9. *Ringelectromagnet zur Erzeugung intensiver Felder; von H. du Bois.*

(Hierzu Taf. VI Fig. 11—13.)

§ 1. *Einleitung.* Für die Experimentalphysik ist das Problem der Erzeugung intensiver magnetischer Felder von erheblichem Interesse; viele Erscheinungen dürften sich überhaupt nur innerhalb der intensivsten Felder erfolgreich weiter untersuchen lassen. Ich erinnere z. B. an das Hall'sche Phänomen und die verwandten Vorgänge, an die magneto-electrischen Widerstandsänderungen, an die magnetooptischen Erscheinungen, namentlich aber an das ausgedehnte Gebiet des Dia- resp. des Paramagnetismus der Materie im allgemeinen, welches zum Theil noch völlig brach liegt.

Trotzdem ist die Frage der rationellen Construction der dem erwähnten Zwecke dienenden besonderen Electromagnete bisher kaum beachtet worden. Die üblichen Formen derselben sind auf vorwiegend empirischem Wege entstanden; am meisten verbreitet dürfte die bekannte Ruhmkorff'sche Construction sein, deren Anordnung wohl die günstigste und bequemste der bisher angegebenen ist; indessen geht aus den bezüglichen Literaturangaben hervor, dass Felder über 28000—30000 C. G. S. bisher nicht erhalten worden sind. An und für sich schien mir die Möglichkeit der Erzeugung noch intensiverer Felder von vorneherein nicht ausgeschlossen, namentlich mit Rücksicht auf die weiterhin zu erwähnende Theorie Stefan's. Ich habe daher die Construction eines Electromagnets zur Erreichung dieses Zweckes in Angriff genommen und mich dabei durch folgende Erwägungen leiten lassen.¹⁾

1) Die zu erörternden constructiven Grundsätze habe ich auf dem Electrotechnikercongress zu Frankfurt a. M. Sept. 1891 (Ber. Verh. Sect. Sitz. p. 76; the Electrician 27. p. 634. 1891) kurz angedeutet. Nach meinen Detailzeichnungen wurde darauf unter Leitung des Hrn. Obergeringenieur Goerges von der Firma Siemens und Halske ein Electromagnet gebaut; dieselbe hat sich eventuell zur Herstellung weiterer Exemplare bereit erklärt. Der Apparat wurde der physik. Gesellschaft zu Berlin am 17. Juni 1892 vorgeführt und die damit gemachten Erfahrungen ihr am 2. März 1894 mitgetheilt.

§ 2. *Grundsätze für die Construction.* Vor allem kommt es auf die Erzeugung eines möglichst hohen Werthes des Inductionsflusses an, welcher dann durch „Einschnürung“ mittelst passend geformter Polschuhe concentrirt wird. Der magnetische Widerstand, der sich namentlich mit Rücksicht auf den unvermeidlichen Luftraum zwischen derartigen Polschuhen nicht unter eine bestimmte Grenze herabmindern lässt, ist daher durch eine möglichst grosse Anzahl „Ampèrewindungen“ zu überwinden. Für die Unterbringung der erforderlichen Bewickelung kann der ganze Umfang des magnetischen Kreises verwendet werden, wobei es auf die Art der Vertheilung der Windungen längs desselben nur wenig ankommt (vgl. indessen § 7).

Bei der vorliegenden Frage kommt es der Natur der Sache nach auf das Sättigungsstadium der Magnetisirung an; infolgedessen werden die mehr oder weniger bekannten Constructionsbedingungen für andere electromagnetische Vorrichtungen hier dementsprechend theilweise zu modificiren sein. Mit diesem Vorbehalt sind z. B. die Regeln für den Bau der Feldmagnetgerüste von Dynamomaschinen auch in unserem Falle maassgebend; auf Oekonomie, Betriebssicherheit, Reparaturfähigkeit und dergl. kann hier weniger Gewicht gelegt werden.

Aus der Theorie des magnetischen Kreises¹⁾ folgt, dass im Falle der Sättigung das Spulenfeld die Tendenz zeigen wird, schliesslich die Vertheilung der übrigen magnetischen Vektoren völlig zu richten und zu beherrschen. Daher ist die Bewickelung so anzuordnen, dass sie an und für sich an jeder Stelle, namentlich aber zwischen den Polschuhen, schon ein Feld in der gewünschten Richtung, d. h. tangential zur „Leit-curve“ des magnetischen Kreises, erzeugen würde. Bei einer solchen Anordnung wird, der erwähnten Theorie gemäss, die Streuung bei zunehmender Sättigung schliesslich abnehmen (vgl. § 7) und die dadurch gewonnenen Inductionsröhren werden nutzbar gemacht. Was die dem Ferromagneticum zu verleihende Gestalt anbelangt, so wird offenbar den erwähnten theoretischen Vorbedingungen am besten durch einen radial

1) Vgl. du Bois, Wied. Ann. **46.** p. 491. 1892, magn. Kreise, Kap. IV—VI, Berlin 1894; H. Lehmann, Wied. Ann. **48.** p. 406. 1893.

geschlitzten Ring genügt. Ich schreite nun zunächst zur Beschreibung des Electromagnets, und werde darauf einige damit angestellten Versuche besprechen.

§ 3. *Beschreibung des Electromagnets.* Da bei Anwendung geeigneter technischer Hilfsmittel die Herstellung eines schweren Eisenringes weder umständlicher noch kostspieliger ist, als das Zusammenfügen eines Gerüstes aus mehreren Theilen, so wurde erstere Form gewählt. Fig. 11 (Taf. VI) stellt den Electromagnet in $\frac{1}{15}$ der natürlichen Grösse dar; der Ring ist bei S tangential zum inneren Kreise durchschnitten; an dieser Stelle ist eine horizontale Schlittenführung angebracht, welche den rechten Theil des Ringes gegen den linken mittels einer Kurbel G zu verschieben, mithin den oberen Zwischenraum Z bequem auf eine beliebige Weite einzustellen gestattet.

Um einem Durchbiegen infolge der erheblichen magnetischen Zugkraft vorzubeugen, ist ein Messinghalter $M_1 D M_2$, welcher mittelst der Schraube der jeweiligen lichten Weite des Zwischenraumes angepasst wird, angebracht. Bei Benutzung flacher, durch einen engen Schlitz getrennter Polschuhe erreicht die Zugkraft indessen so hohe Werthe (mehr als 1000 kg-Gewicht), dass nur directe Metallzwischenlagen ihr zu widerstehen im Stande sind; zu diesem Zwecke ist eine Anzahl passend geformter, verschieden dicker Messingplättchen — nach Art eines Gewichtssatzes — dem Electromagnet beigegeben. Das Profil der Schiene D bildet ein gleichseitiges Dreieck; sie kann zugleich als Führung für den üblichen Universalschlitten benutzt werden. Die Bohrungen L_1 und L_2 in der Richtung der Axe des Feldes gestatten gegebenenfalls magnetooptische Beobachtungen, werden aber für gewöhnlich mittelst der losen Eisenkerne K_1 und K_2 ausgefüllt.

Der Ring ruht auf zwei Rothgusslagern, welche ihrerseits von einem dreifüssigen Holzgestell $F_1 F_2 F_3$ unterstützt werden; dieses ist in der üblichen Weise mit Rollen R_1, R_2, R_3 und Stellschrauben E_1, E_2, E_3 versehen; das gesammte Bruttogewicht beträgt 270 kg. Der Tisch TT dient zum Aufstellen von Hilfsapparaten; soll die Axe des Feldes vertical gestellt werden, wie es für manche Versuche erwünscht sein kann, so wird er abgenommen. Statt $\overline{B}B$ ist dann $\overline{B'}B'}$ als Fussboden zu betrachten, auf den der Ring, etwa unter Zwischenlage

eines Kissens, aufgelegt wird; eingestellt wird dann mittels zweier Hilfsstellschrauben E_1' und E_2' .¹⁾

§ 4. Die Bewickelung des Electromagnets ist der zu benutzenden Stromquelle anzupassen. Im vorliegenden Falle stand mir ein Strom bis zu 50 Amp. unter 108 Volt Potentialdifferenz aus dem städtischen Leitungsnetz zur Verfügung, wonach ich mich bei dem Entwurf der Bewickelung richtete. Demnach erhielt jede, einen Ringsector von 20° umfassende Spule 200 Windungen und hat in warmem Zustande etwa 0,2 Ohm Widerstand. Die 12 Spulen bedecken daher 240° , d. h. $\frac{2}{3}$ des Umfanges; werden sie hintereinander geschaltet, so erzeugt die Potentialdifferenz 108 Volt einen Strom von 45 Amp. Dieser entspricht einer „magnetomotorischen Kraft“ von 108 000 Ampèrewindungen oder 136 000 C. G. S.-Einheiten; die Division letzterer Zahl durch den Umfang $L = 157$ cm ergibt eine mittlere Intensität des Spulenfeldes von 860 C. G. S. Hiervon werden nur 380 C. G. S. zur eigentlichen Inducirung angewandt; bei dem benutzten schwedischen, sehr weichen und nach der Bearbeitung sorgfältig ausgeglühten Eisen²⁾ beträgt der hiermit erzeugte Magnetisirungswerth 1600 C. G. S.; der Ueberschuss an Intensität ($860 - 380 = 480$ C. G. S.) dient nur zur Aufhebung der selbstentmagnetisirenden Wirkung. Obiger Stromstärke entspricht ferner eine maximale Leistung von

$$45 \times 108 = 4860 \text{ Watt} = 6,5 \text{ Pferdestärke,}$$

welche die Spulen allerdings nur auf kurze Zeit ohne allzu erhebliche Temperaturerhöhung zu absorbiren vermögen.

Bei geschlossenem magnetischem Kreise beträgt der berechnete höchste Werth des Selbst-Inductionscoefficients 180 Henry (10^9 cm); derjenige der „Relaxationsdauer“ 75"; die Mittelwerthe dieser bei weichem Eisen sehr variablen Grössen sind freilich weit geringere; immerhin dauerte es z. B. 74" [17"; 10"] ehe ein Strom, dessen Stationärwerth 0,2 [1;2] Amp. betrug,

1) Es bedarf wohl kaum der Erwähnung, dass in Fig. 11 F_1 , R_1 , E_1 und E_1' vor der Bildebene liegend gedacht sind.

2) Es wurde dieselbe Eisensorte benutzt, aus der auch der von Hrn. H. Lehmann (Wied. Ann. 48. p. 410. 1893) seinerzeit untersuchte Ring bestand und deren normale Magnetisirungscurve er angiebt (l. c. Taf. IV Fig. 1 gg).

90 Proc. desselben erreichte; ballistische Versuche waren daher ganz ausgeschlossen. Wegen der damit verbundenen Gefährdung der Isolation wurde der Strom niemals plötzlich, sondern immer nur allmählich mittels eines „Kohlens Ausschalters“ unterbrochen, bezw. commutirt.

§ 5. *Untersuchungsmethode.* Zum Electromagnet gehört eine Anzahl „Flachpole“, wie P_2 in Fig. 11; werden solche zu beiden Seiten eingeschraubt, so bildet der Apparat — abgesehen von der durch die Schlittenführung S bedingten Unregelmässigkeit — einen radial geschlitzten Ring mit bequem verstellbarer Schlitzweite. Ich habe einige Messungen angestellt, um meine auf diesen Fall bezügliche Theorie (l. c. p. 493) zu controliren, und zwar nach einer ganz anderen Methode, als der von Hrn. H. Lehmann l. c. befolgten.¹⁾

Zunächst konnte aus der gemessenen Stromstärke I' (in Ampère) die mittlere Intensität des Spulenfeldes berechnet werden; es ist bei Benutzung sämtlicher 12 Spulen²⁾:

$$\mathfrak{H}_e = \frac{4 \pi n I'}{10 L} = 19,2 I'.$$

Sodann wurde die totale magnetische Potentialdifferenz ΔT_i zwischen den mit engen Bohrungen versehenen Flachpolen in folgender Weise bestimmt. Die Oeffnungen wurden mit Deckgläschen verkittet; dann wurde um den unteren Theil der Polschuhe ein wasserdichtes Tuchstück angebracht und in den so gebildeten Trog Wasser gegossen. In letzterem wurde nun die Drehung ϵ der Polarisationssebene des Natronlichtes bestimmt; dividirt man diese durch die Verdet'sche Constante des Wassers³⁾, so erhält man ohne weiteres ΔT_i . Wird hier-

1) Soweit mir bekannt, liegen bisher folgende Messungen an Electromagneten vor, welche jedoch nach anderen Gesichtspunkten und Methoden angestellt worden sind: Stenger, Wied. Ann. 35. p. 333. 1888; Leduc, Journ. de Phys. (2) 6. p. 238. 1887, Lum. électr. 28. p. 512. 1888; Czermak u. Hausmaninger, Wien. Ber. 98. 2. Abth. p. 1142. 1889.

2) Es bedeutet im Folgenden: r_1 , mittlerer Ringradius (= 25 cm); L , Umfang (= $2 \pi r_1 = 157$ cm); r_2 , Radius des Ringquerschnittes (= 5 cm); d , Schlitzweite oder Polflächendistanz; n , Windungszahl (= 2400); I' , Strom (in Ampère); T_i , magnetisches Potential; $\mathfrak{H}_e$, magnetische Intensität; $\mathfrak{Z}$, Magnetisirung; ν , Streuungscoefficient; $\eta = 1/\nu$, Functionszeichen; ϵ , Drehung der Polarisationssebene; ω , Verdet'sche Constante.

3) Arons, Wied. Ann. 24. p. 182. 1885. — Die Drehung in den dünnen Deckgläschen ist derjenigen in Wasser *et. par.* merklich gleich.

von der geringe, von der directen Spulenwirkung herrührende Antheil $\Delta T_e = \mathfrak{S}_e d$ subtrahirt, so bleibt die „selbsterzeugte“ Potentialdifferenz ΔT_i übrig. In dieser Weise sind die in Tab. 1 zusammengestellten Werthe erhalten.

Tabelle 1.

Nr.	d	$\frac{d}{r_2}$	l'	$\mathfrak{S}_e$	ϵ	ΔT_e	ΔT_i
I	1,13	0,226	2,7	52	76'	5850	5790
			4,8	92	104'	8030	7930
			7,3	140	120'	9280	9130
			12,5	240	136'	10440	10180
			24,6	472	158'	12160	11650
			35,0	671	167'	12850	12120
			42,2	810	171'	13170	12290
II	2,00	0,400	2,9	55	95'	7300	7190
			8,3	160	154'	11850	11530
			15,7	300	185'	14200	13600
			22,2	425	199'	15320	14470
			30,2	580	216'	16600	15440
			41,8	800	232'	17800	16200

Andererseits ergibt die erwähnte Theorie (l. c. Gleichung (10) p. 495)

$$(1) \quad \Delta T_i = {}^E \Delta T_i = \frac{4\pi \mathfrak{S} d}{\nu} = 4\pi \mathfrak{S} n d.$$

Es wurden die Versuche angestellt: I. für $d = 1,13$ cm; II. für $d = 2,00$ cm, entsprechend $d/r_2 = 0,226$, bez. 0,400, d. h. zwei Werthe, die auch in Hrn. Lehmann's Tab. VII l. c. p. 440 vorkommen. Es konnten daher die entsprechenden Curven (4) und (5) seiner Fig. 2 benutzt werden, welche die bei den untersuchten Schlitzweiten schon sehr erheblichen Werthe des Streuungscoefficienten als Function von $\mathfrak{S}$ darstellen; allerdings nur soweit seine Beobachtungen reichen und die Reciprocität von ν und n genügend nahe zutrifft, d. h. etwa bis zum Werthe $\mathfrak{S} = 1400$ C. G. S. Unter Zugrundelegung meiner Formel für den Entmagnetisirungsfactor (l. c. Gleichung (11)):

$$(2) \quad N = \frac{2d}{\nu \left(r_1 - \frac{d}{2\pi} \right)} = \frac{2dn}{r_1 - \frac{d}{2\pi}}$$

konnten nun in der bekannten Weise die Magnetisirungscurven

für die beiden untersuchten Schlitzweiten erhalten werden und daraus nach obiger Gleichung (1) die Curven, welche theoretisch ΔT_i als Function von $\mathfrak{H}_e$ darstellen. Diese sind in Fig. 12 punktirt dargestellt. Ausserdem sind die bis zum Felde $\mathfrak{H}_e = 500$ C.G.S. beobachteten Werthe von ΔT_i aus Tab. 1 eingetragen und die einzelnen Punkte durch Geraden verbunden.

§. 6. *Vergleich der Versuchsergebnisse mit der Theorie.* Wie aus Fig. 12 hervorgeht, ist die Uebereinstimmung eine befriedigende. Die theoretischen Curven konnten, wie oben bemerkt, nur bis etwa $\mathfrak{H} = 1400$ C.G.S. berechnet werden, während die Sättigung bei den Versuchen weiter getrieben wurde; dass die beobachteten Werthe etwas unterhalb der Curven liegen, dürfte seinen Grund in der gewissermaassen negativen Wirkung der engen Bohrungen haben, deren Durchmesser indessen bei den beschriebenen Versuchen ein sehr geringer war im Vergleich zur Schlitzweite (vgl. § 10). Wie ersichtlich fallen die Curven I und II anfänglich zusammen, dies dürfte dadurch zu erklären sein, dass dann der magnetische Luftwiderstand so gross ist im Vergleich zum übrigen Widerstand, dass die ganze magnetomotorische Kraft wesentlich zu seiner Ueberwindung dient; mithin ist für einen gegebenen Werth derselben die Potentialzunahme im Schlitz ihr merklich gleich, unabhängig von der Schlitzweite, sofern diese keine allzu geringe ist. Durch jene Grösse T_i ist das Verhalten des Apparats mit Flachpolen charakterisirt; die mittlere selbst-erzeugte Intensität im Interfericum findet man indem man sie durch die Schlitzweite dividirt. Letzterer Vector ist daher nach dem Vorigen etwa bis zur halben Sättigung umgekehrt proportional der Schlitzweite: freilich wird er für unendlich geringe Werthe derselben nicht etwa unendlich gross, weil dann obige Beziehung nicht mehr gilt; vielmehr ist seine obere Grenze der praktisch erreichbare Maximalwerth von $4\pi \mathfrak{H}$, d. h. ungefähr 20000 C.G.S. Dem erwähnten Vector ist die Intensität des Spulenfeldes hinzuzufügen, um die gesamte verfügbare Feldintensität zu erhalten.

§ 7. *Untersuchung der Streuung.* Um einen Ueberblick über die Streuung des Electromagnets zu erhalten, war dieser in „zweiter Hauptlage“ 2 m von einer Bussole aufgestellt; ihre Ablenkungen ergaben ein ungefähres Maass für den absoluten

Streuungsbetrag in ihrer Nähe. Letzterer nahm nun erstens mit der Schlitzweite zu, wie zu erwarten; zweitens stieg er bei wachsendem Magnetisierungsstrom von Null rasch bis zu einem Maximum (für Schlitz I ungefähr 0,1 C.G.S.) an, welches bereits bei etwa 3 Ampère erreicht wurde, und nahm dann allmählich ab bis er bei 45 Ampère nur noch ein Fünftel bis ein Drittel — je nach der Schlitzweite — jenes Werthes betrug.¹⁾

An diesem, aus der Theorie des magnetischen Kreises vorhergesagten (§ 2) Verhalten haben, wie ich mich durch besondere Versuche überzeugte, die beiden „Polspulen“ 1 und 2 (Fig. 11) einen vorwiegenden Antheil. Sie erfüllen also in der That die ihnen zugedachte Aufgabe den Inductionsfluss gewissermaassen zusammen zu halten und seine sonst verlorenen, zerstreuten Antheile nutzbar zu machen. Dagegen habe ich durch Ein- und Ausschalten der übrigen Spulen 3—12 gefunden, dass diese vorwiegend den Zweck erfüllen Ampèrewindungen, d. h. magnetomotorische Kraft, beizusteuern und in dieser Hinsicht sämmtlich merklich gleichwerthig sind.

Der grösste Antheil des zerstreuten Inductionsflusses wird sich auf die nähere Umgebung des Schlitzes beschränken. Bei Anwendung der üblichen „Tellerpole“ (wie P_1 in Fig. 11) wird man daher noch einen erheblichen Theil desselben nutzbar machen.

§ 8. *Versuche mit Kegelstutzpolen.* Was nun den Hauptzweck des Apparates, die Erzeugung möglichst intensiver Felder, betrifft so haben bekanntlich Stefan sowie fast gleichzeitig Ewing und Low²⁾ eine Theorie der Polschuhe entwickelt und u. a. übereinstimmend nachgewiesen, dass bei An-

1) Vgl. hierzu die Streuungsbestimmungen H. Lehmann's (l. c.). — Die weithin störende Fernwirkung wird gerade bei den stärksten Strömen eine relativ geringe, die jedenfalls bedeutend schwächer ist als diejenige grosser Electromagnete von weniger einfacher Gestalt. Diese Thatsache bildet einen nicht zu unterschätzenden Vorzug für den Gebrauch in grösseren Laboratorien.

2) Stefan, Wien. Ber. 97, 2. Abth. p. 176. 1888; Wied. Ann. 38. p. 440. 1889. Ewing und Low, Proc. Roy. Soc. 45. p. 40. 1888; Phil. Trans. 180 A p. 227—232. 1889. Siehe auch Czermak und Hausmaninger, l. c. p. 1147.

wendung von Kegelstutzpolen der günstigste Kegelwinkel — zwischen der Erzeugenden und der Axe — $54^{\circ} 44'$ beträgt. Da indessen die jenen Rechnungen zu Grunde liegenden Annahmen nur im Falle der absoluten Sättigung, welche in den Polschuhen sicher nicht vollkommen erreicht wird, zulässig sind, habe ich es nicht für überflüssig gehalten zu untersuchen, inwiefern ihre Ergebnisse in Wirklichkeit zutreffen.

Es wurde dazu ein paar Kegelstutzpole immer weiter abgedreht, und bei mehreren, stufenweise abnehmenden Werthen des Kegelwinkels die Feldintensität gemessen. Ich bediente mich dazu der Quincke'schen Steighöhenmethode¹⁾; es wurde ein U-Rohr benutzt, dessen sehr dünnwandiges „Steigrohr“ 2 mm lichte Weite hatte, sodass die abgestutzten Stirnflächen der Polschuhe einander fast bis auf diesen Abstand nahe gerückt werden konnten; das „Reservoirrohr“ befand sich in 20 cm Entfernung ausserhalb des Feldes. Das Gefäss war mit etwa $\frac{1}{4}$ concentrirter Manganchlorürlösung gefüllt; die Steighöhe betrug bis zu 10 cm; geaicht war der Apparat in einem Felde, welches zuvor mittelst eines der im Anhang (§ 12) zu beschreibenden Etalongläser gemessen worden war; es wurde immer bei einer Zimmertemperatur von 18° beobachtet. Die Kuppe im Steigrohr wurde zwischen die Polflächen herauf gesogen und das ganze Gefäss der Höhe nach so regulirt, dass der Meniscus gerade noch in der Mitte des Feldes hängen blieb.

§ 9. *Maximalwerth der Feldintensität.* Der höchste Werth der Intensität wurde bei einem Kegelwinkel von rund 60° erhalten; da es sich um ein flaches Maximum handelt, kommt es praktisch nur darauf an, dass der Winkel etwa zwischen 57° und 63° liege. Je grösser übrigens der Kegelwinkel, desto mehr wird das Interferrikum und damit die entmagnetisirende Wirkung eingeschränkt, was mittelbar die Feldintensität erhöht; auf diesen Umstand haben übrigens schon Ewing und Low l. c. p. 231 aufmerksam gemacht und die Vermuthung ausgesprochen, dass ein Winkel von 60° günstiger sei als der ideale von $54^{\circ} 44'$, wie ich es experimentell bestätigt fand. Ich habe ferner gefunden, dass es keinen nennenswerthen Vor-

1) Quincke, Wied. Ann. 24. p. 374. 1885.

theil bringt die Polschuhe etwa concav auszdrehen; eine convexe Form kann offenbar nur nachtheilig sein; man hält sich daher am besten an die einfache gerade Kegelform. Was den beobachteten numerischen Werth der Feldintensität betrifft, so blieb dieser zwar um mehrere Tausend C.G.S. hinter dem von der oben erwähnten Theorie vorgeschriebenen zurück, übertraf aber doch die bisher beobachteten Werthe sehr erheblich. Es wurden bei Kegelstutzpolen von 60° folgende Werthe gemessen:

für $a = 5 \text{ mm}$: 36 800 C. G. S.

für $a = 3 \text{ mm}$: 38 000 C. G. S.

a bedeutet den Durchmesser der kleinen abgestutzten Stirnflächen.

Die hohe Intensität des Feldes lässt sich der Natur der Sache nach nur auf Kosten seiner Ausdehnung erreichen; für viele Versuche dürfte indessen eine Ausdehnung von mehreren Millimeter genügen, bezw. müssen eben die Untersuchungsmethoden jener unabänderlichen Bedingung angepasst werden.

§ 10. *Schlussfolgerungen.* Verbindet man die Stirnflächen durch ein Stück dünnen Blumendraht, so würde dessen Magnetisirung den Werth $\mathfrak{J} = 1750$ erreichen; bei der Intensität $\mathfrak{H} = 38000$ entspricht dies einer Induction

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{H} + 4\pi \mathfrak{J} = 60\,000.$$

Nach der bekannten Formel Maxwell's ergibt dies im Eisen einen Longitudinalzug

$$\frac{\mathfrak{B}^2}{8\pi} = \frac{9}{2\pi} \cdot 10^8 \text{ Dyne pro qcm} = 144 \text{ kg-Gewicht pro qcm.}$$

Bei jener Feldintensität wird ferner (nach den Zahlenangaben von Hrn. Quincke a. a. O.) eine wässrige Eisenchloridlösung in einem verticalen Steigrohre um etwa 0,5 m steigen, eine Wasserkuppe um 5 mm fallen. Ferner würde der Widerstand eines Wismuthdrahts dabei voraussichtlich verdreifacht erscheinen.¹⁾

Die Bohrlöcher, welche bei magnetooptischen Versuchen unvermeidlich sind, bedingen eine erhebliche Schwächung des Feldes, welche indessen geringer ist als aus der Stefan'schen

1) Diese Schätzung beruht auf Extrapolation. Versuche über die betreffende Frage werden im hiesigen Institut angestellt.

Theorie folgen würde, da gewissermaassen eine „innere Streuung“ von den Rändern der Oeffnungen nach der Axe zu stattfindet. Die mitgetheilten Thatsachen lassen sich schliesslich in folgender Behauptung zusammen fassen.

Ein Ringelectromagnet von bequemer hantirbarer Grösse mit geraden Kegelschutzpolen von 120° Oeffnung gestattet die Erzeugung eines Feldes von rund 40 000 C. G. S. in einer Ausdehnung von mehreren mm.

Dagegen dürfte es nur mit einem ganz unverhältnissmässigen Aufwand an Mitteln möglich sein, jenen Werth wesentlich zu überschreiten; es folgt das schon aus den theoretischen, wie gesagt der absoluten Sättigung entsprechenden Grenzwerten, in die nur der Logarithmus der Dicke des Ringes eingeht, während das Gewicht und die Kosten durch die dritte Potenz der Lineardimensionen bestimmt werden.

Anhang.

§ 11. *Magnetooptische Constanten Jenenser Gläser.* Nachdem es der Firma Schott und Genossen gelungen eine Reihe verhältnissmässig wohldefinirter und sicher reproducirbarer Gläser darzustellen, bietet es praktisches Interesse deren physikalische Constanten gelegentlich zu bestimmen. Ich gebe daher in Tab. 2 eine Zusammenstellung der Verdet'schen Constanten von 9 dieser Glassorten. Zur Messung wurden dieselben Glasplättchen benutzt, welche früher Hrn. Rubens zur Bestimmung der Absorption im ultrarothem Spectralbereich gedient hatten¹⁾. Die Drehungen wurden mittelst des im Vorigen beschriebenen Electromagnets für Natronlicht bestimmt und auf Wasser bezogen, sodass sich die Verdet'schen Constanten ω daraus in absolutem Maasse (Minuten pro Einheitsabnahme des magnetischen Potentials) berechnen liessen.

In Tab. 2 enthält Spalte I die in den gedruckten Verzeichnissen angeführten „Schmelzungsnummern“, Spalte II die von Hrn. Rubens a. a. O. angegeben „Fabricationsnummern“.

1) H. Rubens, Wied. Ann. 45. p. 238. 1892; dortselbst ist namentlich auch die Dispersion der ultrarothem Strahlung in Prismen aus den selben Gläsern bestimmt worden. Messungen ihrer Dielectricitätsconstanten sind im hiesigen Institut in Vorbereitung. Die specifischen Wärmen mehrerer Glassorten sind von Hrn. Winkelmann bestimmt worden (Wied. Ann. 49. p. 401. 1893).

Die Gläser sind nach aufsteigenden Werthen des — von der Fabrik angegebenen — Brechungsindex n_D geordnet; wie ersichtlich nehmen die Verdet'schen Constanten ω_D mit zwei Ausnahmen ebenfalls zu. Uebersies sind in den ersten drei Zeilen die Constanten für Fluorit, Wasser und Schwefelkohlenstoff vergleichshalber angeführt.

Tabelle 2.

Natronlicht. Temperatur 18°.

	Nummer		n_D	ω_D
	I	II.		
1. Fluorit	—	—	1,4340	0,0091
2. Wasser	—	—	1,3331	0,0130
3. Schwefelkohlenstoff.	—	—	1,6295	0,0420
4. Boratcrown	—	S. 204	1,51013	0,0163
5. Leichtes Barytsilicatercrown . .	O. 60	O. 1092	1,51660	0,0190
6. Stark Disperg. Silicatercrown . .	—	O. 1151	1,52017	0,0234
7. Mittleres Phosphatercrown . . .	S. 40	S. 179	1,56201	0,0161
8. Schweres Barytsilicatercrown . .	O. 211	O. 1143	1,57412	0,0220
9. Gewöhnliches leichtes Flint. . .	O. 569	O. 451	1,57522	0,0317
10. Schweres Silicatflint	O. 102	O. 469	1,64996	0,0442
11. Schweres Silicatflint	O. 165	O. 500	1,75096	0,0608
12. Schwerstes Silicatflint	S. 57	S. 163	1,89042	0,0888
13. Schweres Bleiborosilicatflint	—	—	—	0,078 ¹⁾

§ 12. *Etalonglasplatten.* Bekanntlich liefert die Drehung des durch eine Glasplatte gehenden bzw. an ihrer versilberten Hinterfläche reflectirten Lichtes eine der bequemsten Methoden zur Bestimmung von Feldintensitäten. Wird eine solche Platte ein für allemal in einem Felde von bekannter Intensität geaicht, so stellt sie für alle Zeiten ein „Feldetalon“ dar, welches alle anderen an Einfachheit, Bequemlichkeit und Unveränderlichkeit übertrifft. Beim Gebrauch genau oder nahezu planparalleler Glasplatten bedingen indessen erfahrungsmässig bei durchgehendem Licht die innen zweimal reflectirten, bei dem an der Hinterfläche reflectirten Lichte dagegen die von der Vorderfläche direct zurückgeworfenen Strahlen eine Störung und eine Fehlerquelle; und zwar weil sie in ersterem Falle die dreifache Drehung, in letzterem überhaupt keine erleiden.

1) Nach den Angaben Faraday's Exp. Res. 3. §§ 2151, 2215 geschätzter Werth, der von demjenigen für S. 57 übertroffen wird.

Daher hat die Firma C. Zeiss auf meine Veranlassung schwach keilförmige Etalongläser aus schwerstem Silicatflint (S. 57) hergestellt, bei deren Gebrauch die störenden Reflexbilder im Gesichtsfelde des Analysatorfernrohres neben das Hauptbild geworfen und abgeblendet werden. Wenn das Polarisator-diaphragma, vom Objectiv jenes Fernrohres aus gesehen, keine zu grosse Oeffnung aufweist, genügt ein Keilwinkel von etwa 15' bis 30'. Die Etalons werden zweckmässig mit schwarzem Lack (in Fig. 13 kreuzschraffirt) überzogen bis auf ein rechteckiges Fenster¹⁾ von etwa $0,5 \times 1,0$ cm Oeffnung; dessen eine Hälfte *T* ist frei und dient zur Transmission des Lichtes; die andere *R* ist hinten versilbert und kann zur Reflexion benutzt werden. Letzteres Verfahren besitzt bekanntlich die doppelte Empfindlichkeit und lässt sich ausserdem in manchen Fällen bequemer anwenden, wofern Polarisator und Analysator für nahezu senkrecht reflectirtes Licht eingerichtet sind. Ein Etalonglas von etwa 1 mm Dicke eignet sich zur Messung von Feldern der Grössenordnung 1000 C. G. S., für schwächere Felder verwendet man entsprechend dickere Glasplatten.

Berlin, Physik. Inst. der Univ. 15. Januar 1894.

1) Innerhalb der Fenster sind dann die, durch die Keilform bedingten Dickenänderungen so gering, dass die gemessene mittlere Drehung *cet. par.* immer gleich ausfällt.