, C.$$

b) In einem Punkte Q, wo der körperliche Winkel des Schliessungsbogens den Wert w_Q statt w_P hat, hat auch das Potential einen andern Wert und die Potentialdifferenz ist

$$V_Q - V_P = - C\,(w_Q - w_P).$$

c) **Potential zwischen einem Magnetpol und einem**

Stromkreise. Würde man einen Magnetpol von der Stärke m bis nach einem Punkte P bewegen, so wäre m mal so viel Arbeit verrichtet, als wenn der Magnetpol von der Stärke 1 gewesen wäre, und die Arbeit würde die nämliche sein, ob der Pol m nach dem Stromkreise oder der Stromkreis nach dem Pole hin bewegt würde. Folglich ist ihr Potential

$$-\ m\,.\,w\,C.$$

Da wir jedoch, wie in Art. 344, $m\,.\,w$ als die Anzahl der Kraftlinien des Poles ansehen können, welche vom Stromkreise geschnitten werden und durch denselben hindurchgehen, so können wir für jene Zahl N setzen und schreiben

$$V = -\ C\,.\,N$$

oder *das Potential zwischen einem Magnetpole und einem Stromkreise ist gleich der Stromstärke, multipliziert mit der Anzahl der Kraftlinien des Magnetpols, welche vom Stromkreise geschnitten werden.* (Das Ganze mit negativem Zeichen genommen.)

d) Wie für den Fall der magnetischen Schale, so ändert sich auch beim Stromkreise der Wert des Potentials um $4\pi C$, wenn man von einem Punkte auf der einen Seite desselben zu einem Punkte auf der andern Seite übergeht; d. h. auf der einen Seite ist das Potential $-\ 2\pi C$ und auf der andern $+\ 2\pi C$, folglich muss eine Arbeit $= 4\pi C$ verrichtet werden, um einen Einheitspol von der einen Seite auf die entgegengesetzte um die Aussenseite des Stromkreises herum zu bewegen. Die Arbeit, welche verrichtet wird, wenn man den Schliessungsdraht in n Windungen schlingt, würde $4n\pi C$ betragen.

346. e) **Potential zweier Ströme auf einander.** Zwei geschlossene Ströme haben ein Potential, welches von ihrer Stärke, ihrem gegenseitigen Abstande, von ihrer Form und ihrer Lage abhängt. Sind die Stromstärken C und C', der Abstand zwischen zwei Elementen ds und ds' der Leitungsdrähte r und ε der Winkel, welchen die Elemente mit einander bilden, so lässt sich nachweisen, dass ihr Potential $= -\ CC' \int\!\!\int \frac{\cos \varepsilon}{r}\, ds\, ds'$. Dieser Ausdruck stellt die Arbeit dar, welche verrichtet werden müsste, um einen der beiden Stromkreise aus unendlicher Entfernung in die betreffende Lage in der Nähe des andern zu bewegen, und ist eine negative Grösse, wenn sie sich anziehen. Nehmen wir nun an, die Stromstärke wäre in jedem Schliessungsdrahte gleich der Einheit, so ist ihr Potential in diesem Falle $\int\int\frac{\cos\varepsilon}{r}\,ds\,ds'$, eine Grösse, welche nur von der geometrischen Gestalt und Lage der Schliessungsdrähte abhängt, und welche wir mit dem Symbole M bezeichnen wollen, dem »*Koeffizienten des Potentials*«. Wir können dann das Potential beider Ströme C und C' ausdrücken durch — CC' M.

Nun haben wir aber in dem Falle eines einzigen Stromes gesehen, dass wir das Potential zwischen einem Strome und einem Einheitspole darstellen können als das Produkt der Stromstärke — C, multipliziert mit der Anzahl N der Kraftlinien des Magnetpols, welche von dem Strome geschnitten werden. Daher muss das Symbol M die Anzahl der beiderseitigen Kraftlinien bedeuten, welche von beiden Strömen geschnitten werden, falls die Ströme von der Stärke 1 wären. Nennen wir die beiden Ströme A und B, und sind dieselben von der Stärke 1, so schneidet A M Kraftlinien von B und B schneidet M Kraftlinien von A.

Nehmen wir nun ferner an, dass beide Ströme in derselben Richtung (in der des Uhrzeigers) fliessen; die Vorderseite oder südsuchende Fläche des einen Stromes befindet sich dann der Rückseite oder nordsuchenden Fläche des andern Stromes gegenüber, dieselben ziehen sich also an und verrichten thatsächlich Arbeit, indem sie sich einander nähern, oder (wie das negative Vorzeichen zeigt), es wird eine negative Arbeit verrichtet, indem der eine Strom dem andern genähert wird. Haben sie sich so weit wie möglich angezogen, so fallen die Schliessungsdrähte der Richtung und Lage nach, so viel wie überhaupt möglich, zusammen. Ihre potentielle Energie hat ihr tiefstes Minimum erreicht, indem ihr Potential ein negatives Maximum ist und ihr Potentialkoeffizient M seinen grösstmöglichen Wert hat. *Zwei Ströme stellen sich daher so, dass ihr Potentialkoeffizient M den grösstmöglichen Wert erhält.* Dies rechtfertigt Maxwell's Regel (Art. 199), da M die Anzahl der Kraftlinien bedeutet, welche von beiden Strömen geschnitten werden. Und da in dieser Lage jeder Strom möglichst viele magnetische Kraftlinien durch den andern induziert, so wird der *Potentialkoeffizient* auch *Induktionskoeffizient* genannt. (Art. 449.)

XXVII. VORLESUNG: *Die elektromagnetischen Einheiten.*

347. Magnetische Einheiten. Alle magnetischen Grössen, Polstärke, Intensität der Magnetisierung etc. werden mit Hilfe besonderer Einheiten ausgedrückt, welche aus den Fundamentaleinheiten der Länge, der Masse und der Zeit abgeleitet werden. Diese letzteren sind in der Anmerkung über fundamentale und abgeleitete Einheiten erklärt (Art. 275). Die meisten der folgenden Einheiten wurden unmittelbar in der vorhergehenden oder in der 11. Vorlesung erklärt; aus ihnen folgen die übrigen.

Einheitsstärke des Magnetpols. Der magnetische Einheitspol ist derjenige, welcher einen gleichnamigen Pol von derselben Stärke in dem Abstande von einem Zentimeter (in Luft) mit der Krafteinheit abstösst. (Art. 141.)

Magnetisches Potential. Da das magnetische Potential durch die Arbeit gemessen wird, welche verrichtet wird, wenn man einen magnetischen Einheitspol gegen die magnetischen Kräfte bewegt, so wird die Einheit des magnetischen Potentials durch die Arbeitseinheit, das Erg, gemessen.

Einheit der magnetischen Potentialdifferenz. Diese findet statt zwischen 2 Punkten, wenn es eines Arbeitsaufwandes von einem Erg bedarf, um einen (nordsuchenden) Einheitspol von einem Punkte nach einem andern, den magnetischen Kräften entgegen, zu bewegen. Die *magnetomotorische Kraft* wird durch dieselben Einheiten gemessen, wie die magnetische Potentialdifferenz.

Intensität des magnetischen Feldes. Dieselbe wird durch die

Kraft gemessen, welche das Feld auf einen magnetischen Einheitspol ausübt. Daher ist

Einheit der Intensität des Feldes diejenige, welche auf einen (nordsuchenden) Einheitspol die Krafteinheit ausübt. Für diese Einheit hat man die Bezeichnung Gauss vorgeschlagen. Ein Feld mit einer Intensität von 6000 Linien pro Quadratzentimeter würde mit 6 Kilogauss zu bezeichnen sein.

Die *magnetische Flut*, oder die totale Induktion der magnetischen Linien ist gleich der Intensität des Feldes, multipliziert mit seinem Flächeninhalte. Als Einheit gilt eine magnetische Linie.

Magnetischer Widerstand (vergl. Art. 371) ist das Verhältnis der magnetomotorischen Kraft zur magnetischen Flut. Die Einheit des Widerstandes ist diejenige, für welche die Einheit der magnetomotorischen Kraft eine Flut von einer Linie erzeugt.

348. Elektromagnetische Einheiten. Die vorhergehenden magnetischen Einheiten führen zu der folgenden Reihe von elektrischen Einheiten, bei denen die Stromstärke etc. in magnetischem Maße ausgedrückt sind. Das Verhältnis dieser »elektromagnetischen« Einheiten zu den »elektrostatischen« des Art. 278 wird im Art. 354 erklärt.

Einheit der Stromstärke. Ein Strom hat die Stärke eins, wenn ein Zentimeter Drahtlänge, zum Kreisbogen von einem Zentimeter Radius gebogen, auf einen im Mittelpunkte befindlichen magnetischen Einheitspol eine Krafteinheit ausübt. (Art. 202.)

Einheit der Potentialdifferenz (oder der *elektromotorischen Kraft*). Potential ist Arbeit, welche an einer elektrischen Einheit verrichtet wird, deshalb findet die Einheit der Potentialdifferenz zwischen 2 Punkten statt, wenn eine Arbeitseinheit verbraucht wird, um eine Einheit positiver Elektrizität von einem Punkte nach dem andern, der elektrischen Kraft entgegen, zu bewegen. Die Einheit der elektromotorischen Kraft wird erzeugt, wenn eine magnetische Linie pro Sekunde durchschnitten wird.

Einheit des Widerstandes. Ein Konduktor besitzt den Widerstand eins, wenn die Einheit der Potentialdifferenz zwischen seinen Enden bewirkt, dass ein Strom von der Stärke eins durch ihn hindurchfliesst.

Einheit der Elektrizitätsmenge ist diejenige Menge, welche in einem Einheitsstrome in einer Sekunde fortbewegt wird.

Einheit der Kapazität besitzt ein Körper, der durch die Einheit der Menge auf die Einheit des Potentials gebracht wird.

349. Praktische Einheiten und Normalmaße. Mehrere der obigen »absoluten« Einheiten im C.G.S. System würden bei praktischen Anwendungen ungebührlich gross und andere ungebührlich klein ausfallen. Man hat daher folgende praktische Einheiten aufgestellt:

Widerstand. Das **Ohm** $= 10^9$ absoluten Widerstandseinheiten (theoretisch der Widerstand, den die Geschwindigkeit eines Erdquadranten pro Sekunde bietet, vergl. Art. 352), in Wirklichkeit der Widerstand einer überall gleich dicken Quecksilbersäule von 106,3 cm Länge und 14,4521 g Gewicht, bei 0° C. Eine solche Quecksilbersäule heisst ein Normal-Ohm.

Strom. Das **Ampère** (früher das »Weber« genannt) $= 10^{-1}$ absoluten Einheiten; praktisch dargestellt durch den Strom, welcher pro Sekunde 0,001118 g Silber ausscheidet.

Elektromotorische Kraft. Das **Volt** $= 10^8$ absoluten Einheiten, ist diejenige E.M.K., welche in einem Ohm einen Strom von 1 Ampère erzeugt. Das Volt ist $\frac{1000}{1434}$ der E.M.K. eines Clarkschen Normalelements bei 15° C.

Menge. Das **Coulomb** $= 10^{-1}$ absoluten Einheiten, ist diejenige elektrische Menge, welche von einem Ampère in einer Sekunde fortbewegt wird.

Kapazität. Das **Farad** $= 10^{-9}$ absoluten Einheiten, ist die Kapazität eines Kondensators, welcher durch 1 Coulomb auf ein Potential von 1 Volt geladen wird. Das *Mikrofarad* oder der 1,000,000ste Teil eines Farads ist gleich 10^{-15} absoluten Einheiten.

Arbeit. Das **Joule** $= 10^7$ absoluten Einheiten (Erg) wird durch die Energie dargestellt, welche 1 Ampère in 1 Ohm pro Sekunde verbraucht.

Kraft. Das **Watt** $= 10$ absoluten Krafteinheiten, ist die

Kraft eines Stromes von 1 Ampère, der unter dem Drucke von 1 Volt fliesst. Dasselbe ist gleich 1 Joule pro Sekunde, annähernd der 746ste Teil einer Pferdekraft.

Induktion. Das **Henry** = 10^9 absoluten Einheiten, ist die Induktion in einem Stromleiter, wenn die in ihm induzierte E.M.K. 1 Volt beträgt, während der induzierende Strom um 1 Ampère pro Sekunde stärker oder schwächer wird.

Da es sich jedoch herausstellte, dass Elektriker Grössen zu messen hatten, welche millionenmal grösser oder kleiner sind, so benutzt man die Vorsilben mega und mikro, um das millionenfache, resp. den millionensten Teil zu bezeichnen. So ist z. B. ein Megohm ein Widerstand von 1,000,000 Ohm, und ein Mikrofarad eine Kapazität von 0,000001 Farad. Die Vorsilbe Kilo gebraucht man für das 1000fache und milli für 0,001. So ist ein Kilowatt = 1000 Watt, und ein Milliampère = 0,001 Ampère.

Das »praktische« System kann man als ein System von Einheiten betrachten, welche nicht aus den fundamentalen Einheiten Zentimeter, Gramm, Sekunde abgeleitet werden, sondern aus einem Systeme, bei welchem die Längeneinheit der Erdquadrant, die Masseneinheit = 10^{-11} g ist, die Sekunde dagegen als Zeiteinheit beibehalten ist.

350. Indexbezeichnung. Der Umstand, dass die Elektriker mit Grössen zu thun haben, welche teils durch sehr grosse, teils durch sehr kleine Zahlen auszudrücken sind, war die Veranlassung, dass ein System der Indexbezeichnung eingeführt wurde, um der Anwendung langer Ziffernreihen überhoben zu sein. In diesem Systeme werden nur die Hauptziffern einer Grösse niedergeschrieben, während die Endziffern, oder im Falle eines langen Dezimalbruchs, die Anfangsziffern durch einen darübergeschriebenen Index angedeutet werden. Demgemäss lässt sich die Zahl 1000 = $10 \times 10 \times 10$ durch 10^3 und die Zahl 42,000 durch 42×10^3 wiedergeben; die brittische Nationalschuld im Betrage von 770,000,000 £ durch 77×10^7. Brüche haben negative Indices, wenn dieselben als Exponenten geschrieben werden. So ist $\frac{1}{100} = 0{,}01 = 10^{-2}$ und $0{,}00028 = 28 \times 10^{-5}$. Der Nutzen dieser Schreibweise soll an einigen Beispielen über Elektrizität gezeigt werden. Die elektrostatische Kapazität der Erde ist 630,000,000 mal grösser als diejenige einer Kugel von einem Zentimeter Radius, also $63 \,.\, 10^{7}$ (elektrostatische) Einheiten. Der Widerstand des Selens ist ungefähr 40,000,000,000 oder 4×10^{10} mal grösser als derjenige des Kupfers: derjenige der Luft ist ungefähr 10^{26} mal grösser oder

100,000,000,000,000,000,000,000,000mal.

Die Geschwindigkeit des Lichts beträgt ungefähr 30,000,000,000 Zentimeter pro Sekunde oder 3×10^{10}.

351. **Dimensionen der magnetischen und elektromagnetischen Einheiten.** Der Fundamentalbegriff der »Dimension« ist in Art. 279 erklärt. Eine leichte Ueberlegung wird den Leser in den Stand setzen, folgende Tabelle selbständig abzuleiten:

	Einheiten.	Dimensionen.
	Magnetische:	
m	Polstärke / Menge des Magnetismus $= \sqrt{\text{Kraft} \times (\text{Abstand})^2} =$	$M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-1}$
V	Magnetisches Potential $= \dfrac{\text{Arbeit}}{\text{Polstärke}} =$	$M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}} T^{-1}$
H	Intensität des Feldes $= \dfrac{\text{Kraft}}{\text{Polstärke}} =$	$M^{\frac{1}{2}} L^{-\frac{1}{2}} T^{-1}$
N	Magnetische Flut $=$ Intensität $\times$ Fläche $=$	$M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-1}$
Z	Widerstand $= \dfrac{\text{Flut}}{\text{Mag. Potential}} =$	L
	Elektromagnetische:	
C	Strom (Stärke) $=$ Intensität des Feldes $\times$ Länge $=$	$M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}} T^{-1}$
Q	Menge $=$ Strom $\times$ Zeit $=$	$M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}}$
V / E	Potential / Elektromotorische Kraft $= \dfrac{\text{Arbeit}}{\text{Menge}} =$	$M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-2}$
R	Widerstand $= \dfrac{\text{E.M.K.}}{\text{Strom}} =$	LT^{-1}
K	Kapazität $= \dfrac{\text{Menge}}{\text{Potential}} =$	$L^{-1} T^{2}$
W	Kraft $=$ Strom $\times$ Potential $=$	$M \,.\, L^{2} T^{-3}$
L / M	Selbstinduktion / Gegenseitige Induktion $= \dfrac{\text{E.M.K.}}{\text{Strom pro Sek.}} =$	L

352. Der Widerstand als Geschwindigkeit ausgedrückt. Aus der obigen Tabelle über die »Dimensionen« der elektromagnetischen Einheiten ersehen wir, dass die Dimensionen des Widerstandes durch LT^{-1} gegeben sind: das sind aber dieselben Dimensionen, wie die der Geschwindigkeit. Jeder Widerstand kann als **Geschwindigkeit** ausgedrückt werden. Folgende Betrachtungen werden den Leser in den Stand setzen, sich hiervon eine physikalische Vorstellung zu verschaffen: — Angenommen, wir hätten einen Stromleiter, welcher aus zwei horizontalen Schienen CS und DT besteht (Fig. 170), die einen Abstand von

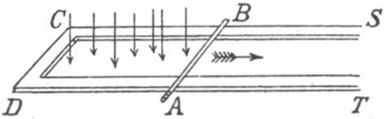

Fig. 170.

einem Zentimeter haben, durch CD verbunden und durch ein Gleitholz AB vervollständigt sind. Dieser veränderliche Stromleiter befinde sich in einem gleichförmigen magnetischen Felde von der Intensität 1, und die Kraftlinien seien senkrecht nach unten durch den Stromleiter gerichtet. Wird nun das Gleitholz nach ST mit einer Geschwindigkeit von n Zentimetern pro Sekunde bewegt, so wird die Zahl der hinzutretenden Kraftlinien, welche vom Stromleiter eingeschlossen werden, im Verhältnis n pro Sekunde zunehmen; oder mit andern Worten, es tritt eine induzierte elektromotorische Kraft (Art. 220) auf, welche dem Stromleiter eingepresst wird, und welche einen durch das Gleitholz von A nach B fliessenden Strom veranlasst. Sind die Schienen ohne Widerstand, so hängt die Stromstärke von dem Widerstande AB ab. Nun bewege sich AB mit solcher Geschwindigkeit, dass der Strom die Stärke 1 erhält. Ist sein Widerstand eine »absolute« (elektromagnetische) Einheit, so braucht es sich bloss mit einer Geschwindigkeit von einem Zentimeter pro Sekunde zu bewegen. Ist sein Widerstand grösser, so muss es sich mit einer entsprechend grössern Geschwindigkeit bewegen; da die Geschwindigkeit, mit welcher es sich bewegen muss, um einen Strom von der Stärke 1 zu unterhalten, numerisch seinem Widerstande gleich ist. *Der als »ein Ohm« bekannte Widerstand ist gleich 10^9 absoluten elektromagnetischen Einheiten, und wird daher durch eine Geschwindigkeit von 10^9 Zentimetern oder 10 Millionen Metern* (= einem Erdquadranten) *pro Sekunde dargestellt.*

353. **Bestimmung des Ohm.** Das System praktischer Einheiten wurde ursprünglich von der »British Association« aufgestellt, welche auch den Wert des Ohm durch den Versuch im Jahre 1863 bestimmte, und Normal-Widerstandsrollen aus Argentan konstruierte, welche »B.A. Einheiten« oder »Ohm« genannt wurden.

Es giebt verschiedene Methoden, den absoluten Wert des Widerstandes eines Drahtes zu messen. Eine Methode (die Joule'sche) besteht darin, die Wärme zu messen, die in demselben von einem bekannten Strome erzeugt wird und dann seinen Widerstand nach dem Joule'schen Gesetze zu berechnen (Art. 422). Eine andere Methode (die Weber'sche) besteht darin, in absoluten Einheiten den Strom zu messen, welchen eine ebenfalls absolut gemessene E.M.K. durch den Draht schickt. Das Verhältnis der letztern zum ersten giebt den Wert des Widerstandes. Weber's Methode setzte eine rotierende Rolle in einem magnetischen Felde voraus, welches Wechselströme erzeugt. Kohlrausch benutzte zur Erzeugung der E.M.K. eine Induktionsrolle. Lorenz schlug eine Methode vor, bei welcher eine Scheibe in Rotation versetzt wurde; Foster eine Nullmethode, bei welcher die E.M.K. in der rotierenden Rolle kompensiert wurde. Kelvin machte der British Association den Vorschlag, Weber's Methode in folgender Weise abzuändern. Da es praktisch unausführbar war, einem horizontalen Gleitholz eine so grosse Geschwindigkeit zu erteilen, wie nötig war, so wurde die Geschwindigkeit, welche dem Widerstande eines Drahtes entsprach, auf folgende Weise gemessen: Ein ringförmiger Draht (von vielen Windungen), der um eine vertikale Achse drehbar ist (Fig. 171), wurde in sehr schnelle gleichförmige Umdrehung versetzt. Ein solcher Ring durchschneidet beim Rotieren die Kraftlinien des Erdmagnetismus. In der nördlichen Hälfte des Ringes wird, während sie sich von Westen nach Osten bewegt, ein aufwärts gehender Strom induziert (vergl. die Regel Art. 220), wogegen in der südlichen Hälfte beim Rotieren von Osten nach Westen ein abwärts gehender Strom induziert wird. Daher wirkt der rotierende Ring während der Drehung als sein eigenes Galvanometer, wenn ein kleiner Magnet in seine

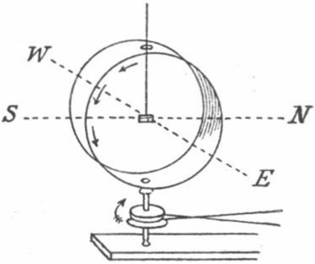

Fig. 171.

Mitte gehängt wird; da der Einfluss des Magnetismus, welcher von dem rotierenden Ringe herrührt, der horizontalen Komponente des Erdmagnetismus, der Rotationsgeschwindigkeit und der Anzahl der Drahtwindungen des Ringes direkt, und dem Widerstande des Drahtes umgekehrt proportional ist. Da also alle andern Data bekannt sind, so lässt sich der Widerstand berechnen und *als Geschwindigkeit* messen. Die ersten *Ohm oder B. A. Einheiten* wurden durch Vergleich mit diesem rotierenden Ringe gemessen; da man jedoch in Zweifel darüber war, ob die B. A. Einheit wirklich 10^9 Zentimeter pro Sekunde darstellt, so wurde im Jahre 1880 eine abermalige Bestimmung des Ohm von dem Komitee der British Association vorgenommen.

Auf dem ersten internationalen elektrischen Kongress in Paris im Jahre 1881 wurde die Wiederbestimmung des Ohm beschlossen und man kam auch überein, die praktischen Normal-Maße nicht mehr aus Argentandraht anzufertigen, sondern nach dem ursprünglich von Siemens gemachten Vorschlage, das praktische Ohm als den Widerstand einer Säule reinen Quecksilbers von bestimmter Länge und einem Millimeter Querschnitt zu definieren. Die ursprüngliche »Siemens'sche Einheit« war eine Quecksilbersäule von einem Meter Länge und einem Quadratmillimeter Querschnitt und betrug etwas weniger als ein Ohm

(0,9540 B. A. Einheiten). Nachdem die ersten Physiker Europa's Messungen angestellt hatten, bestimmte der Pariser Kongress von 1884, dass die Quecksilbersäule, welche das »gesetzliche« Ohm darstellt, eine Länge von 106 Zentimetern haben soll. Dies wurde jedoch weder in England noch in Amerika als gesetzlich anerkannt, da man wusste, dass dieser Wert ungenau ist. Rayleigh's Bestimmung ergab 106,21 cm Quecksilber als wahren Wert des theoretischen Ohms ($= 10^9$ absoluten Einheiten); und Rowland's Bestimmungen in Baltimore ergaben einen etwas grössern Wert. Die British Association kam im Jahre 1892 dahin überein, die Länge auf 106,3 cm festzusetzen und nach Masse und nicht nach Querschnitt zu definieren. Dies wurde schliesslich auf dem Kongress zu Chicago (1893) als das *internationale Ohm* bestimmt. Diese internationalen Einheiten sind jetzt in England und den vereinigten Staaten gesetzlich.

Die alte B. A. Einheit beträgt nur 0,9863 des wahren Ohm; die Siemens'sche Einheit beträgt den 0,9408. Teil.

354. **Verhältnis der elektrostatischen zu den elektromagnetischen Einheiten.** Wenn der Leser die Tabelle der Dimensionen der elektrostatischen Einheiten des Art. 278 mit derjenigen der Dimensionen der elektromagnetischen Einheiten des Art. 351 vergleicht, so wird er bemerken, dass in beiden Systemen die den gleichen Einheiten erteilten Dimensionen nicht dieselben sind. So sind z. B. die Dimensionen der »Menge« im elektrostatischen Maß $M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-1}$ und im elektromagnetischen Maß $M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}}$. Indem wir beides durch einander dividieren, ergiebt sich LT^{-1}, eine Grösse, welche wir sogleich als eine Geschwindigkeit erkennen. Diese Geschwindigkeit tritt in jedem Falle bei dem Verhältnis des elektrostatischen zum elektromagnetischen Maße jeder Einheit auf. Sie ist eine bestimmte konkrete Geschwindigkeit, und stellt diejenige Geschwindigkeit dar, mit welcher sich zwei elektrische Teilchen neben einander bewegen müssen, damit ihre gegenseitige elektromagnetische Anziehung (als gleichbedeutend mit der Bewegung zweier

parallelen Ströme genommen) gerade ihrer gegenseitigen elektrischen Abstossung gleichkomme (vergl. Art. 255). Diese Geschwindigkeit v, welche in der elektromagnetischen Theorie des Lichts (Art. 513) von grosser Wichtigkeit ist, ist in verschiedener Weise gemessen worden.

Einheit.	Elektrostatische.	Elektromagnetische.	Verhältnis.
Menge . .	$M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-1}$	$M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}}$	$L T^{-1} = v$
Potential . .	$M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}} T^{-1}$	$M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-2}$	$L^{-1} T = \frac{1}{v}$
Kapazität .	L	$L^{-1} T^2$	$L^2 T^{-2} = v^2$
Widerstand .	$L^{-1} T$	$L T^{-1}$	$L^{-2} T^2 = \frac{1}{v^2}$

a) Weber und Kohlrausch maßen die elektrostatische Mengeneinheit und verglichen dieselbe mit der elektromagnetischen Mengeneinheit, und fanden für das Verhältnis v den Wert $3{,}1074 \times 10^{10}$ Zentimeter pro Sekunde.

b) Kelvin verglich die beiden Potentialeinheiten und fand

$$v = 2{,}825 \times 10^{10}$$

und später $v = 2{,}93 \times 10^{10}$.

c) Clerk Maxwell hielt einer elektrostatischen Anziehungskraft das Gleichgewicht durch eine elektromagnetische Abstossungskraft und fand

$$v = 2{,}88 \times 10^{10}.$$

d) Ayrton und Perry maßen die Kapazität eines Kondensators auf elektromagnetischem Wege, indem sie denselben in ein ballistisches Galvanometer entluden, und auf elektrostatischem Wege, indem sie die Kapazität aus seiner Grösse berechneten und fanden

$$v = 2{,}980 \times 10^{10}.$$

Die Geschwindigkeit des Lichtes wird zu $2{,}9992 \times 10^{10}$ angenommen, demnach $v = 3 \times 10^{10}$, oder 30,000 Millionen Zentimeter pro Sekunde.

355. Rationalisierung der Dimensionen der Einheiten. Es erscheint widersinnig, dass zwei verschiedene Einheiten der

Elektrizität vorhanden sind; und noch mehr, dass die eine Einheit 30,000 Millionen Zentimeter pro Sekunde grösser sein soll als die andere. Ebenso widersinnig ist es, dass die Dimensionen einer elektrischen Einheit Bruchpotenzen sind, da Grössen wie $M^{\frac{1}{2}}$ und $L^{\frac{3}{2}}$ keinen Sinn haben. Diese Irrationalitäten rühren daher, dass wir die Eigenschaften des Mediums unberücksichtigt liessen, als wir das Gesetz vom umgekehrten quadratischen Verhältnis dazu benutzten, die Definitionen der elektrischen Einheit in dem elektrostatischen und des Einheitspoles in dem magnetischen System aufzustellen. Würden wir im erstern die dielektrische Konstante k und in dem letztern die Permeabilität μ einführen, so wären wir, vorausgesetzt, dass wir die Dimensionen dieser Grössen kennen, im Stande, die Dimensionsformeln zu rationalisieren. Allein wir kennen jene Dimensionen nicht. Nun hat aber Rücker gezeigt, dass sie sich rationalisieren lassen und beide Systeme von Einheiten zur Uebereinstimmung[1]) gebracht werden können durch die Annahme, dass das Produkt

$$k\mu = \frac{1}{v^2}$$

sei. Wäre k der reciproke Wert des Aethers und μ seine Dichte, so würde v die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen in demselben bedeuten. (Vergl. die elektromagnetische Theorie des Lichtes, Vorl. 55).

356. Erdmagnetische Kraft in absoluten Einheiten. Wenn man absolute Strommessungen mit dem Tangentengalvanometer anstellt, oder elektromotorische Kräfte mit der rotierenden Rolle bestimmt, muss man den absoluten Wert des erdmagnetischen Feldes oder seiner horizontalen Komponenten kennen. Die Intensität der erdmagnetischen Kraft an einem Orte ist die Kraft, mit welcher ein Magnetpol von der Stärke 1 angezogen wird. Wie im Art. 148 ausgeführt wurde, ist es üblich, die horizontale Komponente H dieser Kraft zu messen, und hieraus, sowie aus dem cosinus des Inklinationswinkels die totale Kraft zu berechnen,

---

1) Vergl. Everett's Einheiten und physikalische Konstanten.

da die direkte Bestimmung der totalen Kraft Schwierigkeiten bietet. Um H in absoluten (oder C.G.S.) Einheiten zu bestimmen, sind zwei Beobachtungen an einem Magnete vom magnetischen Moment M erforderlich (Art. 135). Bei der einen dieser Beobachtungen wird das Produkt MH durch eine *Methode der Schwingungen* bestimmt; bei der zweiten wird der Quotient $\frac{M}{H}$ durch eine besondere *Methode der Ablenkung* bestimmt; dann ergiebt sich H als Quadratwurzel aus der Zahl, welche man erhält, wenn man MH durch $\frac{M}{H}$ dividiert.

1) Bestimmung von MH. — Die Zeit t einer vollständigen Schwingung (Hin- und Herbewegung) eines Magnetstabes ist

$$t = 2\pi \sqrt{\frac{K}{HM}},$$

wo K das »Trägheitsmoment« des Magnets bedeutet. Diese Formel gilt jedoch nur für sehr kleine Oszillationen. Durch algebraische Transformation folgt:

$$HM = \frac{4\pi^2 K}{t^2}.$$

Von diesen Grössen bestimmt man t durch eine direkte Beobachtung der Schwingungszeit eines an einen torsionslosen Faden aufgehängten Magnets; und K kann entweder durch den Versuch bestimmt werden oder nach einer der folgenden Formeln:

Für einen runden Stab ist $K = w\left(\frac{l^2}{12} + \frac{a^2}{4}\right)$;

für einen rechteckförmigen Stab ist $K = \frac{1}{12}\, w\, (l^2 + b^2)$. Hier bedeutet w die Masse des Stabes in Grammen, l seine Länge, a seinen Radius (falls der Stab rund), b seine horizontal gemessene Breite (falls derselbe von recheckigem Querschnitt).

2) Bestimmung von $\frac{M}{H}$. Darauf wird durch den Magnet eine kleine Magnetnadel abgelenkt, und zwar so, dass seine Breitseite dabei derselben zugewandt ist. Der Magnet wird horizontal und rechtwinklig zum magnetischen Meridian aufgestellt, so dass

sein Mittelpunkt genau der (magnetische) Süden resp. Norden der kleinen Nadel ist und von ihrem Mittelpunkte den Abstand r hat. In dieser Lage wird der Nordpol der Nadel vom Nordpol des Magnets abgestossen, vom Südpol desselben angezogen, während der Südpol der Nadel entgegengesetzte Wirkungen erfährt. Die vollständige Wirkung des Magnets auf die Nadel ist eine Ablenkung der letztern um einen Winkel δ, dessen Tangente dem Quotienten $\frac{\mathrm{M}}{\mathrm{H}}$ direkt proportional ist und umgekehrt proportional dem Kubus des Abstandes r; d. h.

$$\frac{\mathrm{M}}{\mathrm{H}} = r^3 \tan \delta.$$

Durch Division von MH durch $\frac{\mathrm{M}}{\mathrm{H}}$ ergiebt sich

$$\mathrm{H}^2 = \frac{4\pi^2 \mathrm{K}}{t^2 r^3 \tan \delta}$$

folglich
$$\mathrm{H} = \frac{2\pi}{t}\sqrt{\frac{\mathrm{K}}{r^3 \tan \delta}}.$$

XXVIII. VORLESUNG: *Eigenschaften des Eisens und Stahls.*

357. Magnetisierung des Eisens. Wird ein Stück eines magnetisierbaren Metalls in ein magnetisches Feld gebracht, so gehen einige der magnetischen Kraftlinien durch dasselbe und magnetisieren es. Die Intensität der Magnetisierung hängt von der Intensität des benutzten Feldes und von dem Metall selbst ab. Man kann sich hierüber zwei verschiedene Vorstellungen machen, von denen jede ihre besondern Vorzüge hat. Wir können die innere Beschaffenheit des Metalls und die Anzahl der magnetischen Linien in's Auge fassen, welche durch dasselbe hindurchgehen und aus demselben in den umgebenden Raum treten. Dies ist die neuere Auffassung. Oder wir können uns den Magnetismus des Eisens oder eines andern Metalls als etwas an den Polflächen haftendes denken, welches demnach in magnetischen Einheiten ausgedrückt wird. Dies ist die ältere Anschauungsweise.

Die Thatsache, dass weiches Eisen, welches man in ein magnetisches Feld bringt, in hohem Grade magnetisch wird, lässt sich dann in doppelter Weise aussprechen: 1) Wird Eisen in ein magnetisches Feld gebracht, so gehen die magnetischen Linien in grösserer Menge durch den jetzt vom Eisen eingenommenen Raum, denn Eisen ist in Bezug auf die Linien der magnetischen Induktion sehr *durchlässig*, da es ein guter Leiter der magnetischen Linien ist. 2) Wird Eisen in ein magnetisches Feld gebracht, so entwickelt es starke Pole an seinen Endflächen, da es für die Magnetisierung ein grosses *Aufnahmevermögen* besitzt. Jede dieser Vorstellungen lässt sich durch Einführung geeigneter Koeffizienten präzisieren.

358. **Durchlässigkeit (Permeabilität).** Der exakte Begriff, welchen man heutzutage mit diesem Ausdrucke verbindet, ist der eines numerischen Koeffizienten. Angenommen, eine magnetische Kraft, — welche von einem in einer umgebenden Rolle zirkulierenden Strome herrühren möge — wirkte auf einen mit Luft erfüllten Raum, so würde eine gewisse Anzahl magnetischer Linien in diesem Raume auftreten. In der That wird die Intensität der magnetischen Kraft, welche mit H bezeichnet wird, oft dadurch ausgedrückt, dass man sagt, sie würde in der Luft H magnetische Linien pro Quadratzentimeter erzeugen. Wenn nun der dieser magnetischen Kraft gebotene Raum nicht mit Luft, sondern mit Eisen angefüllt wäre, so würde infolge der obigen magnetischen Kraft des Eisens eine grössere Zahl magnetischer Linien pro Quadratzentimeter entstehen. Diese grössere Zahl magnetischer Linien im Eisen drückt den Grad der Magnetisierung[1]) des Eisens aus, was durch den Buchstaben B bezeichnet wird. Das Verhältnis von B zu H giebt die *Permeabilität*

1) Die wirkliche Anzahl B der magnetischen Linien, welche durch die Flächeneinheit des Querschnitts im Eisen oder einem andern Körper hindurchgehen, wird verschieden benannt: »Permeation« oder »innere Magnetisierung« oder »Induktion«. Der letztere Ausdruck wurde von Maxwell und Hopkinson gebraucht, ist aber besser zu vermeiden. Eine geeignetere Bezeichnung ist »Flutdichte«.

des Körpers an. Letztere wird gewöhnlich mit dem griechischen Buchstaben μ bezeichnet. Daher:

$$\mu = \frac{B}{H}.$$

Wenn z. B. eine bestimmte Eisensorte einer magnetischen Kraft unterworfen wird, welche in der Luft 50 magnetische Linien pro Quadratzentimeter erzeugen kann, so möge das Eisen von 16,062 magnetischen Linien pro Quadratzentimeter durchdrungen werden. Wenn wir dann die letztere Zahl durch die erstere dividieren, so erhalten wir den Wert der Permeabilität bei dieser Magnetisierungsstufe, nämlich $\mu = 321$, d. h. die Permeabilität des Eisens ist 321mal grösser als die der Luft.

Die Permeabilität ist stets positiv; für den leeren Raum ist sie gleich 1, für Luft in Wirklichkeit auch gleich 1; für magnetische Körper ist sie grösser als 1; für diamagnetische Körper etwas kleiner als 1. Für Luft ist $B = H$.

Wo die magnetischen Linien an einer Polfläche in die Luft austreten, stehen sie natürlich mit den innern Linien in Verbindung: Der Wert von B innerhalb der Polfläche ist derselbe wie der in der unmittelbar davor befindlichen Luft.

Die Permeabilität von nicht magnetischen Körpern, wie Seide, Baumwolle und anderen Isolatoren, auch von Messing, Kupfer und allen nicht magnetischen Metallen, wird gleich 1 genommen, da sie in Wirklichkeit dieselbe wie die der Luft ist.

Die vorstehende Erklärung wird jedoch durch die Thatsache modifiziert, dass für alle Eisensorten ein Zustand der magnetischen Sättigung eintritt. Bei allen Eisensorten nimmt die Magnetisierbarkeit des Stoffes ab, wenn die wirkliche Magnetisierung weiter und weiter getrieben wird. Mit andern Worten, wenn ein Stück Eisen bis zu einem gewissen Grade magnetisiert ist, so wird dasselbe für weitere Magnetisierung weniger durchlässig, und obgleich eine wirkliche Sättigung niemals erreicht wird, giebt es doch in der Praxis eine Grenze, über welche hinaus die Sache nicht gut getrieben werden kann. Dieses Streben nach einer Grenze wurde von Joule entdeckt. Die praktische

Grenze für B in gutem Schmiedeeisen beträgt circa 20,000 Linien pro Quadratzentimeter und circa 12,000 in Gusseisen. Bei Anwendung von aussergewöhnlichen magnetisierenden Kräften gelang es Ewing, die Grösse B auf 45,000 zu bringen, und Du Bois erzielte sogar 60,000 Linien pro Quadratzentimeter.

Manganstahl ist sonderbarer Weise nicht magnetisch; Hopkinson fand 310 als Maximum von B.

359. Magnetisierungskurven. Ein geeignetes Mittel, das magnetische Verhalten einer besondern Eisensorte zu veranschaulichen, besteht darin, dass man eine Magnetisierungskurve aufzeichnet, d. h. diejenige Kurve, bei welcher die Werte der magnetischen Kraft H als Abscissen und die entsprechenden Werte der Magnetisierung B als Ordinaten aufgetragen werden. In Fig. 172 sieht man, entsprechend den Untersuchungen von

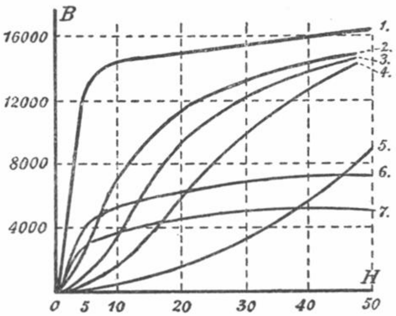

Fig. 172.

Ewing, 5 Kurven, welche sich auf weiches Eisen, gehärtetes Eisen, ausgeglühten Stahl, gehärteten Stahl und glasharten Stahl beziehen. Man wird bemerken, dass alle diese Kurven dieselbe allgemeine Gestalt haben, und dass man 3 Stufen unterscheiden kann: 1) Für kleine Werte von H ist auch B klein, und wenn H zunimmt, so nimmt auch B allmählich zu. 2) Die Kurve steigt sehr schnell, wenigstens für alle weichern Eisensorten. 3) Darauf krümmt sich die Kurve und verläuft fast horizontal, indem B sehr langsam wächst. Wenn die Magnetisierung in dem Stadium unterhalb der Biegung der Kurve ist, so sagt man, dass das Eisen weit vom Zustande der Sättigung entfernt ist. Ist jedoch die Magnetisierung über die Biegung der Kurve hinaus bis in die dritte Stufe getrieben, so sagt man, das Eisen nähere sich der Sättigung, weil bei dieser Stufe der Magnetisierung ein grosser Zuwachs der magnetisierenden Kraft erforderlich ist, um einen verhältnismässig geringen Zuwachs der Magnetisierung zu erhalten. Man wird bemerken, dass für weiches Schmiedeeisen die Stufe der beginnenden Sättigung erreicht wird, wenn B ungefähr den Wert 16,000 oder H ungefähr den Wert 50 hat. Dem Leser sei dringend empfohlen, sich ähnliche Kurven mit Hilfe der nachfolgenden Tabelle zu entwerfen, welche sich auf die Permeabilität einiger von Hopkinson untersuchten Eisensorten bezieht.

Ausgeglühtes Schmiedeeisen.			Graues Gusseisen.		
B	μ	H	B	μ	H
5000	3000	1,66	4000	800	5
9000	2250	4	5000	500	10
10,000	2000	5	6000	279	21,5
11,000	1692	6,5	7000	133	42
12,000	1412	8,5	8000	100	80
13,000	1083	12	9000	71	127
14,000	823	17	10,000	53	188
15,000	526	28,5	11,000	37	292
16,000	320	50			
17,000	161	105			
18,000	90	200			
19,000	54	350			
20,000	30	666			

Wie man sieht, hat die Permeabilität ungeheuer grosse Werte, wenn die Magnetisierungsstufe noch niedrig ist, für mässig schwache Felder, wo H weniger als 5 beträgt. Dagegen ist die Permeabilität sehr gering, in der Regel circa 300, wenn H weniger als 0,5 beträgt.

Die drei beim Magnetisieren beobachteten Stufen sind in Ewing's Molekulartheorie (Art. 127) erklärt. Wird das Eisen gepresst, so nimmt seine Permeabilität ab; bei einer Spannung nimmt sie zu, vorausgesetzt, dass das Feld nicht zu stark ist. Villari fand, dass jenseits einer gewissen Insensität die Permeabilität durch Spannung verringert wird.

360. Magnetisches Aufnahmevermögen oder Susceptibilität. Angenommen, ein Magnet besässe m magnetische Einheiten an jedem Pole, und es sei l der Abstand seiner Pole, so heisst das Produkt m . l sein *magnetisches Moment*, und der Quotient aus dem magnetischen Moment und seinem Volumen heisst seine *Magnetisierungsstärke;* dieser Ausdruck soll uns, obgleich er auf der Flächeneinheit der Polstärke beruht, eine Vorstellung von dem innern magnetischen Zustande verschaffen. Da nun das Volumen gleich dem Produkte aus Querschnitt und Länge ist, so folgt, dass, wenn ein Stück Eisen oder Stahl von gleichförmigem Querschnitt seinen Oberflächenmagnetismus nur an seinen Enden hätte, seine Magnetisierungsstärke J gleich der Polstärke dividiert durch die Endfläche s sein würde, also:

$$J = \frac{\text{Magnet. Moment}}{\text{Volumen}} = \frac{m\,.\,l}{s\,.\,l} = \frac{m}{s}.$$

Nehmen wir nun an, dass diese Magnetisierungsstärke von einem magnetischen Felde mit der Intensität H herrühre, so lässt sich das Verhältnis der resultierenden Magnetisierungsstärke J und der magnetisierenden Kraft H durch einen numerischen Magnetisierungskoeffizienten k, die *Susceptibilität,* darstellen, und es ist

$$k = \frac{J}{H} \text{ oder } J = k\,.\,H.$$

Wir können demnach sagen, dass jeder magnetischen Linie des Feldes k magnetische Einheiten an der Endfläche entsprechen. Für magnetische Substanzen, wie für Eisen, Stahl, Nickel u. s. w. hat die Susceptibilität k positive Werte; doch giebt es viele Körper, wie Wismut, Kupfer, Quecksilber u. s. w., welchen schwach negative Koeffizienten zukommen. Letztere heissen »diamagnetische Körper« (Art. 364) und werden von den Magnetpolen offenbar abgestossen. Am Ende des Art. 333 wurde gezeigt, dass von jedem magnetischen Einheitspol 4π magnetische Linien ausgehen. Wenn also, wie oben nachgewiesen, jede Kraftlinie des magnetisierenden Feldes k magnetische Einheiten erzeugt, so werden durch das Eisen jeder einzelnen Linie des Feldes noch $4\pi k$ Linien hinzugefügt, oder die Permeabilität des Eisens ist $\mu = 1 + 4\pi k$; folglich ist $B = H + 4\pi . k . H$. Hieraus geht hervor, dass B gleichzeitig mit H wächst, ohne eine bestimmte Grenze zu haben. Da aber k abnimmt, wenn die Sättigung anfängt, so kann die Oberflächen-Magnetisierung J (welche proportional zu B—H ist) einmal eine Grenze erreichen. Dieses Maximum von B—H ist ungefähr 21360 für Schmiedeeisen, 15580 für Gusseisen und 5660 für Nickel.

Die folgende Tabelle enthält einige Angaben der von Bidwell mit Schmiedeeisen angestellten Versuche.

H	k	J	μ	B
3,9	151,0	587	1899,1	7390
10,3	89,1	918	1121,4	11550
40	30,7	1226	386,4	15460
115	11,9	1370	150,7	17330
208	7,0	1452	88,8	18470
427	3,5	1504	45,3	19330
585	2,6	1530	33,9	19820

Everett hat (nach Beobachtungen von Gauss) berechnet, dass die Intensität der Magnetisierung der Erde nur 0,079 ist, d. h. nur der 1760ote Teil von derjenigen, welche vorhanden wäre, wenn die ganze Erdkugel aus Eisen wäre. In schwachen magnetischen Feldern ist die Susceptibilität des Nickels ungefähr 50mal grösser als die des Eisens; in starken Feldern hat jedoch Eisen ein grösseres Aufnahmevermögen.

361. Messung der Permeabilität. Die Permeabilität des Eisens lässt sich auf verschiedene Weise bestimmen, wobei stets die Grösse B mitgemessen wird.

a) *Magnetometer-Methoden.* Die Polstärke langer Stäbe, welche durch eine sie umgebende Rolle magnetisiert werden, lässt sich durch ein Magnetometer (Art. 138) bestimmen, und hieraus findet man N, indem man mit 4π multipliziert.

b) *Induktions-Methoden.* Eisenringe, welche sich nicht durch Magnetometer messen lassen, da sie keine Pole haben, werden auf induktivem Wege gemessen. Um den Ring wird eine magnetisierende Spule gelegt, desgleichen eine Probe-Spule (Art. 227), welche mit einem ballistischen Galvanometer verbunden ist. Indem man den magnetisierenden Strom nähert oder entfernt, oder ihn umkehrt, werden Induktionsströme erzeugt, welche einen Ausschlag des Galvanometers geben, und dieser ist proportional der Anzahl der erzeugten oder vernichteten magnetischen Linien. Eisenstäbe lassen sich auf dieselbe Weise prüfen.

c) *Zug-Methoden.* Der Zug, welcher erforderlich ist, um die beiden Hälften eines geteilten Stabes oder Ringes zu trennen, ist dem Quadrate von B proportional (Art. 379). Bidwell und Andere benutzten diesen Satz zur Bestimmung der Permeabilität.

d) *Optische Methoden.* Du Bois hat eine Methode angewendet, die auf der magneto-optischen Rotation basiert (vgl. Kerr's Entdeckung, Art. 522).

362. Residuum-Wirkungen. Stahl, Magnetstein, hartes Eisen und sogar weiches Eisen, falls dasselbe von länglicher Gestalt ist, behalten den Magnetismus, wie bereits im Art. 98 erwähnt wurde. Wir haben nun noch einige andere Wirkungen des Residuum zu beschreiben. Wird ein noch ungebrauchtes Stück Eisen oder Stahl einer wachsenden magnetisierenden Kraft unterworfen, und lässt man letztere dann wieder bis Null abnehmen, so bleibt etwas Magnetismus zurück. Werden die Resultate mittelst einer Kurve zur Anschauung gebracht, so zeigt diese folgende Eigentümlichkeiten: Wenn H zunächst allmählich von Null aus wächst, so wächst auch B, wie wir im Art. 359 gesehen haben. Ist die Kurve nun bis *a* (Fig. 173) gestiegen und lässt man H dann wieder abnehmen, so fällt der absteigende Ast der Kurve infolge des remanenten Magnetismus nicht mit dem aufsteigenden Ast zusammen. Erreicht H wieder den Wert

Null, so geht die Kurve durch den Punkt *b*. Dieser Residuum-Wert von B heisst *Remanenz*, und ist abhängig von dem Material und von der Höhe, bis zu welcher vorher B getrieben wurde. Wird hierauf eine entgegengesetzte magnetisierende Kraft — H verwendet, so muss dieselbe bis zu einem bestimmten Grade zunehmen, um das Eisen zu entmagnetisieren und damit die Kurve bis zum Punkte *c* zu führen. Der hierzu erforderliche Betrag der entgegengesetzten magnetischen Kraft ist ein Mass für die Retentionskraft des Materials und ist bekannt unter dem Namen *Koerzitivkraft*. Bei hartem Stahl steigt dieselbe auf 100, bei weichem Stahl auf 20, bei weichem Eisen auf 2 oder noch weniger. Wird die entgegengesetzte magnetisierende Kraft dann weiter verstärkt, so geht die Kurve von *c* nach *d* abwärts, das Eisen nimmt die entgegengesetzte Polarität an und nähert sich dem Sättigungspunkte. Nimmt die entgegengesetzte Kraft wieder bis Null ab, so geht die Kurve nach *e*, hier eine negative Remanenz anzeigend. Lässt man H dann abermals wachsen wie anfangs, so steigt die Kurve bis *f* und führt nach *a* zurück, nachdem H seinen früheren Wert wieder bekommen hat.

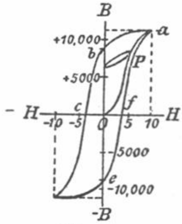

Fig. 173.

363. Magnetisierungscyklen; Hysteresis. Wenn H einen Kreislauf von Wachsen und Abnehmen durchmacht, so vollführt B ebenfalls einen Kreislauf, und wir haben gesehen, dass eine *Verzögerung* der Magnetisierung eintritt, was Fig. 173 dadurch veranschaulicht, dass die Kurve eine rings geschlossene Schlinge bildet. Warburg und Ewing, welche diese Erscheinung gründlich untersucht haben, bemerkten, dass die eingeschlossene Fläche den Energieverbrauch in den einzelnen Operationen angiebt. Für harten Stahl sind die Flächen dieser Schlingen viel grösser als für weiches Eisen. Ewing gebrauchte den Ausdruck **Hysteresis**, um die Verzögerung der magnetischen Wirkungen zu bezeichnen. Seinen Untersuchungen [1]) ist auch die Fig. 174 ent-

1) Wir verweisen den Leser auf Ewing's Schrift über die magnetische Induktion im Eisen.

lehnt, ein Beispiel für weiches Eisen, dessen Kurve verschiedene Schlingen aufweist. Ewing erfand auch einen *Kurvenverzeichner*, mit dessen Hilfe sich die Kurven automatisch entwerfen lassen. Der Energieverbrauch pro Kubikzentimeter in einem Cyklus starker Magnetisierung variiert zwischen 9000 Erg für ausgeglühtes Eisen und 200,000 für glasharten Stahl. Wenn sich der Cyklus 100mal in der Sekunde wiederholt (wie bei dem Eisenkern der Wechselstrom-Transformatoren), so vermag der Kraftverbrauch durch die Hysteresis das Eisen zu erwärmen, und derselbe nimmt stark zu, je öfter und stärker die Magnetisierung bewirkt wird. Falls B nicht mehr als 5000 ist, beträgt die bei 100 Cyklen pro Sekunde verbrauchte Kraft für jeden Kubikfuss Eisen gegen 575 Watt; wird jedoch B auf 10,000 erhöht, so wird der Verbrauch auf 1560 Watt gesteigert.

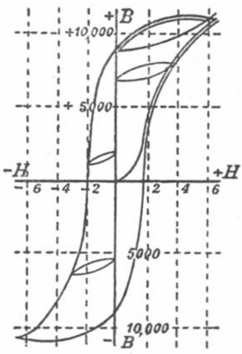

Fig. 174.

Da zur Zerstörung des Magnetismus eine geringere Kraft entgegengesetzter Art genügt, als diejenige, welche den Magnetismus hervorrief, so genügt es, das Eisen einer Reihe von Cyklen von abnehmender Intensität zu unterwerfen, um dasselbe vollständig zu entmagnetisieren.

Durch mechanische Erschütterung werden die magnetisierenden Kräfte in ihrer Wirkungsweise unterstützt und es werden dadurch alle Residuum-Wirkungen und die der Hysteresis geschwächt.

Ewing hat auch gezeigt, dass der Magnetismus unter dem Einflusse einer konstanten magnetisierenden Kraft langsam fortschreitet und für längere Zeit eine schwache Zunahme zeigt: Dies heisst *zähe Hysteresis*.

XXIX. VORLESUNG: *Diamagnetismus.*

364. Diamagnetische Versuche. Im Jahre 1778 machte Brugmans von Leyden die Beobachtung, dass ein Stück Wismut, in die Nähe eines beliebigen Pols einer Magnetnadel gebracht, von demselben abgestossen wurde. Im Jahre 1827 beobachteten Le Baillif und Becquerel, dass auch Antimon von einem Magnetpole abgestossen wird. Im Jahre 1845 untersuchte Faraday mit Hilfe kräftiger Elektromagnete die magnetischen Eigenschaften einer grossen Anzahl von Körpern, und fand, dass viele, wie z. B. Eisen, vom Magnet angezogen, andere dagegen schwach abgestossen werden. Um diese beiden Klassen von Körpern zu unterscheiden, nannte er diejenigen, welche angezogen werden, **paramagnetisch** [1]), diejenigen, welche abgestossen werden, **diamagnetisch.** Die Eigenschaft derselben, von einem Magnet abgestossen zu werden, nannte er **Diamagnetismus.**

Faraday's Versuchsmethode bestand in folgendem. Er hing einen kleinen Stab des Körpers in ein kräftiges magnetisches Feld zwischen die Pole eines Elektromagnets und beobachtete, ob der Stab in eine **axiale** Stellung gezogen wurde, wie in Fig. 175, so dass seine Längsachse mit der Verbindungslinie der beiden Pole zusammenfiel, oder ob derselbe in eine **äquatoriale** Stellung abgestossen wurde, rechtwinklig zur Verbindungslinie der beiden Pole, die Kraftlinien des Feldes durchkreuzend, wie es die Stellung des kleinen Stabes in Fig. 176 zeigt, welcher zwischen die Pole eines nach Ruhmkorff'schen Muster konstruierten Magnets gehängt ist.

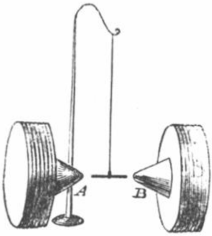

Fig. 175.

---

1) Oder einfach »magnetisch«. Einige Autoren gebrauchen den Ausdruck »ferromagnetisch«.

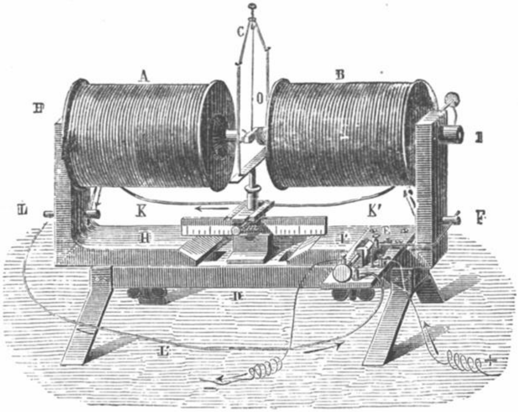

Fig. 176.

365. **Resultate.** Folgendes sind die Körper, welche nach dieser Methode untersucht worden sind:

Paramagnetisch.	Diamagnetisch.
Eisen.	Wismut, Phosphor,
Nickel.	Antimon, Thallium, Zink,
Kobalt.	Quecksilber, Blei,
Mangan.	Silber, Kupfer,
Chrom.	Gold, Wasser,
Cerium.	Alkohol, Tellur,
Titan.	Schwefel.
Platin [1]).	
Viele Erze und Salze, welche die obigen Metalle enthalten.	
Sauerstoffgas.	
Flüssiger Sauerstoff.	
Ozon.	

Flüssigkeiten wurden in Glasgefässe gegossen und dann zwischen die Pole des Elektromagnets gehängt. Fast alle Flüssig-

1) Chemisch reines Platin ist nach Wiedemann diamagnetisch.

keiten sind diamagnetisch, ausgenommen die Salzlösungen der magnetischen Metalle, von denen einzelne schwach magnetisch sind; Blut dagegen ist diamagnetisch, obgleich es Eisen enthält. Um Gase zu untersuchen, bläst man Gasblasen und beobachtet, ob dieselben in das magnetische Feld gezogen oder aus demselben hinausgetrieben werden. Sauerstoffgas stellte sich als magnetisch heraus: Ozon ist noch stärker magnetisch. Dewar fand, dass flüssiger Sauerstoff noch so stark magnetisch ist, dass er tropfenweise an die Pole eines starken Magnets fliegt.

Die diamagnetischen Eigenschaften der Körper lassen sich numerisch mittelst ihrer *Permeabilität* oder ihrer *Empfänglichkeit* ausdrücken (Art. 358 u. 360). Für diamagnetische Körper ist die Permeabilität kleiner als Eins. Für Wismut ist $\mu = 0{,}999969$. Die Abstossung des Wismuts ist unendlich schwächer, als die Anziehung des Eisens. Plücker verglich die magnetischen Kräfte von gleich schweren Körpern, und fand:

Eisen	+	1,000,000
Magneteisenstein . . .	+	402270
Schwefelsaures Eisenoxyd	+	1110
Eisenvitriol	+	780
Wasser	—	7,8
Wismut	—	23,6

366. Scheinbarer Diamagnetismus als Folge des umgebenden Mediums. Schwach magnetische Körper verhalten sich diamagnetisch, wenn sie in einem stärker magnetischen Mittel aufgehängt werden. Eine kleine Glasröhre, welche mit einer schwachen Lösung von Eisenchlorür gefüllt ist, zeigt die axiale Stellung, d. h. ist paramagnetisch, wenn sie in der Luft zwischen den Polen eines Elektromagnets hängt. Wird sie aber von einer stärkern (und deshalb mehr magnetischen) Lösung desselben Körpers umgeben, so zeigt sie die Aequator-Stellung und wird scheinbar abgestossen wie diamagnetische Körper. Die äquatoriale Stellung eines Körpers beweist also nur, dass derselbe weniger magnetisch ist, als das den umgebenden Raum erfüllende Medium. Ein Ballon steigt, obgleich er Masse und

Gewicht besitzt, in der Luft empor, nach dem Gesetze der Schwere, weil das umgebende Medium stärker angezogen wird, als der Ballon. Man findet jedoch, dass diamagnetische Abstossung auch im leeren Raume stattfindet; daraus scheint hervorzugehen, dass der Aether des Raumes selbst stärker magnetisch ist, als die zu den diamagnetischen gezählten Körper.

367. **Diamagnetische Polarität.** Anfangs glaubte Faraday, dass sich diamagnetische Abstossung durch die Annahme erklären liesse, dass eine »diamagnetische Polarität« vorhanden wäre, das Umgekehrte der gewöhnlichen magnetischen Polarität. Nach dieser Auffassung, welche jedoch Faraday selbst später ganz fallen liess, induziert ein Magnet, dessen N-Pol dem Ende eines Wismutstabes genähert wird, in diesem Ende einen N-Pol (das Umgekehrte von dem, welchen er in einem Stabe von Eisen oder einem andern magnetischen Metall induzieren würde) und stösst denselben also ab. Weber adoptierte diese Auffassung und Tyndall war ein eifriger Verteidiger derselben, besonders nachdem er entdeckt hatte, dass die abstossende diamagnetische Kraft dem Quadrate der verwendeten magnetischen Kraft proportional ist; man hat sogar geglaubt, dass Ost- und Westpol eines diamagnetischen Stabes, welcher äquatorial in einem Kraftfelde liegt, verschiedene Eigenschaften besitzen. Die im vorhergehenden Paragraphen genannten Versuche legen jedoch eine Erklärung nahe, welche auf einfachere Weise mit den Thatsachen in Einklang gebracht werden kann. Es ist nachgewiesen (Art. 358), dass die Stärke, bis zu welcher die Magnetisierung in einem Medium vor sich geht, von der magnetischen Permeabilität dieses Mediums abhängt. Nun giebt die Permeabilität die Anzahl der magnetischen Linien an, welche in dem Medium für jede Linie der angewandten magnetisierenden Kraft induzirt werden. Eine bestimmte magnetisierende Kraft, angewandt auf einen lufterfüllten oder luftleeren Raum, würde eine bestimmte Anzahl magnetischer Linien in demselben induzieren. Wäre der betrachtete Raum mit einem paramagnetischen Körper erfüllt, so würde derselbe die magnetischen Linien in sich konzentrieren, wie die Kugel

in Fig. 177. Wäre jedoch die Permeabilität der Kugel kleiner als 1, so würden die magnetischen Linien das Bestreben haben, durch die Luft zu gehen (Fig. 178). Wäre der betrachtete Raum

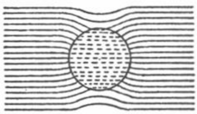

Fig. 177.

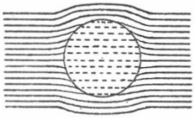

Fig. 178.

mit Wismut erfüllt, so würde die nämliche magnetisierende Kraft in dem Wismut *weniger* »Induktionslinien« erzeugen, als im leeren Raume. Doch würden die induzierten Linien noch in derselben allgemeinen *Richtung* verlaufen, wie im leeren Raume; nicht *in der entgegengesetzten Richtung*, wie Weber und Tyndall behaupten. Die Folge der Thatsache, dass in diamagnetischen Körpern eine schwächere Induktion stattfindet, lässt sich dadurch zur Anschauung bringen, dass diese Körper von dort, wo die magnetische Kraft stark ist, nach dort, wo dieselbe schwächer ist, getrieben werden. Aus diesem Grunde entfernt sich eine Wismutkugel von einem Magnet, und stellt sich ein kleiner Wismutstab zwischen den konischen Polen des Elektromagnets (Fig. 176) in die Aequatorlage, so dass seine Enden in Gegenden liegen, wo die magnetische Kraft schwächer ist. Man kann nicht zweifeln, dass in einem magnetischen Felde von *gleichmässiger* Stärke ein Wismutstab sich in die Richtung der Induktionslinien stellen würde.

368. Magneto-krystallische Wirkung. Im Jahre 1822 sprach Poisson den Satz aus, dass ein Körper mit krystallinischer Struktur in verschiedenen Richtungen auch verschiedene magnetische Kräfte haben würde, vorausgesetzt, dass er überhaupt magnetisch wäre; und im Jahre 1847 machte Plücker die Entdeckung, dass ein Stück Turmalin, welches an sich schwach paramagnetisch ist, sich wie ein diamagnetischer Körper verhielt, wenn es so aufgehängt wurde, dass die Achse des Krystalls horizontal war. Faraday wiederholte den Versuch mit einem Krystall von Wismut und fand, dass derselbe das Bestreben hatte, sich mit seiner Krystallisationsachse in die Richtung der Linien des Feldes, in die Achsenlage zu stellen. Die magnetische Kraft, welche in dieser Weise auf Krystalle wirkte infolge ihrer Eigentümlichkeit, dass sie eine bestimmte Struktur haben, nannte er *magneto-krystallische Kraft.* Plücker versuchte, das magneto-krystallische Verhalten der Krystalle mit ihrem optischen Verhalten in Verbindung zu bringen, indem er folgendes Gesetz aufstellte: Es findet an den Polen eines Magnets entweder Abstossung oder Anziehung der optischen Achse statt (oder beider optischen Achsen, wenn die Krystalle zwei Achsen haben); und ist der Krystall negativ (d. h. optisch negativ, wo der zweite Brechungsexponent kleiner als der erste), so findet Abstossung, ist der Krystall positiv, so findet Anziehung statt. Tyndall hat versucht, die Unzulänglichkeit dieses Gesetzes nachzuweisen, da die paramagnetischen oder diamagnetischen Kräfte des Körpers dabei nicht als ein Ganzes in Rechnung gezogen würden. Er findet, dass die magneto-krystallische Achse der Körper im allgemeinen *eine Achse der grössten Dichte ist, und dass diese Achse sich in die Achsenlage stellt, wenn der Körper paramagnetisch, dagegen in die Aequatorlage, wenn der Körper diamagnetisch ist.* Bei solchen Körpern, welche wie Schiefer und viele Krystalle spaltbar sind, liegen die Spaltungsflächen gewöhnlich rechtwinklig zur magneto-krystallischen Achse. In anderer Weise lässt sich diese Thatsache auch so aussprechen: Bei nicht isotropischen Körpern verlaufen die induzierten magnetischen Linien nicht notwendigerweise in derselben Richtung wie die Linien des erzeugten magnetischen Feldes.

369. Diamagnetismus von Flammen. Im Jahre 1847 machte Bancalari die Entdeckung, dass Flammen von der Verbindungslinie der Pole eines Elektromagnets weggestossen werden. Faraday zeigte, dass alle Arten von Flammen, ebenso, wie aufsteigende Ströme von heisser Luft oder Rauch, vom Magnet beeinflusst werden, und das Bestreben haben, von dort, wo die magnetischen Kräfte stark sind, sich nach dort zu bewegen, wo dieselben schwächer sind. Gase (mit Ausnahme von Sauerstoff und Ozon) und besonders heisse Gase sind schwach diamagnetisch. Aber die wirkliche Abstossung und das Ablenken der Flammen ist vielleicht zum Teil die Folge einer elektromagnetischen Kraft, ähnlich derjenigen, welche der Magnet auf den Konvektionsstrom des Volta'schen Bogens (Art. 443) und auf andere Konvektionsströme ausübt. Die elektrischen Eigenschaften der Flamme sind in Art. 8 und 309 erwähnt.

XXX. VORLESUNG: *Der magnetische Kreis.*

370. Magnetische Kreise. Es wird jetzt allgemein anerkannt, dass für magnetische Kreise ein ähnliches Gesetz existiert, wie es das Ohm'sche Gesetz für elektrische Ströme ist. Ritchie, Sturgeon, Joule und Faraday hatten bereits eine dunkle Vorstellung von diesem Gesetze, welches im Jahre 1873 durch Rowland eine handgreifliche Gestalt annahm. Letzterer berechnete die durch einen Stab gehenden magnetischen Linien, indem er die »magnetisierende Kraft der Spule« durch den »Widerstand gegen die Kraftlinien« des Eisens dividierte. Im Jahre 1882 führte Bosanquet den Ausdruck *magnetomotorische Kraft* ein und zeigte, wie sich die *Widerstände* der einzelnen Teile des magnetischen Stromes berechnen lassen und wie man durch Addition den gesamten *Widerstand* erhalten kann.

Das Gesetz des magnetischen Kreises lässt sich in folgender Weise aussprechen:

$$\text{Magnetische Flut} = \frac{\text{Magnetomotorische Kraft}}{\text{Widerstand}}$$

$$\text{oder } N = \frac{M}{Z}.$$

371. Widerstand. Ebenso wie man den elektrischen Widerstand eines prismatischen Konduktors aus seiner Länge, seinem Querschnitt und seiner Leitungsfähigkeit berechnen kann, ebenso lässt sich der magnetische Widerstand eines Eisenstabes aus seiner Länge, seinem Querschnitt und seiner Permeabilität bestimmen. Der hauptsächlichste Unterschied zwischen beiden Fällen liegt in dem Umstande, dass bei der Elektrizität die Leitungsfähigkeit für schwache und starke Ströme dieselbe ist, während beim Magnetismus die Permeabilität nicht konstant ist; für grosse magnetische Fluten ist sie geringer als für kleine.

Es bezeichne nun l die Länge des Stabes in Zentimetern, A seinen Querschnitt in qcm, und μ seine Permeabilität; dann ist sein Widerstand der Länge l direkt, und A und μ umgekehrt proportional. Bezeichnen wir den Widerstand mit Z, so ist

$$Z = \frac{l}{A \cdot \mu}.$$

Beispiel. Ein Eisenstab von 100 cm Länge und 4 qcm Querschnitt wird derart magnetisiert, dass $\mu = 320$ ist. Dann ist $Z = 0{,}078$.

Der Widerstand eines magnetischen Kreises setzt sich im allgemeinen aus einer Anzahl von aufeinander folgenden Widerständen zusammen. Wir wollen zunächst den Fall eines geschlossenen magnetischen Stromkreises (Fig. 179) betrachten, bestehend aus einem gekrümmten Eisenkerne von der Länge l_1, dem Querschnitt A_1 und der Permeabilität μ_1; sowie aus einer Armatur von der Länge l_2, dem Querschnitt A_2 und der Permeabilität μ_2. Diese Armatur berühre die Enden des Eisenkernes. Dann ist der Widerstand:

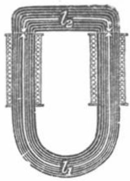

Fig. 179.

$$Z = \frac{l_1}{A_1 \mu_1} + \frac{l_2}{A_2 \mu_2}.$$

372. Berechnung der erregenden Kraft. Gehen wir nun zu dem schwierigeren Falle über, wo der Stromkreis teils aus Eisen, teils aus Luft gebildet wird. Wir wollen annehmen, dass die Armatur den Eisenkern nicht berühre, so dass sich in dem Kreise zwei Luftlücken befinden, jede von der Länge l_3 (vom Eisen zum Eisen gerechnet) und von dem Querschnitt A_3 (gleich dem Inhalt der Polfläche). Hierdurch kommt ein neuer Wider-

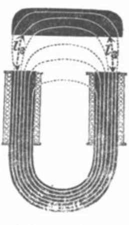
Fig. 180.

stand hinzu, welcher gleich $\frac{2\,l_3}{A_3}$ ist, da die Permeabilität für Luft = 1 ist (Fig. 180). Dies wird auch zur Folge haben, dass die magnetische Flut zum Teil vernichtet wird.

Nach Art. 336 ist die magnetomotorische Kraft $= \frac{4\pi C \, . \, S}{10}$, wenn die erregende Kraft aus C Ampère besteht, welche in S um den Eisenkern gehenden Spiralen zirkulieren. Wenden wir dies auf das vorige Beispiel an, indem wir die magnetomotorische Kraft durch den Widerstand dividieren, so erhalten wir für die magnetische Flut:

$$N = \frac{4\pi \, . \, CS}{10\left(\frac{l_1}{A_1\mu_1} + \frac{l_2}{A_2\mu_2} + \frac{2\,l_3}{A_3}\right)}.$$

In den meisten Fällen wird jedoch das Umgekehrte verlangt: zu berechnen, wieviel erregende Ampèrewindungen erforderlich sind, um eine bestimmte Flut durch einen magnetischen Stromkreis von gegebener Grösse zu erzeugen. Hierbei stösst man auf zwei Schwierigkeiten: die Permeabilität hängt von dem Sättigungsgrade ab und ferner giebt das teilweise Verschwinden der magnetischen Flut zu einem Fehler Anlass. Um die erste Schwierigkeit zu beseitigen, ist es nötig, Näherungswerte für μ zu finden. Nehmen wir z. B. an, dass in einem Eisenstabe von 80 qcm Querschnitt eine Flut von 1,000,000 Linien erzeugt werden soll, so ist B = 12,500 und aus der Tabelle des Art. 359 ergiebt sich, wenn der Stab Schmiedeeisen ist, für μ der ungefähre Wert 1247. Um die zweite Schwierigkeit zu beseitigen, müssen wir das Verschwinden versuchsweise schätzen. Wenn wir z. B. finden, dass von allen in dem U-förmigen Teile erzeugten Linien nur ein Teil $\frac{1}{\nu}$ durch die Armatur geht, so müssen wir, um N Linien durch diese hindurchgehen zu lassen, ν . N Linien in dem U-förmigen Teile erzeugen, wo der Koeffizient ν ein uneigentlicher Bruch ist, der mit der Grösse der Lücken zunimmt.

Wir können daher in folgender Weise rechnen: Ampère-Windungen, welche erforderlich sind, um N Linien durch das Eisen der Armatur zu führen: $N \cdot \frac{l_1}{A_1\mu_1} : 1{,}257$; Ampère-Windungen, welche erforderlich sind, um N Linien durch die beiden Lücken zu führen: $N \cdot \frac{2\,l_3}{A_3} : 1{,}257$; Ampère-Windungen, welche nötig sind, um νN Linien durch das Eisen des Magnets zu führen:

$$\nu N \cdot \frac{l_2}{A_2\mu_2} : 1{,}257.$$

Durch Addition ergiebt sich hieraus:

Summe der erforderlichen Ampère-Windungen:

$$= N \left(\frac{l_1}{A_1\mu_1} + \frac{\nu l_2}{A_2\mu_2} + \frac{2 l_3}{A_3} \right) : 1{,}257.$$

Aehnliche Formeln benutzten Hopkinson und Kapp bei der Konstruktion von Elektromagneten für Dynamomaschinen.

373. **Wirkung der Luftlücke im Stromkreise.** Da die Luft keine Remanenz besitzt, so hat eine Lücke im eisernen Stromkreise zur Folge, dass der Residualmagnetismus unbeständig wird, als wenn der Magnetismus an den Polflächen eine selbst entmagnetisierende Wirkung hätte. In der That ist es sehr schwierig, kurzen Metallstücken permanenten Magnetismus zu erteilen. Ferner erfordert die geringe Permeabilität der Luft ungeheure magnetomotorische Kräfte, zur Erzeugung einer bestimmten Flut, im Vergleich zu den Kräften, welche beim Eisen erforderlich sind. Der Erfolg ist der, dass die Magnetisierungskurven sich stärker nach rechts biegen, da zur Erreichung eines bestimmten Wertes von B ein grösseres H erforderlich ist. Das Vorhandensein von Verbindungsstellen in dem magnetischen Stromkreise hat eine ähnliche Wirkung.

Der Grund, weshalb die vom Elektromagneten auf die Armatur ausgeübte Anziehung so schnell abnimmt, wenn die Armatur nur um eine kurze Strecke entfernt wird, ist der, dass der grosse Widerstand der Luftlücke, welche auf diese Weise in den Stromkreis eingeführt wird, die magnetische Flut vermindert.

374. Allgemeines Gesetz elektromagnetischer Systeme. Wir wollen jetzt ein elektromagnetisches System betrachten, welches aus einer beliebigen Anzahl einzelner Teile bestehen möge — aus Eisenmassen, stromführenden Spulen, Luft, andern Körpern, sowohl magnetischen als auch diamagnetischen — alles in bestimmter Aufeinanderfolge. Jeder Wechsel in der Anordnung der Teile wird im allgemeinen entweder eine Zunahme oder Abnahme der magnetischen Flut zur Folge haben. Wird z. B. die Armatur eines Elektromagnets nach den Polen hin bewegt, oder dreht sich die Nadel eines Galvanometers, so tritt eine Verbesserung des magnetischen Stromkreises ein, und die magnetische Flut durch die Spulen nimmt zu. Magnetische Kreise haben stets das Bestreben, sich möglichst dicht an einander zu stellen. Wenn wir dagegen die Armatur von einem Elektromagnet entfernen, so wird der magnetische Widerstand grösser und die Flut nimmt ab; hiergegen wirkt die Reaktion des Systems. Alles dies lässt sich in folgendes allgemeine Gesetz zusammenfassen: *Jedes elektromagnetische System ist bestrebt, die Anordnung seiner Teile derart zu ändern, dass die magnetische Flut ein Maximum wird.*

Angenommen, die äussern magnetisierenden Kräfte blieben dieselben, und eine Verschiebung dx irgend eines Teiles hätte eine Flutabnahme dN zur Folge, dann ist die Kraft, welche dieser Verschiebung widerstrebt, proportional zu $\frac{dN}{dx}$.

375. Gesetz des Elektromagnets. Bevor man das Gesetz des magnetischen Stromkreises erkannt hatte, war man vielfach bemüht, algebraische Formeln zu finden, welche das Verhältnis der Stromstärke zu dem Betrage des erzeugten Magnetismus angeben sollten. Lenz und Jacobi behaupteten, dass *der Magnetismus eines Elektromagnets proportional sei dem Strome und der Anzahl der Drahtwindungen der Spule*, oder mit andern Worten, proportional den Ampère-Windungen, d. h.

$$m = a \cdot C \cdot S$$

wo a eine Konstante ist, welche von der Quantität, Qualität und Gestalt des Eisens abhängt. Diese Regel ist jedoch nur dann richtig, wenn der Eisenkern noch weit vom Sättigungspunkte entfernt ist. Wenn das Eisen bereits stark magnetisiert ist, so wird der Magnetismus durch Verdoppelung der Stromstärke nicht verdoppelt, wie Joule im Jahre 1847 nachwies.

Müller gab folgende Näherungsregel: *die Stärke eines Elektromagnets ist dem Winkel proportional, dessen Tangente gleich der Stärke des magnetisierenden Stromes ist,* d. h.

$$m = A \,.\, \mathrm{arc} \,.\, \tan C$$

wo C der magnetisierende Strom und A eine Konstante ist, die von der Konstruktion des betreffenden Magnets abhängt. Stellen wir uns vor, dass die Abschnitte der horizontalen Linie OT (Fig. 114) Stromstärken und die Anzahl Bogengrade, welche von den schrägen Linien begränzt werden, die Stärken des Magnetismus darstellen, so sehen wir leicht ein, dass der Winkel nie grösser als 90^0 werden kann, selbst wenn die Linie OT unendlich lang wird.

Eine andere Formel, die Frölich'sche, lautet

$$m = a \,.\, \frac{C}{1 + b \,.\, C}$$

wo a und b Konstanten bedeuten, welche von der Gestalt, Qualität und Quantität des Eisens abhängen, sowie von der Konstruktion der Spule. Die Konstante b ist der reciproke Wert derjenigen Anzahl von Ampère, welche m gleich der Hälfte des möglichen Maximums des Magnetismus machen würde.

Des Verfassers Abweichung von dieser Formel drückt die Anzahl N der magnetischen Linien aus, welche vom Pole des Elektromagnets ausgehen:

$$N = Y \,.\, \frac{C}{C + C'}.$$

Hierin bedeutet Y die Maximalzahl der magnetischen Linien, welche vorhanden sein würden, wenn der magnetisierende Strom unendlich verstärkt und der Eisenkern gesättigt würde, C' bedeutet diejenige Anzahl Ampère, welche den Magnetismus bis zur halben Sättigung bringen würden.

Keine dieser empirischen Formeln ist so brauchbar, wie die Formel am Ende des Art. 372.

XXXI. VORLESUNG: *Elektromagnete.*

376. Elektromagnete. Unmittelbar nach Oersted's Entdeckung der Wirkung des elektrischen Stromes auf eine Magnetnadel, fanden im Jahre 1820 Arago und Davy unabhängig von einander eine Methode, Eisen und Stahl dadurch zu magnetisieren, dass man elektrische Ströme in spiralförmig um dieselben gewundenen Drahtrollen fliessen lässt. Diese Methode

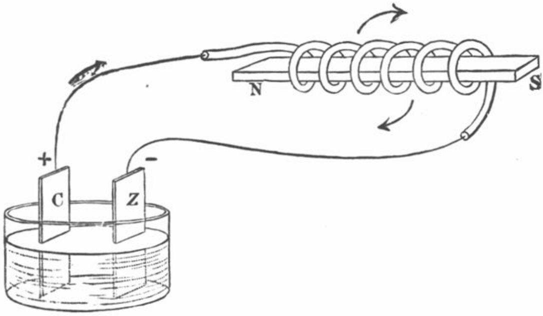

Fig. 181.

wird durch Fig. 181 veranschaulicht, wo der Strom eines einfachen Elementes durch eine spiralförmig gewundene Rolle von isoliertem Kupferdrahte fliesst, in deren Hohlraume sich ein Eisen- oder Stahlstab befindet, welcher hierdurch magnetisiert wird. Diese einzelnen Windungen der Rolle dürfen einander und den von ihnen umgebenen Stab nicht berühren, denn sonst würde der Strom den kürzesten der ihm gebotenen Wege nehmen und nicht alle Windungen der Rolle durchkreisen. Um diesen durch Berührung veranlassten kurzen Weg des Stromes zu verhüten, muss der Draht der Rolle mit Seide oder Baumwolle übersponnen (im letzteren Falle wird die Isolierung dadurch noch vollständiger, dass man die Baumwolle in geschmolzenes Paraffin taucht) oder auch mit einer Schicht Guttapercha überzogen werden. Ist der Stab von Eisen, so ist derselbe nur so lange Magnet, als der Strom fliesst; und ein Eisenstab, welcher auf diese Weise von einer Drahtrolle umgeben ist, um denselben durch einen elektrischen Strom zu magnetisieren, heisst ein **Elektromagnet.** Diese Bezeichnung rührt von Sturgeon her, welcher die Entdeckungs Davy's und Arago's zur Anfertigung von Elektromagneten benutzte, welche viel kräftiger waren als alle bislang verfertigten Magnete.

Sein erster Elektromagnet war ein Hufeisen (Fig. 182) bestehend aus einem ungefähr 1 Fuss langen und $\frac{1}{2}$ Zoll dicken Eisenstabe, der mit einem einfachen starken Kupferdrahte von nur 18 Windungen umsponnen war. Bei Anwendung eines Stromes eines einzelnen Elements betrug die Tragkraft 9 Pfund, dagegen 50 Pfund bei Verwendung einer stärkern Batterie. Sollen Elektromagnete am entfernten Ende einer langen Linie arbeiten, so muss man dieselben, wie Henry zuerst nachwies, mit zahlreichen Windungen eines dünnen Drahtes umgeben. Der grosse Nutzen des Elektromagnets bei elektrischen Glocken und telegraphischen Apparaten basiert auf der Thatsache, dass *sein Magnetismus unter der Kontrolle des Stromes steht.* Wird der Strom geschlossen, so wird er ein Magnet; wird der Strom unterbrochen, so hört er auf als Magnet zu wirken. Ausserdem lässt sich derselbe aus der Entfernung kontrollieren, indem der Strom an einem entfernten Punkte des Stromkreises durch einen geeigneten Schlüssel geschlossen oder unterbrochen wird.

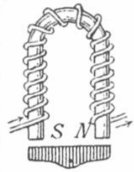

Fig. 182.

377. Polarität und Stromrichtung. Mit Hilfe der Ampère'schen Regel (Art. 192) können wir bestimmen, welches Ende eines Elektromagnets der nordsuchende Pol sein wird; denn denken wir unseren eigenen Körper im Strome schwimmen (Fig. 181), mit dem Gesichte nach dem Stabe gerichtet, so befindet sich der nordsuchende Pol zur Linken. Es ist gut, sich diese Lage an folgenden Regeln zu merken: — *Sieht man auf den südsuchenden Pol eines Elektromagnets, so zirkulieren die magnetisierenden Ströme in derselben Richtung, wie sich die Zeiger einer*

Uhr bewegen; und sieht man auf den nordsuchenden Pol eines Elektromagnets, so zirkulieren die magnetisierenden Ströme in der entgegengesetzten Richtung der Bewegung eines Uhrzeigers. Fig. 183 macht dies anschaulich. Diese Regeln gelten stets, gleichviel ob die Drahtwindungen bei dem dem Beobachter zugewandten oder abgewandten Ende anfangen, d. h. gleichviel, ob die Spirale rechts oder, wie in Fig. 181, links gewunden ist. In anbetracht der magnetisierenden Kraft ist es ganz egal, ob die Windungen der Rolle an dem einen Ende anfangen und nach dem andern führen und zum Ausgangspunkte wieder zurück, oder ob sie in der Mitte des Stabes anfangen und von dort zu dem einen Ende desselben führen und dann zum andern; man muss nur wissen, in welcher Richtung der Strom um den Stab fliesst, wenn man der Axe desselben entlang sieht. Die Korkzieherregel (Art. 193) führt zu demselben Resultate.

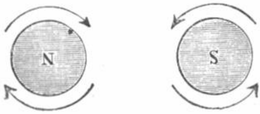

Fig. 183.

Angenommen, ein Eisenkern wäre mit einer rechts gewundenen Spule umgeben und es trete an irgend einer Stelle ein Strom ein, der nach beiden Seiten fliesst, so treten entgegengesetzt gerichtete magnetisierende Wirkungen an den beiden gegenüberliegenden Stellen auf und es entstehen an der Eintrittsstelle Folgepole (Art. 120). Fig. 184 zeigt einen eisernen Ring mit einer rechts gewundenen geschlossenen Spule. Wir haben dann einen doppelten S-Pol an der Stelle, wo der Strom eintritt und einen doppelten N-Pol an der Stelle, wo der Strom aus den Windungen austritt.


Fig. 184.

378. Anfertigung von Elektromagneten. Die brauchbarste Form eines Elektromagnets ist diejenige, wo der Eisenkern hufeisenförmig gebogen ist, so dass beide Pole auf dieselbe Eisenarmatur wirken können. In diesem Falle teilt man die Rollen gewöhnlich in zwei auf Spulen gewundene Teile, Fig. 185. Der in Fig. 186 abgebildete Elektromagnet hat eine für Versuche im Laboratorium geeignete Form, und hat bewegliche Rollen, welche über die Eisenkerne gestülpt werden. Letztere sind unten durch ein starkes eisernes Joch mit einander verbunden. Eine besondere von Ruhmkorff angegebene Form eines Elektromagnets zu Versuchen über Diamagnetismus ist in Fig. 176 abgebildet.

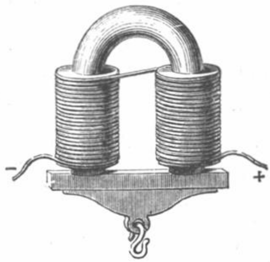

Fig. 185.

Man hat viele besondere Formen [1]) des Elektromagnets für besondere Zwecke erfunden. Um eine sehr kräftige Anziehung bei sehr kurzen Entfernungen zu erzielen, benutzt man am besten einen kurzen, cylindrischen Elektromagnet, der von einer

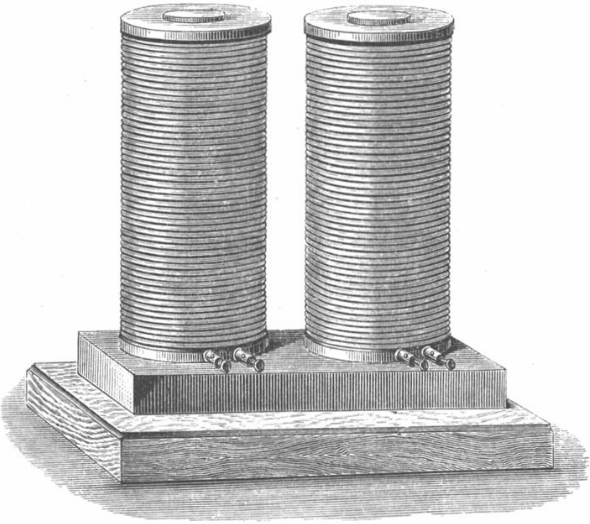
Fig. 186.

äussern eisernen Röhre umgeben ist, die unten mit dem Eisenkerne durch Eisen verbunden ist, denn der eiserne Mantel bietet den

1) Bezüglich der Beschreibung derselben verweisen wir auf des Verfassers Lehrbuch: Der Elektromagnet und der elektromagnetische Mechanismus.

magnetischen Linien einen Rückweg. Diese Form ist unter der Bezeichnung *eisenbekleideter* Magnet bekannt. Um Eisen durch eine weite, grossen Widerstand bietende Lücke hindurch anzuziehen, ist ein hufeisenförmiger Magnet mit langen Kernen zu wählen, damit man hinreichend Draht um dieselben wickeln kann und so eine genügende erregende Kraft erhält, welche die Flut durch die Lücke zu führen vermag. Um eine sanfte Anziehung längs einer langen Strecke zu erhalten, verwendet man ein Solenoid (Art. 380), eine lange röhrenförmige Spule mit langem, beweglichem Eisenkern. Will man einen sehr schnell wirkenden Magnet haben, so darf man die Spulen nicht um den ganzen Eisenkern, sondern nur um die Polflächen legen. Als Regel merke man, dass die Eisenteile, einschliesslich des Jochs und der Armatur, möglichst einen geschlossenen magnetischen Kreis bilden müssen. Der Querschnitt des Joches soll grösser als der des Eisenkerns sein.

379. Tragkraft von Elektromagneten. Die Tragkraft eines Elektromagnets hängt nicht allein von seiner »magnetischen Stärke«, sondern auch von seiner Gestalt ab, sowie von der Form seiner Pole und der Gestalt der weichen Eisenarmatur, welche von ihm angezogen wird. Dieselbe sollte so angebracht sein, dass möglichst viele Kraftlinien durch die Armatur führen, und die Armatur selbst sollte eine genügende Masse von Eisen enthalten. Joule konstruierte einen kräftigen Elektromagnet, der mehr als 1000 Kilo zu tragen vermochte. Die Maximal-Anziehung, die er zwischen einem Elektromagnet und seiner Armatur erzeugen konnte, betrug 200 Pfund pro Quadratzoll oder circa 13,800,000 Dyn pro Quadratzentimeter. Bidwell fand, dass die Anziehung auf 226,3 Pfund pro Quadratzoll stieg, wenn das Schmiedeeisen bis zu 19,820 magnetischen Linien pro Quadratzentimeter gesättigt war. Das Anziehungsgesetz lautet: Die Anziehung pro Quadratzentimeter ist dem Quadrate der Anzahl der Linien pro Quadratzentimeter proportional, d. h.

$$P = \frac{B^2 A}{8\pi}.$$

Hier bedeutet P die Anziehung in Dyn und A die Fläche in qcm. Die folgende Tabelle enthält die Werte der anziehenden Kraft für verschiedene Magnetisierungsstufen.

BLinien pro qcm	Dyn pro qcm	Gramm pro qcm
1000	39,790	40,56
2000	159,200	162,3
3000	358,100	365,1
4000	636,600	648,9
5000	994,700	1014
6000	1,432,000	1460
7000	1,950,000	1987
8000	2,547,000	2596
9000	3,223,000	3286
10,000	3,979,000	4056
12,000	5,730,000	5841
14,000	7,800,000	7950
16,000	10,170,000	10390
18,000	12,890,000	13140
20,000	15,920,000	16230

Man bemerkt, dass bei Verdoppelung von B die anziehende Kraft 4mal grösser wird. Eine merkwürdige Folge dieses Gesetzes ist die, dass die anziehende Kraft eines Elektromagnets oder Magnets um so schwächer ist, je grösser seine Pole sind. Mitunter — z. B. bei Stabmagneten — wird ihre anziehende Kraft dadurch vergrössert, dass man die Pole derart abrundet, dass eine Konzentration von B stattfindet.

380. Solenoid. Eine spiralförmig gewundene Drahtrolle, durch welche ein Strom fliesst, wirkt auch dann noch als Magnet, wenn dieselbe keinen Eisenstab oder Stahlstab umgiebt. (In diesem Falle allerdings nicht so kräftig, als wenn sich in derselben ein Eisenkern befindet.) Solche Spirale wird bisweilen **Solenoid** genannt. Ein Solenoid hat zwei Pole und eine neutrale Aequator-Gegend. Ampère fand, dass die Spirale Magnete anzieht und selbst von solchen angezogen wird. Auch wirkt sie anziehend auf eine zweite Spirale und hat ein magnetisches Feld, welches im allgemeinen mit demjenigen eines Stabmagnets Aehnlichkeit hat. Wird die Spirale so gestellt, dass sie sich um eine vertikale Achse drehen kann, so stellt sie sich in die Richtung von Nord nach Süd, längs des magnetischen Meridians.

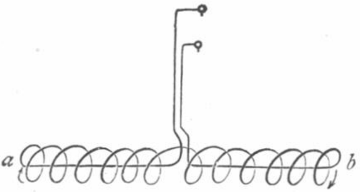

Fig. 187.

Fig. 187 zeigt ein Solenoid, welches mit Spitzen versehen ist, mittelst deren sich dasselbe an einem Gestell aufhängen lässt (vgl. Fig. 192).

Mit Eisenkern wirkt das Solenoid weit kräftiger. Infolge seiner grössern Permeabilität besitzt der Eisenkern die Fähigkeit, die Zahl der magnetischen Linien zu vervielfachen und an festen Polen zu vereinigen. Wir wissen bereits (Art. 197), dass die Kraftlinien, welche von einem in einem Drahte fliessenden Strome herrühren, geschlossene Kurven sind, und fast die Gestalt von um den Draht führenden Kreisen haben (Fig. 108 und 189). Wäre kein Eisenkern vorhanden, so würden viele dieser kleinen kreisförmigen Kraftlinien einfach als kleine geschlossene Kurven um ihren eigenen Draht verlaufen; da aber die Permeabilität des Eisens mehrere hundertmal grösser ist als die der Luft, so ändern die magnetischen Linien überall da, wo der Draht nahe am Eisenkerne vorbeiführt, ihre Gestalt, und aus den kleinen Kreisen rings um die einzelnen Drahtwindungen werden Kurven, welche durch den Eisenkern vom einen Ende zum andern laufen und ausserhalb im Bogen von dem einen Ende der Spule zum andern zurückführen. Einige *wenige* der magnetischen Linien thun dies auch, wenn kein Eisen vorhanden ist; sie thun es fast alle, wenn Eisen vorhanden ist[1]).

---

1) Bei einem permanenten Hufeisenmagnet von Stahl wird jedoch die Gesamtzahl der durch die Biegung des U führenden Linien *nicht vermehrt*, wenn man den Eisenanker anlegt, obgleich derselbe die Linien an den Polen konzentriert.

Daher hat der Elektromagnet mit Eisenkern viel stärkere Pole als die Spirale des Leitungsdrahtes allein.

In Art. 337 wurde gezeigt, dass die Intensität des magnetischen Feldes in der Mitte eines Solenoids von der Länge l, dessen S Spiralen CAmpère führen, den Wert hat

$$H = \frac{4\pi}{10} \cdot \frac{C \cdot S}{l}.$$

Da die eingeschlossene Fläche $= r^2\pi$, so ist die Flut des Solenoids (ohne Eisen)

$$N = \frac{4\pi^2 r^2}{10\,l} \cdot CS.$$

Und da 4π magnetische Linien auf eine magnetische Einheit gehen, so wirkt das Solenoid (ohne Eisen) so, als wenn es an seinem Pole den Magnetismus

$$m = \frac{\pi r^2}{10\,l} \cdot CS$$

hätte.

Man beachte, dass für jedes Solenoid von gegebener Länge und gegebenem Radius die drei magnetischen Grössen H (inneres Feld), N (magnetische Flut) und m (Polstärke) proportional sind den *Ampère* des Stromes und der Anzahl der *Windungen* der Spule. Das Produkt, welches auf diese Weise bei allen elektromagnetischen Formeln auftritt, heisst die Anzahl der *Ampère-Windungen*. Ein Solenoid mit einem beweglichen Eisenkern wird bisweilen ein *Saugmagnet* genannt. Der Eisenkern ist bestrebt, diejenige Lage einzunehmen, in welcher er am besten den magnetischen Kreis vervollständigt (Art. 374). Ist der Eisenkern bedeutend länger als die Rolle, so wächst die Anziehung, wenn das Ende des Eisenkerns in die Spule eindringt, und nimmt schnell ab, wenn derselbe austritt. Kurze Eisenkerne werden nur so lange angezogen, wie sie sich an der Mündung der Spule befinden, denn das Maximum der Anziehung tritt ein, wenn sie ungefähr mit der halben Länge in die Spule eingetreten sind.

381. Die Windungen der Elektromagnete. Die genauen Gesetze bezüglich der Windungen der Elektromagnete sind ziemlich kompliziert; doch lassen sich ohne Schwierigkeit bestimmte Regeln aufstellen, welche näherungsweise richtig sind. Bei jedem Elektromagnet lassen sich dieselben allgemeinen Thatsachen beobachten; je stärker die erregende Kraft, desto mehr Magnetismus wird erzeugt, und bei Anwendung einer sehr grossen erregenden Kraft wird das Eisen thatsächlich gesättigt und nimmt nur noch wenig Magnetismus in sich auf. Es ergiebt sich ohne Weiteres, dass, wenn der Elektromagnet am Ende einer langen Linie gebraucht werden soll, durch welche nur ein schwacher Strom fliesst (etwa nur 0,01 Ampère), die zur Hervorbringung des Magnetismus erforderliche Anzahl von Ampère-Windungen nur bei Anwendung einer grossen Zahl von Drahtwindungen erreicht wird und dass sich ein dünner Draht verwenden lässt, da der Strom schwach ist.

Wenn Elektromagnete mit vielen Windungen aus dünnem Drahte umgeben werden, so vergrössern diese Spulen den elektrischen Widerstand des Stromkreises und schwächen dadurch den Strom. Dies erschwert die Konstruktion telegraphischer und anderer Instrumente. Denn während Elektromagnete mit »langen Spiralen«, welche aus vielen feinen Drahtwindungen bestehen, bei langen Schliessungsbögen mit grossem Widerstande gebraucht werden müssen, würden wir einen solchen Apparat bei einem Schliessungsbogen von sehr geringem Widerstande nicht gebrauchen können, denn der Widerstand einer langen dünnen Spirale würde unverhältnismässig gross sein; in diesem Falle wäre eine kurze Spirale mit wenigen Windungen aus starkem Draht erforderlich (vergl. Art. 187).

Die Beschaffenheit der *Linie* (je nachdem dieselbe einen grossen oder kleinen Widerstand hat) entscheidet darüber, wie die Spirale gewunden und wie die Batterie angeordnet werden muss.

Aehnliche Elektromagnete von verschiedener Grösse erfordern Ampère-Windungen, die ihren linearen Dimensionen proportional sind, sollen dieselben auf denselben Grad der Sättigung gebracht werden.

Da der Magnetismus des Magnets von der Anzahl der Ampère-Windungen abhängt, so sollte man erwarten, dass es gleichgültig wäre, ob die Rollen dicker als der Eisenkern sind oder ob sie denselben dicht einschliessen. Falls keine magnetische Entweichung stattfände, so wäre dies in gewissem Sinne auch richtig; doch sind bei einer gleichen Zahl von Windungen grosse Rollen kostspieliger und bieten einen höhern Widerstand. Deshalb werden die Rollen so dicht um den Eisenkern gewunden, wie es mit einer guten Isolation verträglich ist. Auch wird der Eisenkern möglichst dick und von grösstmöglicher Permeabilität gewählt, von der Gestalt, dass ein möglichst kompakter magnetischer Kreis vorhanden ist, so dass der magnetische Widerstand so viel wie möglich reduziert wird und bei einer bestimmten Anzahl von erregenden Ampère-Windungen eine möglichst grosse magnetische Menge resultiert. Aus diesem Grunde sind Elektromagnete von Hufeisenform kräftiger als gerade Elektromagnete gleichen Gewichts, und eben deshalb trägt ein Pol eines hufeisenförmigen Elektromagnets nur ungefähr den vierten Teil der Last, welche beide Pole tragen.

Da die Rollen des Elektromagnets sich durch den Strom erwärmen, so muss eine genügende abkühlende Oberfläche vorhanden sein, falls die Isolation der Windungen nicht verkohlen soll. Jeder qcm Oberfläche, der 1^0 C über die Temperatur der umgebenden Luft erwärmt wird, kann ungefähr 0,0029 Watt abgeben. Nimmt man eine Temperaturerhöhung von 50^0 gegenüber der umgebenden Luft als Sicherheitsgrenze an, so ist der stärkste Strom, welcher hindurchgeschickt werden darf, $0{,}38 \cdot \sqrt{\frac{s}{r}}$ Ampère, wo r den Widerstand des Elektromagnets und s die Oberfläche in qcm bedeutet.

382. Polarisierter Mechanismus. Ein Elektromagnet bewegt seine Armatur nur in einer Richtung, gleichviel in welcher Richtung der Strom fliesst. Eine Umkehrung des Stromes hat hierauf keinen Einfluss. Es lässt sich jedoch in zweifacher Weise ein Mechanismus anbringen, so dass die Armatur nach Belieben in dieser oder der entgegengesetzten Richtung bewegt wird. 1) Die Bewegung der Armatur wird durch eine regulierte Feder in der Weise kontrolliert, dass dieselbe eine mittlere Stellung einnimmt, wenn ein schwacher Strom fliesst, und dass dieselbe sich dem Elektromagnet nähert oder von ihm entfernt, je nachdem der Strom verstärkt oder geschwächt, resp. unterbrochen wird. 2) Eine *polarisierte* Armatur (d. h. eine solche, welche durch einen besondern Strom magnetisiert wird) wird nicht vor, sondern *zwischen die Pole* des Elektromagnets gebracht. Die Richtung, nach welcher sich dieselbe zu bewegen strebt, kehrt sich um, wenn der Strom im Schliessungskreise des Elektromagnets umgekehrt wird.

383. Wachsen des Magnetismus. Um einen Eisenkern zu magnetisieren, ist Zeit erforderlich. Dies ist hauptsächlich eine Folge der Thatsache, dass ein Strom, welcher zu fliessen beginnt, nicht sofort seine volle Stärke erreicht, da er durch die selbstinduzierte gegenelektromotorische Kraft verzögert wird (Art. 453); teilweise rührt dies auch von dem Auftreten vorübergehender umgekehrter Wirbelströme her (Art. 452), die in dem Eisen selbst induziert werden. Faraday's grosser Elektromagnet in der Royal Institution verlangt circa 2 Sekunden, bevor er seine Maximalstärke erreicht. Die Elektromagnete grosser Dynamomaschinen gebrauchen oft 10 Minuten oder noch mehr, bevor sie die zur Abeit erforderliche Stufe der Magnetisierung erreichen.

Benutzt man Elektromagnete mit schnell auf einander folgenden Wechselströmen (Art. 465), so treten verschiedene andere Erscheinungen ein, bezüglich welcher wir den Leser auf Art. 472 verweisen.

XXXII. VORLESUNG: *Elektrodynamik.*

384. Elektrodynamik. Im Jahre 1821, fast unmittelbar nach Oerstedt's Entdeckung von der Einwirkung eines Stromes auf einen Magnet, machte Ampère die weitere Entdeckung, dass ein Strom auf einen zweiten Strom wirkt, indem er denselben nach bestimmten feststehenden Gesetzen anzieht oder abstösst[1]). Diese Wirkungen untersuchte er experimentell, und aus den Versuchen leitete er eine Theorie der Kraft ab, welche ein Strom auf einen zweiten ausübt. Denjenigen Teil der Wissenschaft, welcher von der Kraft handelt, die ein Strom auf einen zweiten ausübt, nannte er **Elektrodynamik**. Man weiss jetzt, dass diese Wirkungen von rein magnetischer Art sind und von Spannungen in dem dazwischen befindlichen Medium herrühren. Das magnetische Feld um einen einzeln Konduktor besteht aus einem magnetischen Wirbel (Art. 197), der auf jeden andern stromführenden Konduktor einwirkt, welcher in das Feld des ersten gebracht wird. Fig. 188 stellt das Feld dar, welches von zwei parallelen geraden Konduktoren herrührt, welche durch eine mit Eisen-

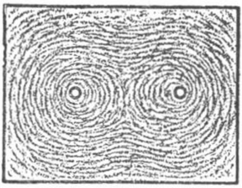

Fig. 188.

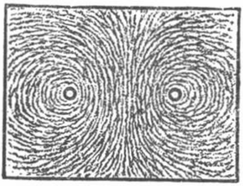

Fig. 189.

feilspänen besiebte Glasplatte hindurchgehen. Es fliessen hier die Ströme in derselben Richtung, während sie bei Fig. 189 entgegengesetzte Richtung haben. Im ersten Falle haben die Spannungen im Felde (Art. 119) das Bestreben, sie zusammen zu ziehen, im zweiten Falle, sie von einander zu entfernen[2]).

385. Gesetze über parallele und sich kreuzende Ströme. Ampère entdeckte folgende Gesetze:

1) *Zwei parallel gerichtete Teile eines Stromleiters ziehen einander an, wenn der Strom in den Leitungsdrähten nach derselben Richtung fliesst; und stossen einander ab, wenn die Ströme in entgegengesetzten Richtungen fliessen.*

---

1) Richtiger würde man sich ausdrücken, wenn man sagt, dass die Kraft auf stromleitende Konduktoren wirkt, statt auf die Ströme selbst.

2) Vergl. Philosophical Magazine, November 1878, p. 348.

Dieses Gesetz ist giltig, gleichviel ob die parallelen Drähte Teile von zwei verschiedenen Stromleitern oder Teile desselben Stromleiters sind. Die einzelnen Windungen einer Spirale, wie Fig. 187, ziehen sich z. B. an, wenn dieselben von einem Strome durchflossen werden; eine solche Spirale verkürzt sich daher, wenn durch dieselbe ein Strom geschickt wird. Dies findet jedoch eine ebenso gute Erklärung durch das allgemeine Gesetz elektromagnetischer Systeme (Art. 374), weil eine Verkürzung den Widerstand des magnetischen Kreises verringert und die Flut vergrössert.

2) *Zwei Stromleiter, welche sich unter einem Winkel kreuzen, ziehen einander an, wenn entweder beide Ströme nach dem Kreuzungspunkte oder beide von ihm fortfliessen, und stossen einander ab, wenn der eine nach jenem Punkte und der andere von demselben fortfliesst.*

In Fig. 190 haben wir demnach 3 Fälle der Anziehung und 2 Fälle der Abstossung.

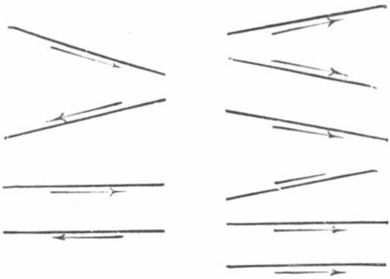

Fig. 190.

3) *Wenn ein Element eines Stromleiters eine Kraft auf ein anderes Element eines Stromleiters ausübt, so strebt jene Kraft stets das letztere rechtwinklig zu ihrer eigenen Richtung zu stellen.* Im Falle zweier parallelen Stromleiter wirkt z. B. die anziehende oder abstossende Kraft rechtwinklig zu den Strömen selbst.

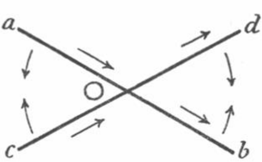

Fig. 191.

Ein Beispiel für das zweite und dritte Gesetz zeigt Fig. 191. Hier sind zwei Ströme *ab* und *cd* um den Mittelpunkt O beweglich. Zwischen *a* und *d* findet *Abstossung* statt, ebenso zwischen *b* und *c*, während in den beiden andern Quadranten *Anziehung* stattfindet, zwischen *a* und *c* und zwischen *b* und *d*.

Die vorstehenden Gesetze lassen sich zu einem zusammenfassen: Welche Lage auch 2 Stromleiter haben mögen, sie sind stets bestrebt sich so zu stellen, dass ihre Ströme möglichst nahe denselben Weg fliessen.

4) *Die Kraft, welche 2 parallele Stromleiter auf einander ausüben, ist dem Produkte der Stromstärken und der Länge der Stromleiter direkt, ihrem Abstande umgekehrt proportional.*

386. Ampère's Gestell. Um diese Anziehungen und Abstossungen beobachten zu können, konstruierte Ampère den nach ihm benannten, in Fig. 192 abgebildeten Apparat, das

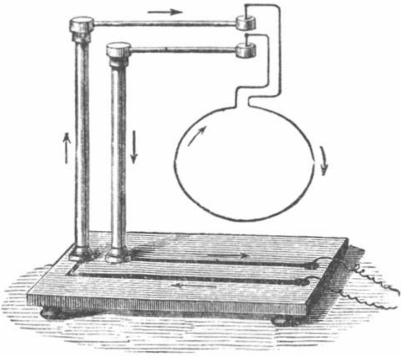

Fig. 192.

Ampère'sche Gestell, welches aus zwei aufrechten Stützen besteht, an denen man Konduktoren, welche aus Draht verfertigt und verschieden gestaltet sind, derart aufhängen kann, dass dieselben rotieren können. Die Enden der Drähte des beweglichen Teiles tauchen in 2 Quecksilbernäpfe, wodurch für gute Berührung gesorgt ist, während sie sich frei bewegen können.

Mit Hilfe dieses Apparates bewies Ampère noch die folgenden Sätze:

a) Ein Stromleiter, welcher so gebogen ist, dass der Strom auf zwei dicht neben einander liegenden Wegen hin- und zurückfliesst, übt auf äussere Punkte keine Kraft aus.

b) Ein Stromleiter, welcher eine gebrochene Linie darstellt oder in Zick-Zack-Form verläuft, übt auf einen benachbarten Stromleiter dieselben magnetischen Wirkungen aus, als wenn er gerade wäre.

c) In keinem der verschiedenen Fälle hat man eine Kraft, welche einen Konduktor in seiner eigenen Längsrichtung zu bewegen strebt.

d) Die Kraft zwischen 2 Konduktoren von beliebiger Gestalt ist unabhängig von der linearen Grösse des Systems, vorausgesetzt, dass die Abstände in demselben Verhältnis wachsen, wie die Längen der Konduktoren, und dass die Stromstärken unverändert bleiben.

Der besondere Fall der Fig. 193 lässt den Wert dieser Versuche erkennen. AB und CD mögen zwei stromführende

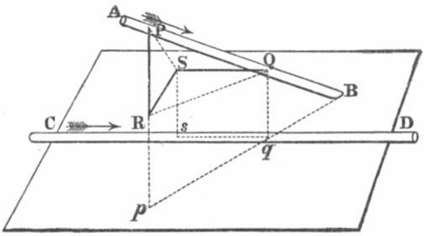

Fig. 193.

Drähte sein, welche weder parallel laufen, noch in derselben Ebene liegen. Aus Satz b) ergiebt sich, dass die Kraft dieselbe bleibt, wenn wir das Stück PQ durch den gebogenen Draht PRSQ ersetzen. Das Stück PR führt senkrecht nach unten, und da auf dasselbe nach Satz c) keine Kraft in der Richtung seiner Länge wirken kann, so wird dies Stück von CD weder angezogen noch abgestossen. In dem Stücke RS fliesst der Strom rechtwinklig zu CD, so dass auch dieses Stück von CD weder angezogen, noch abgestossen wird. In dem Teile SQ fliesst der Strom parallel zu CD und in derselben Richtung, und folglich wird SQ nach unten gezogen. Das Gesamtresultat ist also, dass PQ nach CD gezogen wird. Auf die Stücke PR und RS wirken jedoch drehende Kräfte, indem P um R als

Mittelpunkt nach C und R horizontal um S ebenfalls nach C getrieben werden. Infolge dieser Kräfte würde AB das Bestreben haben, sich parallel zu CD zu stellen.

387. Ampère's Theorie. Gestützt auf die 4 vorhergehenden experimentellen Sätze, stellte Ampère eine sorgfältig ausgearbeitete mathematische Theorie auf, bei welcher er annahm, dass für den Fall dieser Kräfte, welche offenbar durch einen leeren Raum in die Ferne wirkten, die Wirkung zwischen 2 Punkten in gerader Linie erfolgte, und die Gesamtanziehung der Summe der einzelnen Anziehungen gleich wäre.

Eine kurze Zusammenstellung muss genügen. Betrachten wir zunächst zwei parallele Elemente von den Längen dl_1 und dl_2, welche die Ströme C_1 C_2 führen und rechtwinklig zu ihrem Abstande r stehen, so ist die Kraft, welche sie auf einander ausüben:

$$df = -\frac{C_1 C_2 dl_1 dl_2}{100 r^2}.$$

Sind dieselben nicht parallel und auch nicht in einer Ebene, so sei φ der von ihnen eingeschlossene Winkel und Θ_1 und Θ_2 die Winkel, welche sie mit r bilden. Dann ist:

$$df = -\frac{C_1 C_2 dl_1 dl_2 (\cos\varphi - \frac{3}{2}\cos\Theta_1 \cos\Theta_2)}{100 r^2}.$$

Durch Integration dieses Ausdruckes ergeben sich die Kräfte für Stromleiter von beliebiger Länge. Für zwei parallele gerade Konduktoren von den Längen l_1 und l_2 erhält man z. B.

$$f = -\frac{2 C_1 C_2 l_1 l_2}{100 r}$$

vorausgesetzt, dass jene Länge im Vergleich zu ihrem Abstande r sehr gross sind.

Faraday's Untersuchungen haben jedoch zu andern Anschauungen geführt: wir betrachten jetzt die gegenseitigen Anziehungen und Abstossungen als eine Folge von Kräften, welche in dem den Raum um und zwischen den Leitern füllenden Medium wirken. Alle diese sogenannten elektrodynamischen Wirkungen sind bloss magnetische Wirkungen.

Einen interessanten Versuch, welcher eine offenbare gegenseitige Abstossung zwischen benachbarten Teilen eines Stromleiters erkennen lässt, stellte Ampère in folgender Weise an. Ein durch eine Scheidewand in zwei Teile geteilter Trog, welcher aus nicht leitendem Material verfertigt ist, wird mit Quecksilber angefüllt. Auf demselben schwimmt ein metallener Bügel (aus Draht gebogen), von der in Fig. 194 veranschaulichten

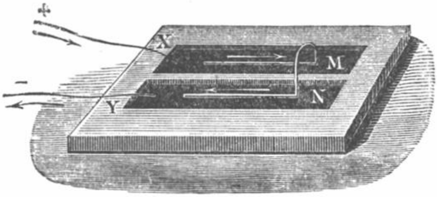

Fig. 194.

Gestalt, oder auch eine heberartige mit Quecksilber gefüllte Glasröhre. Wird durch den schwimmenden Konduktor ein Strom von X über MN und zurück nach Y gesandt, so bemerkt man, dass der schwimmende Bügel sich derart bewegt, dass die Länge des Stromlaufes dadurch vergrössert wird. Die Kraft würde jedoch unbegrenzt abnehmen, wenn die beiden parallelen Teile ganz nahe neben einander liegen könnten.

388. Elektromagnetische Rotationen. Eine kontinuierliche Rotation lässt sich zwischen einem Magnet und einem Strom herstellen, oder auch zwischen 2 Teilen eines Stromes, vorausgesetzt, dass ein Teil des Stromes beweglich ist, während ein anderer fest bleibt, oder dass der Strom in dem einen Teile umgekehrt werden kann. Von dem letzteren Mittel macht man bei Konstruktion elektrischer Motoren Anwendung (Art. 438); die beiden ersten Methoden wendet man bei einigen historischen Apparaten an, welche Rotationen zur Anschauung bringen sollen, indem man zwischen 2 Teilen eines Stromes eine gleitende Berührung (Schleifkontakt) herstellt. Faraday und Ampère konstruierten ver-

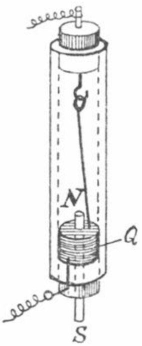

Fig. 195.

schiedene Arten von Rotationsapparaten. Einen solchen von Faraday zeigt Fig. 195, wo ein stromführender Draht, der oben eingehakt ist, in eine Schale mit Quecksilber taucht, welche den Pol eines Magnets umgiebt. Schliesst man den Strom, so beginnt der Draht sich um den Pol zu bewegen und zwar so lange, bis der Strom unterbrochen wird.

Ein Magnetpol kann auch zur Rotation um einen Strom veranlasst werden; und wenn ein vertikaler Magnet so aufgestellt ist, dass er sich um seine eigene Achse drehen kann, so rotiert derselbe, wenn ein Strom in seiner Mitte zu- und an seinen beiden Enden wieder abgeleitet wird. Wird der Strom an dem einen Ende zu- und am andern wieder abgeleitet, so findet keine Rotation statt, da die beiden Pole auf diese Weise nach entgegengesetzten Richtungen rotieren müssten, was unmöglich ist. Auch an flüssigen Leitern können elektromagnetische Rotationen stattfinden. Ein cylinderförmiges Metallgefäss, welches mit dem einen Pole einer Batterie verbunden ist, sei mit Quecksilber oder verdünnter Säure angefüllt, und es tauche ein Draht vom andern Pole in die Mitte der Flüssigkeit, so dass ein Strom vom Zentrum längs eines Radius nach dem Umfange fliessen kann oder umgekehrt; dann bemerkt man, dass die Flüssigkeit rotiert, wenn ein Magnet vertikal darüber gehalten wird oder das Gefäss auf den Pol eines kräftigen Magnets gestellt wird.

389. Elektrodynamometer. W. Weber konstruierte ein unter dem Namen *Elektrodynamometer* bekanntes Instrument, mittelst dessen man die Stromstärke durch die elektrodynamische Wirkung eines Teils des Stromleiters auf einen andern Teil desselben messen kann. Es ist in der That eine Art Galvanometer, bei welchem statt einer Nadel eine kleine Drahtrolle aufgehängt wird. Eine Form dieses Apparates, wo sowohl die grossen äussern, als auch die kleinen innern Rollen aus zwei parallelen Rollen mit vielen Windungen bestehen, zeigt Fig. 196. Die innere Rolle CD ist so aufgehängt, dass ihre Achse rechtwinklig ist zu der Achse der äussern Rollen AA, BB, und wird *bifilar* (vergl. Art. 130) von zwei feinen Metalldrähten getragen. Wenn ein Strom durch *beide* Rollen in *beliebiger* Richtung fliesst, so strebt die innere Rolle sich zu drehen, und ihre Windungen denen der äussern Rollen parallel zu stellen; der Sinus des Winkels, um welchen die Aufhänge-Drähte gegen einander gedreht werden, ist dann dem Quadrate der Stromstärke proportional. Ist G die Hauptkonstante (Art. 208) der grossen Rollen, und g das Moment der kleinen Rollen (Art. 341), falls sie die Stromeinheit führen, und sind C_1 C_2 die Ströme in ihnen, so ist das Drehungsmoment

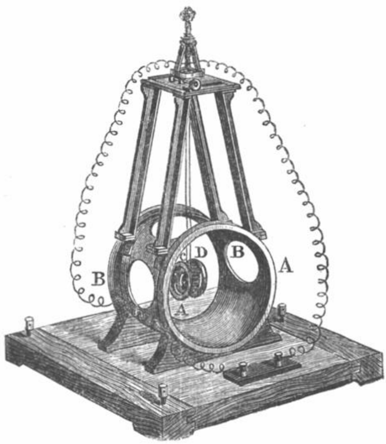

Fig. 196.

$$= \frac{G \cdot g \cdot C_1 C_2}{100}.$$

Der Hauptvorteil dieses Apparates vor einem Galvanometer besteht darin, dass sich derselbe auch zur Messung von Wechselströmen eignet, bei denen sehr schnelle Wechsel stattfinden, indem einem Strome in einer Richtung ein Strom von entgegengesetzter Richtung folgt und dieser Wechsel in der Minute gegen tausendmal stattfindet. Eine Galvanometernadel wird durch solche Ströme kaum beeinflusst, da die Nadel nur zittert, ohne sich zu drehen.

390. Siemens' Elektrodynamometer. Bei dem Dynamometer von Siemens (Fig. 197), welches häufig zur Messung starker Ströme benutzt wird (sowohl von kontinuierlichen als Wechselströmen) ist eine Rolle fest, während die andere, aus 1 oder 2 Windungen bestehend, mit ihren Enden in Quecksilbernäpfe taucht, rechtwinklig aufgehängt ist und durch eine Spiralfeder unterhalb einer Torsionsscheibe kontrolliert wird. Wenn der Strom hindurchgeschickt wird, so ist die bewegliche Rolle bestrebt, sich parallel zu den festen Rollen zu stellen, wird je-

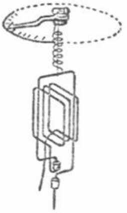

Fig. 197.

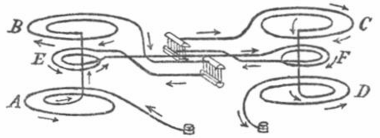

Fig. 198.

doch daran verhindert, da der Zeiger der Torsionsscheibe sich solange dreht, bis die Torsion der Feder dem Drehungsmomente gleichkommt. Der Winkel, um welchen der Zeiger gedreht werden musste, ist proportional dem Produkte C_1 C_2, den Strömen in der festen und der beweglichen Rolle. Ueber die Anwendung des Dynamometers als *Wattmeter* vergl. Art. 433.

391. Kelvin's Strom-Wagen. Joule, Mascart, Rayleigh u. A. haben Ströme durch Wagen gemessen, bei denen die Schwerkraft der Anziehung oder Abstossung zweier Rollen das Gleichgewicht hält. Unter diesen Wagen sind die Kelvin'schen die vollkommensten, deren Prinzip in Fig. 198 veranschaulicht ist. Es sind 4 feste Rollen A, B, C, D vorhanden, zwischen denen mittelst eines biegsamen Metallbandes von feinen Drähten, an den Enden eines leichten Hebels, zwei bewegliche Rollen, E und F, aufgehängt sind. Der Strom fliesst in einer solchen Richtung durch alle 6 Rollen, dass der Hebel bei F aufwärts und bei E abwärts zu gehen strebt. Der Hebel trägt am Ende F eine kleine Pfanne, und einen leichten Arm (in Fig. 198 nicht sichtbar, wohl aber in Fig. 199), an welchem wie an einer Schnellwage ein Laufgewicht hin und her bewegt werden kann, um dem vom Strome herrührenden Drehungsmomente das Gleichgewicht zu halten. Der Strom ist der Quadratwurzel dieses Drehungsmomentes proportional, da die Kraft dem Produkte des Stromes in den festen und beweglichen Rollen proportional ist, wie bei allen Elektrodynamometern.

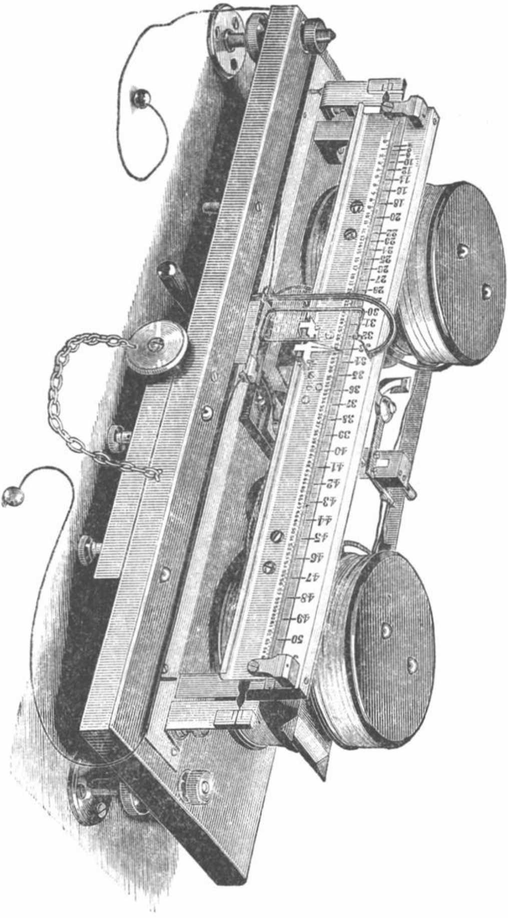

Fig. 199.

Kelvin konstruierte eine ganze Reihe solcher Apparate[1]): eine Centi-Ampère-Wage, welche Ablesungen von 0,01 bis 1 Am-

1) Genaueres über diese Stromwagen und die auf demselben Prinzipe beruhenden Wattmeter findet sich in Gray, Absolute elektrische und magnetische Messungen.

père gestattet; eine Deci-Ampère-Wage, mit Ablesungen von 0,1 bis 10; eine Deka-Ampère-Wage, von 1 bis 100; eine Hekto-Ampère-Wage, von 6 bis 100, und eine Kilo-Ampère-Wage, bis zu 2500 Ampère. Die Centi-Ampère Wage zeigt Fig. 201. Jeder Strom, der durch die Rollen geht, lässt den Hebel sich neigen und der Zeiger bewegt sich (mittelst eines sich selbst lösenden, an Fäden befestigten Schiebers), bis derselbe wieder horizontal steht. Mit einem bestimmten Gewichtepaar giebt die feste Skala den Strom in Dezimalteilen eines Ampère; bei Anwendung anderer Gewichte ergiebt sich ein grösserer Bereich.

Das Normal-Ampère-Instrument und das Normal-Volt-Instrument, welche in Whitehall als gesetzliche Maße für Gross-Britannien aufbewahrt werden, sind Stromwagen besonderer, von Cardew angegebener Konstruktion.

392. **Elektromagnetische Wirkungen von Konvektions-Strömen.** Nach Faraday wirkt ein Strom von elektrisch geladenen Molekülen magnetisch wie ein wirklicher Konduktionsstrom. Dies wurde zuerst im Jahre 1876 von Rowland nachgewiesen, welcher fand, dass eine geladene, in schnelle Rotation versetzte Scheibe auf einen Magnet dieselbe Wirkung ausübt, welche ein schwacher, kreisförmiger Strom haben würde. Konvektionsströme, welche aus Strömen elektrisierter Moleküle bestehen, erfahren von Magneten ebenfalls eine Einwirkung. Die Konvektions-Entladungen in luftleeren Röhren (Art. 315) können durch einen Magnet abgelenkt oder zur Rotation um einen Magnetpol veranlasst werden. Findet die Büschelentladung (Art. 314) in einem starken magnetischen Felde statt, so wird dieselbe ebenfalls abgelenkt. Der Volta'sche Bogen (Art. 443) verhält sich ebenfalls wie ein biegsamer Konduktor und kann von einem Magnet angezogen oder abgestossen werden. Zwei in Ruhe befindliche, positiv elektrisierte Moleküle stossen einander ab, aber zwei parallele Ströme ziehen sich an (Art. 385), und wenn elektrisierte Moleküle, die sich hinter einander bewegen, wie Ströme wirken, so müsste eine (elektromagnetische) Anziehung zwischen zwei elektrisierten Molekülen stattfinden,

die sich neben einander im Raume fortbewegen. Nach Maxwell's Theorie (Art. 513) ist die elektrostatische Abstossung genau der elektromagnetischen Anziehung gleich, wenn die Moleküle sich mit der Geschwindigkeit des Lichts bewegen.

Im Jahre 1879 machte Hall die Entdeckung, dass in dem Falle, wo man einen kräftigen Magnet auf einen Strom wirken lässt, welcher in einem sehr dünnen Metallstreifen fliesst, die Linien gleichen Potentials nicht mehr rechtwinklig zu den Strombahnen in dem Streifen sind. Diese Wirkung scheint mit der magnetischen Rotation des polarisierten Lichts (Art. 521) im Zusammenhange zu stehen, da der Koeffizient dieser transversalen Verschiebung, welche das magnetische Feld an dem Strome hervorbringt, bei Gold schwach positiv, bei Wismut stark $+$, bei Eisen — ist und unendlich stark negativ bei dem Tellur. Der Verfasser dieser Vorlesungen (und fast gleichzeitig auch Righi) hat nachgewiesen, dass diejenigen Metalle, welche den Hall-Effekt aufweisen, eine Aenderung in ihrem elektrischen Widerstande erleiden, wenn sie in ein magnetisches Feld gebracht werden. Der Widerstand des Wismut nimmt so stark zu, dass derselbe zur Messung der Stärke magnetischer Felder benutzt werden kann.

393. Ampère's Theorie des Magnetismus. Nachdem Ampère gefunden hatte, dass Solenoide (siehe Fig. 187) genau wie Magnete wirken, kam er auf den Gedanken, alle Magnete einfach als Vereinigungen von Strömen aufzufassen oder anzunehmen, dass um jedes einzelne Molekül eines Magnets beständig ein elektrischer Strom zirkuliert. Wir wissen, dass solche Ströme nicht ohne Unterlass fliessen könnten, wenn sie auf irgend welchen Widerstand stiessen, und wir wissen ferner, dass ein Widerstand existiert, wenn die Elektrizität von einem Moleküle zum andern übergeht. Da wir über den innern Zustand der Moleküle selbst nichts wissen, so können wir nicht mit Gewissheit behaupten, dass Ampère's Annahme unmöglich ist. Da ein Stromring der Elektrizität wie ein Magnet wirkt, so scheint in der That Grund zu der Annahme zu sein, dass Magnete bloss aus rotierenden Teilen elektrisierter Materie bestehen.