Data zur Ausarbeitung der übrigen drei fehlen bis auf einige Versuche, deren Resultate und Folgerungen am Ende des dritten Theils Platz gefunden haben würden.

III. *Ueber die Faraday'sche Theorie der magnetischen Kraftlinien; von Re van Rees.*

(Mitgetheilt vom Hrn. Verf. aus den Abhandlungen der Königl. Akademie der Wissenschaften zu Amsterdam. Bd. I.)

Neben den beiden üblichen Hypothesen zur Erklärung der magnetischen Erscheinungen ist in jüngster Zeit von Faraday eine neue Ansicht über das Wesen des Magnetismus aufgestellt worden. Den magnetischen Flüssigkeiten Coulomb's und den Molecularströmen Ampère's gleich abgeneigt, nimmt Faraday *Linien magnetischer Kraft*, die jeden magnetischen Körper umgeben, zur Grundlage seiner Theorie. Mit dem Namen Linien magnetischer Kraft bezeichnet er die Linien, welche eine kleine Magnetaedel beschreibt, wenn man sie so fortbewegt, daß ihre Richtung fortwährend die Tangente zur Bewegungslinie bleibt. Die seit lange bekannten auf einem über einen Magnet gehaltenen Kartenblatt erzeugten Figuren von Eisenfeilicht, stellen die magnetischen Kraftlinien in der Ebene des Blattes anschaulich vor. Nicht nur die Richtung, sondern auch die Intensität der magnetischen Kraft wird nach Faraday durch diese Linien angezeigt. Er meint, daß man die Erklärung der magnetischen Erscheinungen an sie anknüpfen müsse; auch verhehlt er nicht, daß er eine unmittelbare Wirkung in die Ferne, die in den früheren Hypothesen angenommen wird, für unwahrscheinlich halte, vielmehr geneigt sey, sich die Magnetkraft vorzustellen, als fortgepflanzt durch irgend ein Medium, wie das Licht und die strahlende Wärme, in welchem Falle die magnetischen Kraftlinien als

die Richtungslinien der Fortpflanzung betrachtet werden können.

Im vorigen Jahre erschien als Fortsetzung der Experimentaluntersuchungen über Elektrizität, welche wir diesem unermüdeten Gelehrten verdanken, eine ausführliche Abhandlung über diesen Gegenstand. Er stellt sich darin die Aufgabe, seine Auffassung des Magnetismus einer weiteren experimentellen Prüfung zu unterwerfen ¹⁾.

Die magnetischen Kraftlinien können erkannt werden, entweder durch ihre Wirkung auf die Magnetnadel, oder durch den Inductionsstrom, den sie in einem, quer hindurchgelegten Metalldrahte erregen. Faraday benutzt dieses zweite Mittel, als mehr allgemein anwendbar und mehr geeignet, um zu neuen Resultaten zu führen. Auf diesem Wege gelangt er zu experimentellen Schlüssen über die Eigenschaften der Kraftlinien, deren Uebereinstimmung mit seiner theoretischen Ansicht ihm derselben den Vorrang zu sichern scheint, welchen er ihr zuerkennt.

Damit ein richtiges Urtheil über den relativen Werth dieser neuen Theorie gefällt werden könne, ist vor Allem zu untersuchen nöthig, ob die Versuche Faraday's mit den früheren Theorien im Streite seyen. Nur wenn dieses stattfindet, kann seine neue Arbeit als Beweis gegen sie angeführt werden. Nun hat aber W. Weber schon vor mehreren Jahren in der Hypothese der magnetischen Flüssigkeiten das Grundgesetz der Magneto-Induction in mathematischer Form aufgestellt. Ich beabsichtige in diesem Aufsatze zu untersuchen, in wiefern das Weber'sche Gesetz mit den Experimenten Faraday's in Einklang stehe, beschränke mich jedoch der Kürze wegen auf die zwei wichtigsten Versuchsreihen (Art. 3084 bis 3099 und 3192 bis 3202), was um so mehr erlaubt seyn wird, als Faraday
seine

1) *Philosoph. transact.* 1852 p. 25 n. 137. Im Auszuge in diesen Annalen Ergänzungsbd. III. 535, 542. In einer spätern Abhandlung entwickelt Faraday, *Phil. Magaz.* (4) III, die Gründe für die *physische* Existenz der Kraftlinien.

seine Schlüsse hinsichtlich der Eigenschaften der Kraftlinien vorzüglich auf diese Reihen gegründet hat. Später wird sich zeigen, daß auch diese Schlüsse unmittelbar aus dem Grundgesetze der Induction abgeleitet werden können.

Der Apparat, womit die Versuche der ersten Reihe angestellt wurden, bestand aus einem, um seine Axe drehbaren Magnete und einem Metalldrahte (dem inducirten Drahte) der gleichfalls, entweder ganz oder zum Theil, um die nämliche Axe drehbar war, und dessen Enden in der Nähe der verlängerten Axe mit einem Galvanometer in Verbindung standen. Damit ein Theil des Drahtes längs der Axe fortgeführt werden könne, war der Magnet aus zwei schmalen, in geringer Entfernung neben einander gelegten Magnetstäben zusammengesetzt. Für das weitere Detail der Beobachtungen verweise ich auf die Original-Abhandlung.

Bei aufmerksamer Betrachtung der in dieser Reihe enthaltenen Versuche erhellt, daß ihre Resultate in wenigen Sätzen zusammengefaßt werden können, besonders wenn man beachtet, daß die inducirende Kraft eines Magneten auf einen Draht nur von deren *relativer* Bewegung abhängt, weshalb es ganz einerlei ist, ob der Draht sich in einer Richtung oder der Magnet in entgegengesetzter Richtung bewegt, so aber, daß die relative Bewegung in beiden Fällen die nämliche wird. Dieses Princip, wozu alle früheren Untersuchungen über Induction leiten, wird aufs Neue durch die Faraday'schen Experimente, z. B. Art. 3091 bis 3097, erhärtet. Eine unmittelbare Folge ist, daß, wenn Draht und Magnet zugleich um dieselbe Axe rotiren, kein Inductionsstrom entsteht (3092 bis 3093). Weiter kann man, kraft dieses Princip, wenn der Magnet allein gedreht wird, diesen als in Ruhe betrachten, und die Bewegung im entgegengesetzten Sinne dem Drahte zuerkennen. Würde der Magnet mit einem Theile des Drahtes bewegt, so ist es der übrige Theil des Drahtes, dem die Bewegung zugeschrieben werden kann. Die Sätze, die dann aus den

Faraday'schen Versuchen abgeleitet werden können, sind die folgenden:

1. Bei der Umdrehung eines geschlossenen Drahtes um die Axe eines Magnets entsteht kein Inductionsstrom (3094).

2. Ebenso wenig entsteht ein Strom, wenn nur ein in der Axe des Magnets gelegener Theil des Drahts rundgeführt wird, während der übrige Theil ruht (3095 bis 3096).

3. Wenn ein, von einem Punkte auf der verlängerten Axe des Magnets bis zu dessen Oberfläche in der Aequatorial-Ebene sich erstreckender, Theil des Drahtes um die Axe rotirt, wird in dem Drahte ein Strom erregt (3097 bis 3098).

4. Die Stärke dieses Stromes ist nur abhängig von der Lage des Anfangs- und Endpunktes des bewegten Theils, dagegen unabhängig von dessen Lage und Form (3099 bis 3107).

Wir werden jetzt das Weber'sche Grundgesetz der Magneto-Induction auf den hier vorliegenden Fall anzuwenden trachten.

Es sey μ eine magnetische Masse in einem Punkte angehäuft und entweder positiv oder negativ, je nachdem sie aus dem nördlichen oder südlichen Fluidum besteht,

ds ein Element des bewegten Drahts,

u die Geschwindigkeit der Bewegung von ds ,

r die Entfernung von μ bis ds ,

α der Winkel zwischen r und ds ,

ψ der Winkel, den die Richtung von u (die Bewegung von ds) mit der Normale auf die Ebene von r und ds einschließt.

de die elektromotorische Kraft der Induction von μ auf ds in der Richtung dieses Elements ausgeübt;

so ist nach Weber ¹⁾

$$de = \frac{\mu \cdot u \cdot ds}{r^2} \sin \alpha \cdot \cos \psi \quad . \quad . \quad . \quad (1).$$

1) Weber's Elektrodynamische Maafsbestimmungen 1846, S. 136. Dentlicher in seiner zweiten Abhandlung. Abhandl. d. math. phys. Klasse der Kgl. Sächs. Gesellsch. I, 361.

Dieser Gleichung kann eine andere, für die folgenden Anwendungen mehr geeignete Form gegeben werden. Man ziehe durch den Mittelpunkt einer willkürlichen Kugel drei, den Richtungen von r , ds und u respective parallel laufende Gerade. Seyen R , S und U (Taf. III., Fig. 1) die Punkte, in welchen diese Geraden die Oberfläche der Kugel schneiden; RT und UV die Bogen aus R und U senkrecht auf die gegenüberstehenden Seiten des sphärischen Dreiecks RSU gefällt, so ist bekanntlich

$$\sin RS \cdot \sin UV = \sin US \cdot \sin RT.$$

Hierin ist $RS = \omega$, $UV = 90^\circ - \psi$. Nennt man weiter

φ den Winkel zwischen ds und u

χ den Winkel, den r mit der Normale auf die Ebene von ds und u macht, so ist

$$US = \varphi, RT = 90^\circ - \chi,$$

daher

$$\sin \omega \cos \psi = \sin \varphi \cdot \cos \chi,$$

und die Gleichung (1) wird

$$de = \frac{\mu u ds}{r^2} \sin \varphi \cdot \cos \chi \quad . \quad . \quad . \quad (2).$$

Diese Gleichung bezieht sich nur auf eine inducirende Masse μ , allein es ist leicht, aus ihr eine mehr allgemeine Gleichung abzuleiten, welche die Wirkung einer willkürlichen Anzahl magnetischer Massen, d. h. eines oder mehrerer Magnete ausdrückt. Dazu braucht man nur die Gleichung (2) auf jede in dem Magnet befindliche Masse Nord- oder Süd-Fluidums zu beziehen und die Summe aller so erhaltenen Gleichungen zu nehmen. Bei dieser Summation, welche durch das Zeichen Σ angedeutet werden möge, sind u , ds und φ constant, daher findet man:

$$\Sigma de = u ds \cdot \sin \varphi \cdot \Sigma \frac{\mu}{r^2} \cdot \cos \chi \quad . \quad . \quad . \quad (3).$$

Nun ist $\frac{\mu}{r^2}$ die magnetische anziehende oder abstofsende Kraft von μ auf die Einheit nördlichen Fluidums in der Entfernung r , d. h. an der Stelle von ds ausgeübt; daher ist $\frac{\mu}{r^2} \cos \chi$ die Componente der magnetischen Kraft von μ

in der Richtung der Normale auf die Ebene von ds und u , und $\sum \frac{\mu}{r^2} \cos \chi$ die Summe der Componenten der Kräfte aller magnetischen Massen in dieser Richtung. Nennt man daher

R die magnetische Kraft an der Stelle von ds , d. h. die Resultante der Kräfte von allen anwesenden magnetischen Massen auf die Einheit nördlichen Fluidums an dieser Stelle ausgeübt,

ϵ den Winkel, den R mit der Normale auf die Ebene von ds und u einschließt, so ist

$$\sum \frac{\mu}{r^2} \cdot \cos \chi = R \cos \epsilon.$$

Das erste Glied in (3) ist die gesammte elektromotorische Kraft der Induction aller magnetischen Massen auf das Drahtelement ds . Ist diese Kraft gleich dE , so hat man

$$dE = R \cdot u ds \sin \varphi \cdot \cos \epsilon \quad . \quad . \quad . \quad (4),$$

eine Gleichung, die nun allgemein anwendbar ist, wie auch die Zahl und Lage der inducirenden Magnete beschaffen seyn möge. Die Anwendung setzt nur voraus, daß man die Richtung und Stärke der magnetischen Kraft R in jedem Punkte des umgebenden Raumes kenne.

Damit aus (4) die elektromotorische Kraft, in einem endlichen, durch das magnetische Feld bewegten Theile des Drahts inducirt, bestimmt werden könne, muß diese Gleichung in Bezug auf jenen Theil integrirt werden. Zu dem Ende lege man durch einen festen Punkt drei rechtwinklige Coordinatenachsen, und es seyen dann

x , y und z die Coordinaten von ds ,

aufserdem

X , Y und Z die Componenten von R ,

∂s der von ds in der unendlich kleinen Zeit ∂t durchlaufene Raum, so daß $\partial s = u \cdot \partial t$ ist,

∂x , ∂y und ∂z die Projectionen von ∂s auf die Coordinatenachsen, so sind die Richtungs-Cosinus von ds und ∂s oder u

$$\frac{dx}{ds}, \frac{dy}{ds}, \frac{dz}{ds},$$

$$\frac{\partial x}{\partial s}, \frac{\partial y}{\partial s}, \frac{\partial z}{\partial s},$$

daher die Richtungs-Cosinus der Normale auf die Ebene von ds und u

$$\frac{\frac{\partial y}{\partial s} \cdot \frac{dz}{ds} - \frac{\partial z}{\partial s} \cdot \frac{dy}{ds}}{\sin \varphi}, \frac{\frac{\partial z}{\partial s} \cdot \frac{dx}{ds} - \frac{\partial x}{\partial s} \cdot \frac{dz}{ds}}{\sin \varphi}, \frac{\frac{\partial x}{\partial s} \cdot \frac{dy}{ds} - \frac{\partial y}{\partial s} \cdot \frac{dx}{ds}}{\sin \varphi},$$

und da $\frac{X}{R}, \frac{Y}{R}, \frac{Z}{R}$ die Richtungs-Cosinus der magnetischen Kraft R sind, so wird

$$\cos \epsilon = \frac{X \left(\frac{\partial y}{\partial s} \cdot \frac{dz}{ds} - \frac{\partial z}{\partial s} \cdot \frac{dy}{ds} \right) + Y \left(\frac{\partial z}{\partial s} \cdot \frac{dx}{ds} - \frac{\partial x}{\partial s} \cdot \frac{dz}{ds} \right) + Z \left(\frac{\partial x}{\partial s} \cdot \frac{dy}{ds} - \frac{\partial y}{\partial s} \cdot \frac{dx}{ds} \right)}{R \sin \varphi}.$$

Substituirt man diesen Werth und den von $u = \frac{\partial s}{\partial t}$ in (4), so erhält man:

$$dE = X \left(\frac{\partial y}{\partial t} \cdot dz - \frac{\partial z}{\partial t} \cdot dy \right) + Y \left(\frac{\partial z}{\partial t} \cdot dx - \frac{\partial x}{\partial t} \cdot dz \right) + Z \left(\frac{\partial x}{\partial t} \cdot dy - \frac{\partial y}{\partial t} \cdot dx \right)$$

oder

$$dE = \frac{\partial x}{\partial t} (Z dy - Y dz) + \frac{\partial y}{\partial t} (X dz - Z dx) + \frac{\partial z}{\partial t} (Y dx - X dy) \quad (5).$$

Diese Gleichung, in welcher $\frac{\partial x}{\partial t}, \frac{\partial y}{\partial t}, \frac{\partial z}{\partial t}$ die Componenten der Geschwindigkeit u andeuten, hat die nämliche Allgemeinheit, wie (4). Sie ist anwendbar auf alle Ausbreitungsweisen der Kraft R in dem die Magnete umgebenden Raume.

Der einfachste Fall findet statt, wenn nur ein Magnet angewandt wird und dieser eine cylindrische Form hat. Es fällt dann die Richtung von R in jedem Punkte nothwendig in die, durch diesen Punkt und die Axe des Magnets gelegte Meridianebene. Ferner ist die Ausbreitung der Kraft die nämliche in allen Meridianebenen. Nimmt man daher die Axe des Magnets als Axe der x und ist $p = \sqrt{y^2 + z^2}$ die Senkrechte aus dem Punkte (x, y, z) auf diese Axe gefällt, so kann R in diesem Punkte stets

in zwei Componenten X und $P = \sqrt{Y^2 + Z^2}$ zerlegt werden, die erste parallel der Axe der x , die zweite auf dieser senkrecht, und beide Functionen von x und p .

Der Magnet, dessen Faraday sich bediente, war nicht cylindrisch, sondern aus zwei schmalen Magneten zusammengesetzt, die vereinigt einen Magnet von beinahe quadratischem Querschnitt darstellen. In seiner Wirkung nach Außen kann derselbe jedoch nur wenig von einem cylindrischen Magnet verschieden gewesen seyn. Faraday selbst behauptet (3100), daß seine zwei Magnete wie ein Magnet wirkten, in und um welchen die magnetische Kraft auf die einfachste und regelmässigste Weise verbreitet war. Wir glauben uns daher berechtigt, in der nun folgenden Analyse die angegebenen Eigenschaften eines cylindrischen Magnets voraussetzen zu dürfen.

Ersetzt man nun für jeden Punkt (x, y, z) die rechtwinkligen Coordinaten y und z durch die Polar-Coordinaten p und η , wo η der Winkel ist, den die durch den Punkt gelegte Meridianebene mit der Ebene der xy einschließt, so ist

$$\begin{aligned} y &= p \cdot \cos \eta & Y &= P \cdot \cos \eta \\ z &= p \cdot \sin \eta & Z &= P \cdot \sin \eta. \end{aligned}$$

Da der Draht nicht nothwendig in einer Meridianebene zu liegen braucht, sind längs dem Drahte x , p und η variabel, daher

$$\begin{aligned} dy &= \cos \eta \, dp - p \cdot \sin \eta \, d\eta \\ dz &= \sin \eta \, dp + p \cos \eta \cdot d\eta. \end{aligned}$$

Bei den Versuchen Faraday's war die Bewegung des Drahtes stets eine Rotation um die Axe des Magnets, daher die Coordinaten x und p des Elements ds constant und nur η variabel; dieß giebt

$$\frac{\partial x}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial y}{\partial t} = -p \cdot \sin \eta \cdot \frac{\partial \eta}{\partial t}, \quad \frac{\partial z}{\partial t} = p \cdot \cos \eta \cdot \frac{\partial \eta}{\partial t}.$$

Setzt man diese Werthe in (5), so wird

$$dE = (P \cdot dx - X \cdot dp) p \cdot \frac{\partial \eta}{\partial t}.$$

Bei der Integration längs dem Drahte ist die Winkelgeschwindigkeit constant, und man findet

$$E = \frac{\partial \eta}{\partial t} \int (Pp dx - Xp dp) \quad . \quad . \quad . \quad (6).$$

Liegt der bewegte Theil des Drahtes in der Axe, so ist in diesem Theile, über welchen allein die Integration sich erstreckt, $p=0$ und dann wird $E=0$ übereinstimmend mit (2) S. 419.

Weiter ist bekannt, daß die Differentialformel $Pp dx - Xp dp$ ein vollständiges Differential einer Function von x und p ist, wenn die Differentialquotienten Pp und $-Xp$ der folgenden Gleichung genügen:

$$\frac{d(Pp)}{dp} = \frac{d(-Xp)}{dx},$$

welche nach der Entwicklung giebt:

$$\frac{P}{p} + \frac{dP}{dp} + \frac{dX}{dx} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad (7).$$

Nun kann gezeigt werden, daß in unserem Falle diese Bedingung erfüllt ist, denn da die anziehenden und abstoßenden magnetischen Kräfte dem Quadrate der Entfernung umgekehrt proportional sind, ist nach einem bekannten Satze ¹⁾

$$\frac{dX}{dx} + \frac{dY}{dy} + \frac{dZ}{dz} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad (8).$$

Nun ist

$$Y = \frac{y}{p} \cdot P \quad \quad Z = \frac{z}{p} \cdot P.$$

daher

$$\begin{aligned} \frac{dY}{dy} &= \left(\frac{1}{p} - \frac{y}{p^2} \cdot \frac{dp}{dy} \right) P + \frac{y}{p} \cdot \frac{dP}{dy}, \\ \frac{dZ}{dz} &= \left(\frac{1}{p} - \frac{z}{p^2} \cdot \frac{dp}{dz} \right) P + \frac{z}{p} \cdot \frac{dP}{dz}. \end{aligned}$$

Allein $p^2 = y^2 + z^2$ daher $\frac{dp}{dy} = \frac{y}{p}$, $\frac{dp}{dz} = \frac{z}{p}$ und

$$\begin{aligned} \frac{dY}{dy} &= \frac{z^2}{p^3} \cdot P + \frac{y}{p} \cdot \frac{dP}{dy} \\ \frac{dZ}{dz} &= \frac{y^2}{p^3} \cdot P + \frac{z}{p} \cdot \frac{dP}{dz}. \end{aligned}$$

¹⁾ Gauss, Resultate aus den Beobacht. des magn. Vereins 1839 S. 6.

Ferner ist P eine Function von x und p , weshalb

$$\frac{dP}{dy} = \frac{dP}{dp} \cdot \frac{dp}{dy} = \frac{y}{p} \cdot \frac{dP}{dp}$$

$$\frac{dP}{dz} = \frac{dP}{dp} \cdot \frac{dp}{dz} = \frac{z}{p} \cdot \frac{dP}{dp}.$$

Es wird hieraus

$$\frac{dY}{dy} = \frac{z^2}{p^3} \cdot P + \frac{y^2}{p^2} \cdot \frac{dP}{dp}$$

$$\frac{dZ}{dz} = \frac{y^2}{p^3} \cdot P + \frac{z^2}{p^2} \cdot \frac{dP}{dp}.$$

Diese Werthe in (8) substituirt geben

$$\frac{dX}{dx} + \frac{P}{p} + \frac{dP}{dp} = 0,$$

welche Gleichung identisch ist mit (7).

Wir schliessen hieraus, dafs das Integral $\int (Pp dx - Xp dp)$ in (6) stets eine endliche Function der Coordinaten von x und p ist, woraus unmittelbar folgt, dafs, unabhängig von der Form und Länge des Drahtes, der Werth des über den ganzen Umfang des Drahtes ausgedehnten Integrals gleich Null ist, weil wegen des Zusammenfallens des Anfangs- und Endpunktes die Coordinaten x und p an beiden Gränzen des Integrals denselben Werth haben. Deshalb ist dann nach (6) die elektromotorische Kraft der Induction fortwährend gleich Null und es entsteht kein Strom, wie auch Faraday gefunden hat (Satz 1, S. 418).

Wenn nur ein Theil des Drahtes bewegt wird, erstreckt sich das Integral (6) nur über diesen Theil. Die elektromotorische Kraft erhält dann einen endlichen, nur von den Coordinaten des Anfangs- und Endpunkts abhängigen Werth. Faraday maafs diese Kraft nicht, sondern beobachtete den Ausschlag der Galvanometernadel, und dieser (oder richtiger der Sinus des halben Ausschlagwinkels) ist der während der Bewegung des Drahts durch das Galvanometer fließenden Elektrizitätsmenge proportional, vorausgesetzt, die Dauer der Bewegung sey viel kürzer als die Schwingungszeit der Nadel, wie es bei seinen Versuchen der Fall war. Sey nun J die Stromstärke, W der Wider-

stand des ganzen Drahtes, die des Galvanometers mit einbegriffen, dann ist nach dem Ohm'schen Gesetze

$$J = \frac{E}{W}.$$

Die in der Zeit dt durch jeden Querschnitt des Drahts fließende Elektrizitätsmenge ist gleich Jdt . Diese vom Anfange bis zum Ende integrirt, giebt die ganze Elektrizitätsmenge, welcher der Ausschlag der Nadel proportional ist. Bezeichnet man nun diese Integration zur Unterscheidung durch S , so ist

$$SJ\partial t = \frac{SE\partial t}{W}$$

oder, wenn E durch ihren Werth (6) ersetzt und die Integration über eine ganze Umdrehung von $\eta = 0$ bis $\eta = 2\pi$ ausgedehnt wird,

$$SJdt = \frac{2\pi}{W} \int (Ppdx - Xpdp).$$

Bei diesen Versuchen gebrauchte Faraday ein Ruhmkorff'sches Galvanometer mit sehr langem und sehr dünnem Drahte, dessen Widerstand den des bewegten Drahttheils so sehr übertraf, dafs dieser aufser Rechnung gelassen und W bei den mit verschiedenen Drahtlängen angestellten Versuchen als constant betrachtet werden darf. Dann aber ist $SJdt$ dem Integrale $\int (Ppdx - Xpdp)$ proportional. Da nun gezeigt worden ist, dafs der Werth dieses Integrals nur abhängig ist von den Coordinaten des Anfangs- und Endpunkts des bewegten Drahttheils, so erhellt, dafs auch hier die Theorie mit den Resultaten der Faraday'schen Versuche (Satz 3 und 4, S. 418) genau übereinstimmt.

In der zweiten Versuchsreihe ging die Induction vom Erdmagnetismus aus. Ein in der Form eines Rechtecks gebogener Draht war um eine horizontale, durch die Mitte zweier gegenüberstehenden Seiten des Rechtecks gehende und senkrecht auf dem magnetischen Meridian gestellte Axe beweglich. Die Enden des Drahts waren auf der Axe sehr

nahe bei einander gebracht, und mit einem Galvanometer, dessen Draht dießmal kurz und dick war, verbunden. Das Rechteck, anfänglich senkrecht auf die Richtung des Erdmagnetismus gestellt, wurde dann 180° um die Axe gedreht und der Ausschlag der Nadel notirt. Damit außerdem, ungeachtet des nach jeder halben Umdrehung erfolgenden Wechsels der Richtung des Inductionsstroms, mehrere Umdrehungen nach einander gemacht werden konnten, war noch ein zweckmäßiger Commutator angebracht.

Diese Versuche ergaben, daß, wenn gleiche Längen desselben Drahts in Rechtecken verschiedener Abmessungen und daher ungleichen Inhalts gebogen waren, der Ausschlag der Nadel dem Inhalte des Rechtecks proportional war. Wurden dagegen Rechtecke gleichen Inhalts, aber aus Drähten verschiedener Dicke verfertigt, dem Versuche unterworfen, so zeigte sich bei diesem Galvanometer der Einfluß des ungleichen Widerstands der Drähte, da die dickeren einen größeren Ausschlag gaben.

Die Anwendung des Grundgesetzes der Magneto-Induction auf den sich hier darbietenden Fall ist früher schon von Anderen gemacht worden; selbst Weber hat ein auf die Induction des Erdmagnetismus auf einen rotirenden Draht gegründetes Maafs der elektromotorischen Kräfte vorgeschlagen ¹⁾. Da jedoch die Gleichung (5) schnell zum Ziele führt, so möge der Calcül hier einen Platz finden.

Sei A die Erdmagnetkraft. Man wähle ihre Richtung als Axe der z , die Drehungsaxe als Axe der x , so ist

$$X = 0, \quad Y = 0, \quad Z = A,$$

und die Gleichung (5) wird

$$dE = A \left(\frac{\partial x}{\partial t} \cdot dy - \frac{\partial y}{\partial t} \cdot dx \right).$$

Allein bei der Drehung ist die Coordinate x constant, daher $\frac{\partial x}{\partial t} = 0$ und

$$dE = -A \frac{\partial y}{\partial t} \cdot dx.$$

Seyen nun x und p die rechtwinkligen Coordinaten von

1) Abhandl. der math. phys. Classe der Sächs. Gesellschaft I. 219.

ds in der Ebene des Drahts und η der Winkel, den diese Ebene mit der Ebene der xy einschließt, so ist

$$y = p \cdot \cos \eta, \quad \frac{\partial y}{\partial t} = -p \sin \eta \cdot \frac{\partial \eta}{\partial t}.$$

Es wird nun

$$dE = Ap \cdot \sin \eta \cdot \frac{\partial \eta}{\partial t} \cdot dx.$$

Integrirt man nun in der Länge des Drahts, wobei η und $\frac{\partial \eta}{\partial t}$ constant, dagegen x und p variabel sind, so wird

$$E = A \cdot \sin \eta \cdot \frac{\partial \eta}{\partial t} \cdot \int p dx.$$

Nun ist $\int p dx$, über den ganzen Draht ausgedehnt, dessen Inhalt gleich, und setzt man diesen gleich J , so ist

$$E = A \cdot J \cdot \sin \eta \cdot \frac{\partial \eta}{\partial t}.$$

Die Summe der elektromotorischen Kräfte während einer halben Umdrehung oder $SE\partial t$, welche bei constantem Widerstande der in dieser Zeit durch das Galvanometer fließenden Elektrizitätsmenge proportional ist, wird gefunden durch Integration des zweiten Gliedes von $\eta=0$ bis $\eta=2\pi$, ist also gleich $2AJ$, deshalb dem Inhalte der vom Drahte begränzten Fläche proportional, wie es auch Faraday bei seinen, in der Form von Rechtecken gebogenen Drähten beobachtet hat.

Aus den bisherigen Betrachtungen erhellt, dafs das bekannte Gesetz der Magneto-Induction zur Erklärung der neuen von Faraday mitgetheilten Thatsachen vollkommen genügt, und es dabei ganz überflüssig ist, die magnetischen Kraftlinien selbst zu erwähnen. Allein man kann weiter gehen und zeigen, dafs die allgemeineren Sätze seiner Theorie, wie er sie in Art. 3109 bis 3115 ausgesprochen hat, aus demselben Gesetze als nothwendige Folgen hervorgehen und erst dadurch eine gröfsere mathematische Bestimmtheit erhalten. Denn es kann schwerlich geläugnet werden, dafs Faraday sich hier nicht mit der Klarheit und Genauigkeit ausgedrückt hat, welche erfordert wird, um aus

den von ihm gegebenen Sätzen eine mathematische Entwicklung der Inductionerscheinungen abzuleiten, wenn sie nicht anders woher beleuchtet werden. Die Untersuchung der Eigenschaft der Kraftlinien in Bezug auf die Induction bewegter Drähte, zu welchen wir jetzt übergehen, wird diese Behauptung rechtfertigen.

Wir gehen dabei von der Gleichung (4) aus, welche, wenn die Geschwindigkeit u durch ihren Werth $\frac{\partial s}{\partial t}$ ersetzt wird, sich verändert in

$$dE = R \cdot \frac{\partial s}{\partial t} \cdot ds \cdot \sin \varphi \cdot \cos \varepsilon.$$

Hieraus findet man für die elektromotorische Kraft E , in einem bestimmten Augenblicke auf einem endlichen Drahttheil von $s = s_0$ bis $s = s_1$ ausgeübt,

$$E = \int_{s_0}^{s_1} R \frac{\partial s}{\partial t} \cdot ds \sin \varphi \cdot \cos \varepsilon,$$

und für den Integralwerth der elektromotorischen Kraft in diesem Theile während der Zeit t vom Anfange der Bewegung ab gerechnet

$$\int_0^t E dt = \int_0^t \int_{s_0}^{s_1} R \cdot \frac{\partial s}{\partial t} \cdot ds \sin \varphi \cdot \cos \varepsilon \dots (9).$$

Sey nun (Taf. III., Fig. 2) $mm' = ds$ das Drahtelement, das in der Zeit dt in nn' versetzt wird, so daß $mn = m'n' = \partial s$, dann ist der Winkel $nm m' = \varphi$ und daher der Inhalt des Parallelogramms $nm m'n' = \partial s \cdot ds \sin \varphi$. Bei dieser Bewegung durchschneidet ds alle Kraftlinien, die innerhalb des Parallelogramms durchgehen und zusammen ein Bündel ausmachen, wovon das Parallelogramm ein schiefer Schnitt ist. Der senkrechte Schnitt wird erhalten durch Multiplication des Inhalts des Parallelogramms mit dem Cosinus des Winkels ε , welchen die Normale auf seiner Ebene mit der Richtung der magnetischen Kraft R einschließt. Er ist deshalb gleich $\partial s \cdot ds \sin \varphi \cos \varepsilon$. Multiplicirt man noch mit der Intensität der Kraft, so findet man als mathematischen Aus-

druck desjenigen, was von Faraday der Betrag (*amount*) der durchschnittenen Kraftlinien genannt wird, die Formel $R \partial s \partial s \sin \varphi \cdot \cos \epsilon$.

Man bemerkt nun gleich, daß das zweite Glied der Gleichung (9) den Betrag der durch einen endlichen Theil des Drahts in einer endlichen Zeit durchschnittenen Kraftlinien ausdrückt, weshalb die Gleichung zu folgendem Satze führt:

»Der Integralwerth der elektromotorischen Kraft, durch einen oder mehrere Magnete, auf einen in ihrer Nähe bewegten Draht ausgeübt, ist dem Betrage der vom Drahte bei seiner Bewegung durchschnittenen Kraftlinien proportional.«

In diesem Sinne ist der allgemeine von Faraday in Art. 3115 ausgesprochene Satz: »*The quantity of electricity thrown into a current is directly as the amount of curves intersected,*« aufzufassen. Zugleich aber leuchtet ein, daß sein Ausdruck nicht ganz genau ist. Ersetzt man nämlich den Draht durch einen anderen von denselben Abmessungen, aber aus einem Metall verfertigt, das einen größeren Widerstand hat, so bleibt ja bei derselben Bewegung der Integralwerth der elektromotorischen Kraft ungeändert, allein die Stromstärke und mit ihr die fortgeführte Elektrizitätsmenge nimmt ab im umgekehrten Verhältnisse des Widerstandes, wie auch Faraday selber gefunden hat (3143 bis 3153).

Im Vorbeigehen sey noch bemerkt, daß der Beweis seines Satzes in Art. 3113: »*Obliquity of intersection causes no difference,*« schon in der gegebenen Deduction enthalten ist.

Es ist jedoch ein zweiter Satz Faraday's, der mit dem vorigen die Grundlage seiner ganzen Theorie ausmacht und deshalb eine nähere Untersuchung erfordert. Faraday spricht ihn aus in den Worten: »*convergence or divergence of the lines of force causes no difference in their amount.*« Es fällt nicht schwer die Bedeutung dieses Satzes schärfer zu bestimmen und zugleich dessen Beweis zu liefern.

Schon aus dem Versuche mit Eisenfeilicht ist es klar, daß die Kraftlinien nicht parallel neben einander fortrücken. Betrachtet man daher ein bestimmtes Bündel dieser Linien, so wird, auch wenn das Bündel unendlich dünn ist, der normale Querschnitt von Stelle zu Stelle veränderlich seyn. Es kann jedoch der Betrag der Kraftlinien, d. h. das Product aus dem Inhalte des Querschnitts und der Intensität der daselbst wirkenden magnetischen Kraft, in der ganzen Ausdehnung des Bündels ungeändert bleiben. Sehen wir, ob dieses aus dem Grundgesetze der Magneto-Induction mit Nothwendigkeit folge.

Sey in einem Punkte M die magnetische Kraft $= R_0$. Man nehme die Richtung dieser Kraft als Axe der x und die darauf normale Ebene als Ebene der yz , so sind die Componenten der Kraft in M

$$X = R_0, \quad Y = 0, \quad Z = 0.$$

Man betrachte ein Bündel, dessen normaler Querschnitt in der Ebene der yz ein unendlich kleines Dreieck MNP ist. Es seyen ferner β und γ so wie β' und γ' die Coordinaten y und z der Eckpunkte N und P , so ist der Inhalt des Dreiecks

$$J = \frac{1}{2}(\beta\gamma' - \beta'\gamma).$$

Die Componenten der Kraft im Punkte N sind

$$\begin{aligned} X &= R_0 + \frac{dX}{dy}\beta + \frac{dX}{dz}\gamma \\ Y &= \frac{dY}{dy}\beta + \frac{dY}{dz}\gamma \\ Z &= \frac{dZ}{dy}\beta + \frac{dZ}{dz}\gamma, \end{aligned}$$

wo $\frac{dX}{dy}$, $\frac{dX}{dz}$ u. s. w. die bestimmten Werthe dieser Differentialquotienten im Punkte M andeuten.

Die Gleichung der Richtung der Kraftlinien in N wird daher, mit Vernachlässigung kleiner Größen zweiter Ordnung

$$\begin{aligned} y - \beta &= \left(\frac{dY}{dy} \cdot \frac{\beta}{R_0} + \frac{dY}{dz} \cdot \frac{\gamma}{R_0} \right) x \\ z - \gamma &= \left(\frac{dZ}{dy} \cdot \frac{\beta}{R_0} + \frac{dZ}{dz} \cdot \frac{\gamma}{R_0} \right) x. \end{aligned}$$

Ersetzt man hierin β und γ durch β' und γ' , so hat man die Gleichungen der Richtung der Kraftlinien im Punkte P .

Auf der Axe der x nehme man nun einen zweiten Punkt M' in der unendlich kleinen Entfernung α von M und lege dadurch eine der Normalebene in M parallele Ebene, deren Gleichung ist $x = \alpha$. Es leuchtet ein, daß der Durchschnitt des Bündels durch diese Ebene wieder ein Dreieck $M'N'P'$ ist, dessen Eckpunkte die Durchschnitte der Ebene und der Kraftlinien in M , N und P sind. Die Coordinaten y und z sind daher in M' 0 und 0

$$\text{in } N' \quad \beta + \left(\frac{dY}{dy} \cdot \frac{\beta}{R_0} + \frac{dY}{dz} \cdot \frac{\gamma}{R_0} \right) \alpha \quad \text{und} \quad \gamma + \left(\frac{dZ}{dy} \cdot \frac{\beta}{R_0} + \frac{dZ}{dz} \cdot \frac{\gamma}{R_0} \right) \alpha.$$

$$\text{in } P' \quad \beta + \left(\frac{dY}{dy} \cdot \frac{\beta'}{R_0} + \frac{dY}{dz} \cdot \frac{\gamma'}{R_0} \right) \alpha \quad \text{und} \quad \gamma' + \left(\frac{dZ}{dy} \cdot \frac{\beta'}{R_0} + \frac{dZ}{dz} \cdot \frac{\gamma'}{R_0} \right) \alpha.$$

Nennt man J' den Inhalt des zweiten Dreiecks, so findet man

$$J' = \frac{1}{2} (\beta\gamma' - \beta'\gamma) \left[1 + \left(\frac{dY}{dy} + \frac{dZ}{dz} \right) \frac{\alpha}{R_0} \right]$$

oder wegen des obigen Werths von J auch

$$\frac{J'}{J} = 1 + \left(\frac{dY}{dy} + \frac{dZ}{dz} \right) \frac{\alpha}{R_0}.$$

Das Verhältniß der zwei Durchschnitte differirt daher von der Einheit um ein unendlich Kleines erster Ordnung in Bezug auf ihre Entfernung α , woraus folgt, daß das Verhältniß zweier in endlicher Entfernung von einander liegender Durchschnitte des Bündels im Allgemeinen von der Einheit um eine endliche Gröfse differirt und daß demzufolge diese Durchschnitte ungleich sind.

Bestimmt man dagegen den Betrag der Kraftlinien in jedem Durchschnitte durch Multiplication mit der bezüglichen Kraft, welche in M gleich R_0 und in M' gleich $R_0 + \frac{dX}{dx} \alpha = R_0 \left(1 + \frac{dX}{dx} \frac{\alpha}{R_0} \right)$ ist, so findet man diesen Betrag im ersten Durchschnitte gleich JR_0 , dagegen im zweiten Durchschnitte gleich $JR_0 \left[1 + \left(\frac{dX}{dx} + \frac{dY}{dy} + \frac{dZ}{dz} \right) \frac{\alpha}{R_0} \right]$, welche Werthe vermöge der Gleichung (8) einander gleich

sind. Das Verhältniß dieser Werthe kann daher von der Einheit nur um ein unendlich Kleines zweiter Ordnung differiren, weshalb diese Differenz auch in endlicher Entfernung nicht endlich werden kann. Hierin liegt der Beweis, daß der Betrag der Kraftlinien in jedem Durchschnitte des Bündels über seine ganze Länge constant ist.

Was nun für ein unendlich dünnes dreieckiges Bündel bewiesen ist, gilt zugleich für jedes Bündel endlichen Durchschnitte, da dieß stets als aus unendlich vielen solcher Bündel bestehend gedacht werden kann. Somit ist auch der zweite Hauptsatz in der Faraday'schen Inductionstheorie erwiesen.

Vielleicht wird man gegen diesen Beweis einwenden, daß wegen der Krümmung der Kraftlinien die zweite, der Normalebene in M parallele Ebene nicht die Normalebene in M' ist, und daß also der gefundene Werth von J' den Normalschnitt in M' nicht angiebt. Diesen Durchschnitt zu erhalten, muß der Werth von J' mit dem Cosinus des Winkels, den die Ebene $\alpha = \alpha$ mit der Normalebene in M macht, multiplicirt werden. Da jedoch dieser Winkel unendlich klein ist, differirt dessen Cosinus nur um ein unendlich Kleines zweiter Ordnung von der Einheit und muß deshalb hier gleich 1 gesetzt werden.

Aus dem bisher Angeführten ergibt sich überzeugend, daß das Weber'sche, auf die Hypothese magnetischer Flüssigkeiten gestützte Grundgesetz durch die Faraday'schen Versuche nicht erschüttert wird; daß es vielmehr geeignet ist, diese Versuche und die aus ihnen abgeleiteten Sätze vollständig zu erklären. Es kann indessen gefragt werden, ob die Faraday'sche Theorie die früheren Hypothesen nicht überflüssig mache. Zur genügenden Beantwortung dieser Frage wäre es nothwendig, die gesammten Erscheinungen des Magnetismus und der damit verwandten Kräfte ins Auge zu fassen. Eine solche Untersuchung liegt außer dem Plane gegenwärtigen Aufsatzes. Ich begnüge mich daher schließlicb einzelne Gründe aus dem Gebiete des

des reinen Magnetismus zu erwähnen, die für die Beibehaltung der früheren Hypothesen zu sprechen scheinen.

Die Theorie Faraday's geht von den Kraftlinien als Grundlage der ferneren Betrachtungen aus; allein sie erklärt weder wie diese Linien entstehen, noch welches ihre Beziehung sey zu der Vertheilung des Magnetismus in den Magneten, von denen die Kraft ausgeht. Hierüber kann allein ein höheres Princip Aufschluß geben, und man findet ein solches entweder in der Hypothese von magnetischen Flüssigkeiten, oder der von elektrischen Molecularströmen¹⁾. Die aus jener Hypothese abgeleiteten Sätze, hinsichtlich der Form magnetischer Linien um einen Magnet, in welchem der freie Magnetismus in zwei Pole angehäuft gedacht wird, stimmen mit der Beobachtung nahe überein, was gewiß noch mehr der Fall seyn würde, wenn das Gesetz der Vertheilung des Magnetismus in den Magneten genauer bekannt wäre.

Das von Gauss streng bewiesene Gesetz der Wirkung magnetischer Anziehungs- und Abstofsungskräfte, im verkehrten Verhältniß des Quadrats der Entfernung, wird von Faraday zwar nicht geleugnet, allein es ist seiner Theorie fremd. Es ist jedoch bekannt, welche ausgedehnte Anwendung dieses Gesetz, insbesondere bei der Einrichtung und Aufstellung magnetischer Instrumente, in neuerer Zeit gefunden hat, und wie die von Gauss zur Messung der absoluten Intensität des Erdmagnetismus erfundene und jetzt allgemein eingeführte Methode auf dieses Gesetz gegründet ist.

Seit der Entdeckung des Diamagnetismus ist die Richtung, in welcher die durch Vertheilung magnetisirte Körper, z. B. weiches Eisen, sich im magnetischen Felde bewegen, mehr als früher zur Sprache gekommen. Faraday hat hierüber als Resultat der Erfahrung das Gesetz aufgestellt,

1) Es braucht kaum erinnert zu werden, daß die Coulomb'schen und die Ampère'schen Hypothesen, hinsichtlich der Wirkung gegebener magnetischer Körper, zu identischen Resultaten führen: Nur in der Erklärung des Entstehens diamagnetischer Zustände hat die letztere einen entschiedenen Vorzug.

daß jeder frei bewegliche magnetische Körper sich stets von schwächeren zu stärkeren Stellen magnetischer Kraft zu bewegen strebe. Dieß Gesetz ist jedoch in keinem nothwendigen Zusammenhange mit seiner übrigen Theorie. Allein auch hier bewährt sich die allgemeine Anwendbarkeit der früheren Hypothese, welche in einfacher Weise zu demselben Gesetze führt.

Man betrachte dazu eine sehr kleine, im magnetischen Felde frei bewegliche Eisenmasse. Sie wird durch Vertheilung magnetisirt in der Richtung der magnetischen Kraft an der Stelle, wo sie sich befindet. Seyen x, y, z und $x + \partial x, y + \partial y, z + \partial z$ die Coordinaten des Süd- und Nordpols dieses Magneten; ∂s die Entfernung der Pole, daher $\partial s^2 = \partial x^2 + \partial y^2 + \partial z^2$. Ferner sey $\pm \mu$ die Menge des magnetischen Fluidums in jedem Pole; R die magnetische Kraft im Punkte (x, y, z) ; X, Y, Z ihre Componenten, so sind die Componenten der bewegenden Kraft im Südpole des Magneten

$$-\mu X, -\mu Y, -\mu Z,$$

und diese werden im Nordpole

$$\begin{aligned} & +\mu \left(X + \frac{dX}{dx} \partial x + \frac{dX}{dy} \partial y + \frac{dX}{dz} \partial z \right) \\ & +\mu \left(Y + \frac{dY}{dx} \partial x + \frac{dY}{dy} \partial y + \frac{dY}{dz} \partial z \right) \\ & +\mu \left(Z + \frac{dZ}{dx} \partial x + \frac{dZ}{dy} \partial y + \frac{dZ}{dz} \partial z \right). \end{aligned}$$

Addirt man die parallelen Componenten, so findet man für die Componenten X_1, Y_1, Z_1 die Kraft, die das Eisen fortreibt:

$$\begin{aligned} X_1 &= \mu \left(\frac{dX}{dx} \partial x + \frac{dX}{dy} \partial y + \frac{dX}{dz} \partial z \right) \\ Y_1 &= \mu \left(\frac{dY}{dx} \partial x + \frac{dY}{dy} \partial y + \frac{dY}{dz} \partial z \right) \\ Z_1 &= \mu \left(\frac{dZ}{dx} \partial x + \frac{dZ}{dy} \partial y + \frac{dZ}{dz} \partial z \right). \end{aligned}$$

Da nun X_1, Y_1, Z_1 die partielle Differentialquotienten einer und derselben Function von x, y, z sind ¹⁾, so ist

1) Gauss l. c. S. 3.

$$\frac{dX}{dy} = \frac{dY}{dx}, \quad \frac{dY}{dz} = \frac{dZ}{dy}, \quad \frac{dZ}{dx} = \frac{dX}{dz},$$

weshalb der vorigen Gleichung auch diese Form gegeben werden kann

$$X_1 = \mu \frac{d(X\partial x + Y\partial y + Z\partial z)}{dx}$$

$$Y_1 = \mu \frac{d(X\partial x + Y\partial y + Z\partial z)}{dy}$$

$$Z_1 = \mu \frac{d(X\partial x + Y\partial y + Z\partial z)}{dz}.$$

Allein aus dem Parallelismus der Richtungen von ∂s und R folgt

$$\frac{X}{R} \frac{\partial x}{\partial s} + \frac{Y}{R} \frac{\partial y}{\partial s} + \frac{Z}{R} \frac{\partial z}{\partial s} = 1,$$

oder

$$X\partial x + Y\partial y + Z\partial z = R\partial s,$$

und ∂s ist von x, y, z unabhängig; daher findet man das magnetische Moment $\mu \partial s$ der Eisenmasse gleich m gesetzt,

$$X_1 = m \frac{dR}{dx}, \quad Y_1 = m \frac{dR}{dy}, \quad Z_1 = m \frac{dR}{dz}.$$

Aus diesen Gleichungen erhellt, daß die jeder Axe parallele Componente der fortreibenden Kraft dem Differentialquotient der magnetischen Kraft R und daher der Geschwindigkeit, mit welcher R in der Richtung dieser Axe zunimmt, proportional ist. Da nun die Richtung der Axe ganz willkürlich blieb, ist dieser Satz auf jede Richtung um die Eisenmasse anwendbar, d. h. die Componente der fortreibenden Kraft in jeder willkürlichen Richtung ist stets der Geschwindigkeit, mit welcher die Kraft R in dieser Richtung zunimmt, proportional. Nun ist die Componente am größten, wenn ihre Richtung mit der Richtung der fortreibenden Kraft zusammenfällt. Die Richtung der fortreibenden Kraft ist daher diejenige, in welcher die magnetische Kraft am schnellsten zunimmt.

Diese Betrachtungen können noch weiter fortgesetzt werden; ich glaube jedoch schon hinreichende Gründe angeführt zu haben, zur Erhärtung des Schlusses, daß die Faraday'sche Theorie der Kraftlinien nicht als höchstes

Princip in der Lehre vom Magnetismus angenommen werden darf und die früheren Hypothesen nicht überflüssig gemacht hat. Ich bin indessen weit davon entfernt, die Wichtigkeit seiner letzten Versuche deshalb in Abrede zu stellen. Ihn gehört das Verdienst, die Eigenschaften der Kraftlinien genauer, als vor ihm geschehen war, durch Versuche ergründet zu haben. Auf diesem Wege ist er zur Entdeckung von Gesetzen magnetischer Wirkung geführt worden, die zwar aus der früheren Theorie abgeleitet werden können, jedoch bisher nicht bekannt waren. Insbesondere hat er das Grundgesetz der Magneto-Induction in einer anschaulichen Form vorgestellt, welche ihre Anwendung in vielen Fällen vereinfacht, und einen neuen Gesichtspunkt öffnet, der zu weiteren Entdeckungen Veranlassung geben kann.

IV. *Gesetze der Anziehung der Elektromagnete; von Dr. Julius Dub.*

(Schluß von S. 261 des vorigen Hefts.)

III. Magnetismus, Anziehung und Tragkraft der Hufeisen-Elektromagnete von verschiedenem Durchmesser.

Die Untersuchung der Hufeisen in Hinsicht auf ihren Durchmesser ist eine sehr schwierige Arbeit, und wenn gleich die vorliegenden Resultate keinen Zweifel über das herrschende Gesetz lassen, so ist es mir bei aller Sorgfalt doch nicht gelungen Reihen ohne bedeutende Fehler zu erhalten.

Die am Schlusse des ersten Theiles dieser Abhandlung ¹⁾ aufgeführte Versuchsreihe liefs mich auf eine Kraft schließen, welche dem Quadrate der Durchmesser der Kerne proportional wäre. Allein jene Versuche sind fehlerhaft, weil bei der Reihe mit dem $\frac{1}{4}$ " starken Hufeisen schon

1) Pogg. Ann. Bd. 86, S. 506.

Guinand sc.