ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 38.

1. *Der magnetooptische Kerr-Effekt bei ferromagnetischen Verbindungen und Legierungen*¹⁾; von Stanislaw Loria.

[Aus dem Bosscha-Laboratorium.]

§ 1. Im Jahre 1876 überzeugte sich Kerr²⁾, daß der Polarisationszustand linear polarisierten Lichtes sich ändert, wenn der Lichtstrahl von einem ferromagnetischen, im Magnetfelde aufgestellten Spiegel reflektiert wird. Mit der eingehenden Untersuchung dieser Erscheinung beschäftigten sich später Gordon³⁾, Fitzgerald⁴⁾, Hall⁵⁾, Kaz⁶⁾, Righi⁷⁾, Kundt⁸⁾, du Bois⁹⁾, Sissingh¹⁰⁾, Zeeman¹¹⁾ und manche andere. Es wurde übereinstimmend festgestellt, daß dieses sogenannte Kerrsche Phänomen nur bei ferromagnetischen Substanzen wie Fe, Ni, Co, Fe₃O₄ vorzukommen pflegt; paramagnetische oder diamagnetische Metalle — wie z. B. Bi — ließen bisher keine derartigen Erscheinungen erkennen. Neben der beobachteten Drehung der Polarisationssebene läßt sich noch eine

1) Vorläufige Mitteilung: St. Loria, Versl. Ak. Wet. Amst. 18. p. 903. 1910; 20. p. 1086. 1912; Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 14. p. 371. 1912.

2) J. Kerr, Phil. Mag. (5) 3. p. 321. 1877; 5. p. 161. 1878.

3) J. E. H. Gordon, Phil. Mag. (5) 4. p. 104. 1877.

4) C. F. Fitzgerald, Proc. Roy. Soc. 25. p. 447. 1876.

5) E. H. Hall, Phil. Mag. (5) 12. p. 171. 1881.

6) P. C. Kaz, Diss. Amsterdam 1884.

7) A. Righi, Ann. de Chim. et Phys. (6) 4. p. 433. 1885; (1) 9. p. 120. 1886.

8) A. Kundt, Wied. Ann. 23. p. 228. 1884; 27. p. 199. 1886.

9) H. du Bois, Wied. Ann. 39. p. 25. 1890; Phil. Mag. (5) 29. p. 253. 1890.

10) R. Sissingh, Arch. Néerland. (1) 27. p. 173. 1894.

11) P. Zeeman, Leiden Comm. Nr. 15. 1895; Nr. 29. 1896; Arch. Néerland. 27. p. 252. 1894.

Änderung des Schwingungszustandes feststellen: war nämlich das einfallende Licht linear polarisiert, so ist das reflektierte elliptisch. Die oben erwähnte Drehung bezieht sich daher auf die große Achse dieser Ellipse. Im einfachsten Falle bei nahe senkrechter Reflexion des $\perp$ oder $\parallel$ zur Einfallsebene polarisierten Lichtes und bei normaler Magnetisierung ist die Drehung nur von der Wellenlänge und der Magnetisierung abhängig. Mit diesem einfachsten und weitaus wichtigsten Falle werden wir uns im folgenden ausschließlich zu befassen haben.

§ 2. Mit der Dispersion des Kerr-Effektes beschäftigten sich du Bois¹⁾ und Ingersoll.²⁾ Ersterer verfolgte den Verlauf der Dispersionskurve an Eisen, Kobalt, Nickel und Magnetit, letzterer ergänzte diese Kurven durch Beobachtungen im Ultrarot zwischen 1μ und 3μ . Nach den von du Bois ausgeführten Messungen verlief die Dispersionskurve für die Metalle ausschließlich im Gebiete negativer Werte; bei Eisen stieg sie von Violett bis Rot mit Andeutung eines Minimums im Ultraviolett; beim Nickel zeigte sie ein Minimum im Gelb, beim Kobalt ein nur schwach angedeutetes Minimum im Blaugrün. Ausschließlich im Bereiche *positiver* Werte verlief hingegen die Dispersionskurve des Magnetits, die im Gelb ein ausgeprägtes Maximum der Drehung aufwies, während letztere im Violett einem Nullwert zustrebte. In allen untersuchten Fällen treten also algebraische Maxima auf. Der Gesamtcharakter dieser Dispersionskurven ändert sich wesentlich, wenn man sie mit Ingersoll ins Ultrarote verlängert. Es zeigte sich nämlich, daß die mit zunehmender Wellenlänge wachsenden negativen Drehungen im Falle des Eisens und Kobalts in der Nähe von 1μ ein Maximum erreichen, um dann wieder sehr schnell abzufallen. Die am Nickel im sichtbaren Spektrum beobachtete *negative* Drehung wird oberhalb $1,4\mu$ positiv, geht also zwischen 1 und $1,5\mu$ durch Null. Am Magnetit hat Ingersoll in demselben Spektralbereiche zwei solche Inversionspunkte festgestellt.

Mit der Abhängigkeit der Kerrschen Drehung vom Felde beschäftigte sich hauptsächlich du Bois. Er überzeugte sich,

1) H. du Bois, l. c.

2) L. R. Ingersoll, Phil. Mag. (6) 11. p. 41. 1906; 18. p. 74. 1909.

daß die Drehung für Stahl, Eisen, Kobalt und Nickel der temporären oder remanenten Magnetisierung bis über die Umwandlungstemperatur hinaus proportional verläuft und schlug vor, den Proportionalitätsfaktor als Kerrsche Konstante zu bezeichnen.

Lange nach meiner ersten, oben zitierten Mitteilung wurden von Foote an mehreren Substanzen Drehung und Elliptizität als Funktion der Wellenlänge und des Feldes bestimmt.¹⁾ Auch die Elliptizität ändert sich sehr mit der Wellenlänge; sie weist für Magnetit, Invar und Nickel algebraische Maxima und Inversionspunkte auf; letztere fallen indessen nicht mit denen der Drehungskurven zusammen. Ohne die weiter unten erwähnten von Zakrzewski und mir veröffentlichte Arbeit zu kennen, bestimmte er auch die Dispersion des Brechungs- und Extinktionsindex, ebenfalls ohne eine einfache Beziehung zwischen diesen und den magnetooptischen Bestimmungsstücken zu finden. Die von Foote aus seinen Sättigungskurven hergeleiteten maximalen Magnetisierungswerte sind weiter unten jeweilig angeführt.

§ 3. Der weitere Fortschritt auf diesem Gebiete wurde durch den Umstand gehemmt, daß die Anzahl ferromagnetischer Substanzen, an denen der Kerr-Effekt studiert werden konnte, früher mit den vier oben aufgezählten erschöpft war. Man suchte dagegen nach Kundts²⁾ Vorgang verwandte magnetooptische Erscheinungen an halb durchsichtigen, elektrolytisch oder durch Kathodenzerstäubung hergestellten Schichten der Metalle gleichzeitig im reflektierten und im durchgehenden Lichte zu studieren.

Auf Grund der neuesten Arbeiten, welche sich mit den optischen Eigenschaften der Metalle befassen³⁾, ist die Aufgabe, die Natur einer reflektierenden Fläche physikalisch zu

1) P. D. Foote, *Phys. Review* (2) **34**, p. 96. 1912.

2) A. Kundt, *Wied. Ann.* **23**, p. 228. 1884; **27**, p. 191. 1886. Vgl. auch H. du Bois, *Wied. Ann.* **31**, p. 941. 1887; W. Lobach, *Wied. Ann.* **39**, p. 347. 1890; E. Hirsch, *Wied. Ann.* **48**, p. 456. 1893; E. G. Harris, *Phys. Rev.* **24**, p. 337. 1907.

3) C. Zakrzewski, *Bull. de l'Ac. des Sciences de Cracovie* [A] **22**, p. 77. 1910; vgl. auch H. v. Wartenberg, *Verh. d. D. Phys. Ges.* **13**, p. 105. 1910.

definieren, schon im Falle massiver Metallstücke als äußerst schwer zu bezeichnen. Viel schwieriger wird noch das Problem, sobald man anstatt massiver Metalle elektrolytisch oder durch Kathodenzerstäubung hergestellte Schichten als Untersuchungsobjekte wählt. Die Konstitution solcher Schichten ist ja, wie die vielseitige Erfahrung lehrt, nicht nur in beiden Fällen verschieden, sondern hängt auch davon ab, in welcher Gasatmosphäre die Schicht hergestellt wurde. Fügt man noch hinzu, daß — wie es z. B. Behrens¹⁾ angibt — eine solche durch Zerstäubung hergestellte Schicht keineswegs homogen ist, sondern Häufungsstellen von Metallteilchen aufweist, so muß wohl ihre Brauchbarkeit für optische Messungen vorläufig noch als fraglich bezeichnet werden. Noch ernstere Bedenken kann man gegen die Anwendung solcher Schichten zu magnetooptischen Messungen hervorheben. Behrens überzeugte sich z. B., daß die durch Zerstäubung in Wasserstoff oder Stickstoff hergestellten durchsichtigen Nickelschichten überhaupt nicht drehen und sucht sich dieses Verhalten dadurch zu erklären, „daß Nickel wahrscheinlich beim Zerstäubungsprozeß in einen unmagnetischen Zustand übergeht“. Es läßt sich auch leicht einsehen, daß solche Anhäufungen der Metallteilchen die zur Sättigung erforderliche Feldstärke verringern müssen, wie es Behrens tatsächlich fand. Für getrennte kugelige Teilchen würde z. B. jener Wert auf $\frac{1}{3}$ reduziert, entsprechend dem dafür geltenden Entmagnetisierungsfaktor $4\pi/3$.

Auf den wichtigen Unterschied zwischen elektrolytisch und durch Zerstäubung hergestellten Nickelschichten machen auch Skinner und Tool²⁾ aufmerksam. Auch sie finden, daß die zerstäubten Schichten magnetooptisch weniger aktiv sind als die elektrolytischen. Die Bedeutung der Oxydation bei den durch Kathodenzerstäubung hergestellten Eischichten diskutiert Ingersoll.³⁾ Falls es gelänge, ferromagnetische Schichten durch Destillation herzustellen, wäre deren Verhalten von großem Interesse.⁴⁾

1) H. Behrens, Diss. Münster i. W. 1908.

2) C. A. Skinner u. A. Q. Tool, Phil. Mag. (6) 16. p. 833. 1908.

3) L. R. Ingersoll, Phil. Mag. (6) 18. p. 74. 1909.

4) R. Pohl u. P. Pringsheim, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 14. p. 506. 1912.

§ 4. Dank den erfolgreichen Bemühungen mehrerer Chemiker sind wir heutzutage in der Lage, manche neue ferromagnetische Substanzen künstlich herzustellen. Es kommen hier in erster Linie in Betracht die von Hilpert¹⁾ hergestellten Metaferrite, Verbindungen verschiedener Oxyde mit dem Eisenoxyd. In allen diesen, der chemischen Struktur nach dem Ferroferrit (Eisenoxyduloxyd) verwandten Verbindungen, fungiert das Eisenoxyd als saurer Bestandteil und erscheint dann als Träger ferromagnetischer Eigenschaften. Von diesen Verbindungen ließen sich jedoch bisher nur das Cupriferrit und das Calciumferrit in einem für meine Zwecke geeigneten Zustande herstellen. Zweitens bieten gewisse Legierungen mehr oder weniger ferromagnetischer Metalle Interesse, und zwar zunächst: die Legierungen des Systems Nickel-Eisen²⁾, das sogenannte Invar ($64 \text{ Fe} + 36 \text{ Ni}$), die bei Zimmertemperatur fast unmagnetischen Nickelstähle mit 25,4 Proz. Ni und 27 Proz. Ni und die bekannte ternäre Heuslersche Manganlegierung. Die magnetooptischen Eigenschaften dieser Legierungen sind — soviel mir bekannt ist — zum Teil wenig, zum Teil noch gar nicht untersucht worden. Es liegt nur eine russische Mitteilung von Tokmatschew³⁾ vor, der eine Versuchsreihe mit der Heuslerschen Legierung beschrieben hat, sowie eine Beobachtung von Ingersoll. Es war demnach von Interesse, diese neuen ferromagnetischen Substanzen auf ihre magnetooptischen Eigenschaften hin zu untersuchen. Die hierbei erzielten Resultate legten es weiterhin nahe, auch andere später zu erwähnende Substanzen in den Kreis der Betrachtungen zu ziehen.

§ 5. Die benutzte Versuchsanordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt: Das durch einen geradsichtigen lichtstarken Monochromator⁴⁾ zerlegte 1:4 divergierende Lichtbündel passierte eine Linse L , ein total reflektierendes Prisma P und eine Lippichsche aus zwei Nicols bestehende Halb-

1) S. Hilpert, Ber. Deutsch. Chem. Ges. **42**. p. 2248. 1909; Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. **11**. p. 293. 1909.

2) Ch. E. Guillaume, Les aciers au Nickel, Paris 1898.

3) S. Tokmatschew, Journ. d. russ. phys. chem. Ges. **42**. (phys. Teil) p. 15. 1910 (russisch).

4) H. du Bois, Zeitschr. f. Instrumentenk. **31**. p. 1. 1911.

schattenvorrichtung N_1, N_2 , des von du Bois seinerzeit konstruierten Polarisators¹⁾, fiel dann nahezu senkrecht auf den zwischen den Polen des Elektromagneten angebrachten Spiegel und wurde nach der Reflexion von einem Analysator N_3 mit einem vierfach vergrößernden Fernrohre aufgefangen.

Die Dioptrik (Linsen, Größe der Diaphragmen, lichte Weite und Öffnungswinkel der konischen Bohrung des Polschuhes und Holms usw.) war mit Rücksicht auf die Erhaltung

Fig. 1.

eines möglichst hellen und gleichmäßigen Gesichtsfeldes und die Vermeidung aller störenden Reflexe im voraus berechnet worden.

Die Beobachtungen wurden bei nahezu senkrechter Inzidenz ausgeführt. Nach Righi²⁾ ist bis zu 15° Inzidenz kaum eine Änderung der Erscheinung wahrzunehmen. Die Hauptstrahlen des auffallenden und des reflektierten Lichtkegels bildeten indessen bei meiner Anordnung einen Winkel von nur $2-3^\circ$. Das auffallende Licht war immer in der Einfallsebene horizontal polarisiert.

Righi hatte gefunden, daß auch bei normaler Inzidenz linear polarisierten Lichtes eine schwache Elliptizität der vom magnetisierten Spiegel reflektierten Schwingung wahrgenommen werden kann; Zeeman³⁾ hat auch später diese Elliptizität bei Eisen und Kobalt der Messung unterzogen und sie bildet ein

1) H. du Bois, Wied. Ann. 46. p. 545. 1892.

2) A. Righi, Ann. de Chim. et de Phys. 9. p. 120. 1886.

3) P. Zeeman, Leiden. Comm. Nr. 15. 1895.

wesentliches Bestimmungsstück des Kerr-Effektes. Ich sah mich leider in Anbetracht der Unvollkommenheit mancher der benutzten Spiegel und der Kleinheit der zu messenden Drehungen genötigt, von der Untersuchung der etwa vorkommenden Elliptizität abzusehen und mich auf die Bestimmung der einfachen Drehungen zu beschränken. Übrigens war bei den besten Spiegeln und bei sorgfältiger Vermeidung diffusen Lichtes kein störender Einfluß solcher Nebeneffekte bemerkbar. Die wechselnde Auslöschung jeder Hälfte des Gesichtsfeldes war befriedigend, so daß Spuren von Elliptizität, wenn sie vorhanden sind, äußerst gering sein müssen. Wenn auch die auftretenden Drehungen manchmal sehr klein waren, so konnte man sie doch mit der Halbschattenmethode noch sicher feststellen und ziemlich genau messen. Ich glaubte daher von der Verwendung multipler Reflexionen absehen zu können, weil diese Komplikationen und Fehlerquellen mit sich bringen können. Die Analysatorazimute wurden mittels besonders angebrachter Spiegel und vertikaler Skala gemessen.

Das Feld wurde von einem kleinen du Boisschen Halbringe elektromagneten älterer Konstruktion erzeugt, dessen Widerstand $9\ \Omega$ betrug. Um die Kommutierung ohne Durchschlagsgefahr zu ermöglichen, wurde jedesmal ein Nebenschluß von etwa $60\ \Omega$ angelegt. Zur Bestimmung der Feldintensität bediente ich mich eines dünnen geeichten Glasetalons mit versilberter Hinterfläche. Das Etalon bestand aus schwerstem Silicatflint (S. 57); es hatte einen Keilwinkel von $20'$, eine mittlere Dicke von $0,5\text{ mm.}^1$ Es wurde dicht vor der Oberfläche des Spiegels angebracht und man maß die doppelte Drehung des zweimal durch das Glas hindurchgehenden Lichtes ($\lambda = 589\ \mu\mu$); sie betrug $4 \times 3,69'$ pro Kilogauss. Auf Grund der von Siertsema²) gemachten Angaben konnte man sich rechnerisch überzeugen, daß die drehende Wirkung der ganzen von dem Lichtstrahl hin und zurück passierten Luftsäule von keiner Bedeutung für die Messungsergebnisse sein konnte. Ein Versuch, die Drehung in der Luft direkt mit Hilfe eines

1) Vgl. H. du Bois, Wied. Ann. 51. p. 549. 1894. Solche Etalons werden von der Firma Schmidt & Haensch in Berlin hergestellt.

2) L. H. Siertsema, Versl. Akad. Wet. Amst. 7. p. 289. 1899.

Silberspiegels zu bestimmen, zeigte auch, daß dieselbe innerhalb der Fehlergrenzen liegt. Von einer diesbezüglichen Korrektur konnte daher abgesehen werden. Alle Messungen sind mit „polarer“ Magnetisierung und bei gewöhnlicher Temperatur ausgeführt worden. Als Lichtquelle wurde teils die Sonne, teils eine Bogenlampe benutzt.

Die im folgenden vorkommenden Bezeichnungen bedeuten: $\mathfrak{H}$ Feldintensität, ausgedrückt in Kilogauss, $\mathfrak{J}$ Magnetisierung, $\mathfrak{J}_m$ Sättigungswert, α einfache Drehung, ausgedrückt in Bogenminuten, K Kerrsche Konstante. In den Tabellen enthält die mit N bezeichnete Vertikalspalte die Anzahl der zu einer Serie gehörenden Ablesungen. Sie variiert je nach der Art des Spiegels und der veränderlichen Beleuchtung. λ gibt die benutzte Wellenlänge in $\mu\mu$ an; Δ die direkt an der Skala in mm abgelesene Doppeldrehung beim Kommutieren des Stromes. In der vierten Spalte sind die Mittelwerte der einfachen Drehungen enthalten, in der fünften und sechsten der in Minuten bzw. prozentual ausgedrückte mittlere Fehler.

Der Sinn der Drehung ist wie üblich auf denjenigen des Magnetisierungsstromes bezogen; danach ist z. B. die Kerrsche „polare“ Drehung beim Eisen negativ.

Ich wende mich nunmehr zu den für die einzelnen Substanzen erhaltenen Resultaten.

I. Dispersionskurven.

A. Verbindungen.

§ 6. *Cupriferrit* ($\text{CuO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$), hergestellt von Hrn. Dr. Hilpert im eisenhüttentechnischen Laboratorium der technischen Hochschule Charlottenburg. Das Material wurde von einem Schleifer auf nassem Wege poliert und gab einen zwar planen, jedoch porösen Spiegel. Schon mit bloßem Auge betrachtet, erschien die spiegelnde Fläche nicht vollkommen homogen. Die Ergebnisse der an zwei Cupriferritspiegeln ausgeführten Messungen der Drehung in ihrer Abhängigkeit von der Wellenlänge, in einem Felde von 10,2 kilogauss (in welchem der Cupriferrit schon gesättigt ist) sind numerisch in Tab. 1, graphisch in Fig. 2 wiedergegeben.

Tabelle 1.

 $\varepsilon = f(\lambda)$. Cupriferrit (gesättigt). $\mathfrak{H} = 10,25$ kgs.

N	$\lambda (\mu\mu)$	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
19	436	+ 8,8	+ 1,31'	$\pm 0,04' = 3,5 \%$
48	477	+ 11,1	+ 1,75	$\pm 0,05 = 3$
43	539	+ 8,1	+ 1,28	$\pm 0,04 = 3$
40	574	+ 2,6	+ 0,41	$\pm 0,02 = 6$
52	599	- 2,3	- 0,36	$\pm 0,03 = 8$
45	637	- 6,0	- 0,95	$\pm 0,01 = 1$
51	688	- 4,9	- 0,78	$\pm 0,03 = 4$

Fig. 2.

Die Dispersionskurve $\varepsilon = f(\lambda)$ bietet nun im Vergleich mit anderen bekannten Substanzen einen bis jetzt im sichtbaren Gebiete noch nicht beobachteten Typus. Die im Violett *positive*, dann im Blau maximale Drehung nimmt mit wachsender Wellenlänge allmählich ab, geht in der Nähe von $587 \mu\mu$ durch den Nullwert, wird hernach für längere Wellen *negativ*, bildet zwischen 640 und $670 \mu\mu$ ein abgeflachtes Minimum und steigt dann wieder langsam empor. Die Drehungen sind gering; ihr Maximalwert beträgt nur $+1,75'$, läßt sich aber doch schon ziemlich genau messen. Der erwähnte Zeichenwechsel läßt sich den von Ingersoll im Ultrarot festgestellten anreihen und bildet eine charakteristische und theoretisch wichtige Erscheinung.

Calciumferrit ($\text{CaO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$), ebenfalls von Hrn. Hilpert hergestellt. Das Material ist nur schwach magnetisch und sehr brüchig. Ein kleines ausgesuchtes Stück wurde in leicht schmelzbare Woodsche Legierung eingefaßt und poliert. An einem ausreichend guten Spiegel konnte jedoch kein Kerr-

Effekt wahrgenommen werden. Er ist, sofern er überhaupt existiert, jedenfalls kleiner als $0,35'$.

Ilmenit ($\text{Ti}_2\text{O}_3 \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$). Ein schön ausgebildeter Kristall aus Miask (Ural) ist mir von Hrn. Geh.-Rat Prof. Dr. Liebisch in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt worden.¹⁾ Das Licht wurde sowohl an einer Basisfläche des Kristalls, wie auch an einer, der Hauptachse parallelen Ebene reflektiert. In keinem der beiden Fälle konnte eine Drehung festgestellt werden ($\varepsilon < 0,3'$).

Hämatit (Eisenglanz, Fe_2O_3). Ein ebenfalls negatives Resultat ergab die Messung am natürlichen hexagonalen Eisenoxyd. Bereits du Bois (l. c. § 18) hatte vergeblich an einem Spiegel senkrecht zur optischen Achse nach einem Effekt gesucht. Die von mir untersuchte Tafel (Kakuk-Berg, Hargitta-Gebirge in Siebenbürgen), bezogen vom Comptoir Minéralogique in Genf, war ebenfalls parallel der Basisfläche und reflektierte in tadelloser Weise, ohne indessen magneto-optisch aktiv zu sein. Nach den Untersuchungen von Kunz²⁾ ist dies auch wenig wahrscheinlich. An einen schönen Kristall (Elba) wurde sodann ein Spiegel parallel der Achse geschliffen, gleichfalls ohne Erfolg ($\varepsilon < 0,2'$).

Natürlicher Magnetit (Ferroferrit, Fe_3O_4). Die Dispersion des Kerr-Effektes ist in der Tab. 2 und in der Fig. 3 (ausgezogene Kurve) wiedergegeben. Vergleicht man letztere mit den seinerzeit von du Bois an demselben Präparat (natürliche Oktaederfläche eines holodrisch regulären Kristalls) erhaltenen Werten (punktierter Kurve), so findet man folgendes: Abgesehen von einer Verschiebung der ganzen Wellenlängenskala um etwa $10\text{--}30\ \mu\mu$ — die wohl durch die primitive Methode der spektralen Zerlegung, auf die du Bois vor 20 Jahren angewiesen war, erklärlich ist — stimmen die beiden Kurven in dem Spektralbereiche zwischen 486 und $671\ \mu\mu$ gut überein. Die im Gelb durch ein Maximum $+4,45'$ gehende Kurve fällt mit abnehmender Wellenlänge steil

1) Die ferromagnetischen Eigenschaften wurden von B. Bavink, Diss. Göttingen 1904, studiert.

2) J. Kunz, Neues Jahrbuch f. Mineral. usw. 1. p. 62. 1907; vgl. auch C. Försterling, ebenda Beilage 25. p. 344. 1907.

herunter. Du Bois¹⁾, welcher der Lichtschwäche wegen nicht weiter als im Blau messen konnte, beobachtete, daß die Drehung im Violett zu schwinden schien und hat auch schon die Ansicht ausgesprochen, daß sie fernerhin, etwa im Ultraviolett entgegengesetzten Sinn haben würde. In der Tat läßt sich ein Umkehrpunkt noch im sichtbaren Teile des violetten Spektrums bei $464 \mu\mu$ feststellen, während die du Boissche Kurve die Abszissenachse bei $468 \mu\mu$ schneiden würde. Für noch kleinere Wellen wird die Drehung ziemlich stark *negativ* und scheint dann einem Minimum zuzustreben. Die Kurve Footes (l. c.) erscheint dagegen etwas nach Violett verschoben.

Tabelle 2.

$\varepsilon = f(\lambda)$. Magnetit (gesättigt). $\mathfrak{H} = 11,56$ kgs.

N	$\lambda (\mu\mu)$	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
30	436	-24,0	-3,81'	$\pm 0,03' = 0,9 \%$
15	453	-9,6	-1,52	$\pm 0,03 = 2$
30	464	0	0	—
40	477	+6,7	+1,06	$\pm 0,03 = 2$
26	510	+19,4	+3,07	$\pm 0,02 = 0,6$
25	539	+24,3	+3,84	$\pm 0,02 = 0,5$
30	574	+28,2	+4,45	$\pm 0,02 = 0,4$
30	599	+24,9	+3,94	$\pm 0,02 = 0,5$
31	637	+21,0	+3,32	$\pm 0,04 = 1$
30	688	+16,0	+2,50	$\pm 0,07 = 3$

Fig. 3.

1) H. du Bois, Wied. Ann. 39. p. 38. 1890.

Vergleicht man den Verlauf dieser Dispersionskurve mit derjenigen des Cupriferrits, so muß man feststellen, daß in der Dispersion des Kerr-Effektes beim Magnetit ($\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$) im natürlichen kristallisierten Zustande derselbe Typus zum Vorschein kommt, der auch beim künstlichen Cupriferrit ($\text{CuO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$) im vorigen festgestellt wurde. Ohne vorläufig auf die theoretische Bedeutung dieses Tatbestandes eingehen zu wollen, möchte ich nur hervorheben, daß die Dispersionskurve in beiden Fällen ein Maximum, einen Inversionspunkt und wahrscheinlich auch in beiden Fällen ein Minimum aufweist.

§ 7. Der oben dargelegte experimentelle Befund führte notwendig auf die Frage der physikalischen Deutung der Inversionspunkte in den Dispersionskurven. Es hieß in erster Reihe nach irgend einer gesetzmäßigen Beziehung zwischen dieser und anderen Eigentümlichkeiten einerseits und den übrigen optischen bzw. magnetischen Eigenschaften der betreffenden Substanzen anderseits zu suchen.

Zur Lösung der erwähnten Frage war es notwendig, auch die Dispersion des Brechungs- und des Extinktionsindex derjenigen Substanzen kennen zu lernen, an denen die charakteristischen Umkehrpunkte beobachtet worden sind. Man war nämlich berechtigt, zu erwarten, daß vielleicht die Lage der Inversionspunkte mit dem Verlaufe jener gewöhnlichen Dispersionskurven in naher Beziehung stehen konnte. Diese optische Untersuchung des Cupriferrits und des Magnetits ist im physikalischen Institut der Universität in Krakau von C. Zakrzewski und dem Verfasser ausgeführt worden. Den Gegenstand der Messung bildeten die Elemente der Elliptizität des am Spiegel reflektierten parallelen Lichtes. Ihre Bestimmung geschah nach dem von C. Zakrzewski (l. c.) früher ausgearbeiteten Verfahren. Bezüglich der Einzelheiten der Versuchsanordnung und der Rechnungen muß ich auf die zitierten Abhandlungen hinweisen. Bezeichnet man den konstanten Einfallswinkel mit φ , das Verhältnis der kleinen zur großen Achse der Ellipse mit $\text{tg } 2J$, den Winkel, den die größere Achse mit der Einfallsebene bildet, mit θ , den auf Vakuum bezogenen Brechungs- und den Extinktionsindex mit n bzw. κ , so können die Resultate dieser Messungen in dem Spektral-

bereiche zwischen 439 und 704 $\mu\mu$ in nachstehenden Tabellen und Figg. 4 und 5 zusammengefaßt werden.¹⁾

Tabelle 3.

Cupriferrit ($\varphi = 70^\circ$).

λ in $\mu\mu$	$2J$	2θ	n	κ
439	15° 45'	$\pi + 3^\circ 6'$	2,77	0,25
466	13 35	$\pi + 2 \quad 3$	2,76	0,21
533	11 7	$\pi + 0 \quad 45$	2,73	0,17
589,6	7 4	$\pi - 0 \quad 26$	2,71	0,11
633	6 16	$\pi - 1 \quad 40$	2,67	0,09
704	4 8	$\pi - 3 \quad 52$	2,59	0,06

Tabelle 4.

Natürlicher Magnetit ($\varphi = 70^\circ$).

λ in $\mu\mu$	$2J$	2θ	n	κ
439	18° 7'	$\pi - 4^\circ 24'$	2,46	0,28
466	17 42	$\pi - 5 \quad 33$	2,43	0,27
503	16 15	$\pi - 6 \quad 8$	2,42	0,25
533	15 33	$\pi - 6 \quad 32$	2,41	0,24
589,6	14 56	$\pi - 6 \quad 32$	2,42	0,23
633	14 19	$\pi - 6 \quad 4$	2,44	0,22
665,5	13 19	$\pi - 6 \quad 0$	2,45	0,21
704	12 23	$\pi - 7 \quad 8$	2,42	0,19

Die Genauigkeit dieser Messungen war im Falle des Cupriferrits etwa bei 466 $\mu\mu$ rund 1 Proz. für n und 5 Proz. für κ . Nur im äußersten Violett und Rot war die Schwankung der Ablesungen und demgemäß auch der größte mögliche Fehler etwas größer. Im Falle des Magnetits ist die erzielte Genauigkeit der Bestimmung von n und κ noch etwas größer, weil die Ellipse infolge stärkerer Extinktion deutlicher ausgeprägt ist.

1) St. Loria u. C. Zakrzewski, Bull. Acad. Cracovie (A) 22. p. 278. 1910; dort ist überall $\kappa_0 = \kappa n_0$ angegeben, wie übrigens auch in Figg. 4 und 5.

Die optischen Konstanten des Magnetits wurden übrigens von Zeeman an einer natürlichen Kristallfläche (Pfätsch, Tyrol) von unbekannter Orientierung gemessen.¹⁾ Es ergaben sich

Fig. 4.

Fig. 5.

für den Hauptinzenzenwinkel J und das Hauptazimut H die Werte in Tab. 5, woraus jetzt nach den Gleichungen Drudes in zweiter Annäherung²⁾ der Brechungsindex n und der Extinktionsindex κ berechnet wurden. Hr. de Haas, der die

1) P. Zeeman, Versl. Kon. Akad. Amst. 3. p. 230. 1895.

2) P. Drude im Handbuch der Physik 2. Aufl. 6. p. 1298 ff. 1906.

Güte gehabt hat diese Aufgabe durchzuführen, fand die in der fünften und sechsten Spalte der Tab. 5 angegebenen Werte.

Tabelle 5.

λ in $\mu\mu$	J	H	n	κ
434	68°27'	10°10'	2,36	0,32
589	68 27	8 48	2,41	0,27
656	68 33	7 55	2,45	0,25

Messungen an zwei anderen Kristallen ergaben im wesentlichen gleiche Werte.

Um diese Werte mit den von Zakrzewski und mir ermittelten ungefähr zu vergleichen sind beide in Tab. 6 zusammengestellt.

Tabelle 6.

Natürlicher Magnetit.

Zeeman			Zakrzewski u. Loria		
λ in $\mu\mu$	n	κ	λ in $\mu\mu$	n	κ
434	2,36	0,32	439	2,46	0,28
589	2,41	0,27	589,6	2,42	0,23
656	2,45	0,25	665,5	2,45	0,21

Wie ersichtlich, stimmen die Zahlen ziemlich überein; was den Extinktionsindex betrifft, treten freilich Differenzen bis etwa 15 Proz. auf, die wohl auf Oberflächenverunreinigung zurückzuführen sind. Wir haben unsere Spiegel vor der Messung in den Dämpfen siedenden Toluols gewaschen und konnten uns überzeugen, daß dieses Verfahren mindestens angenähert reine Spiegel ergab. Zeeman gibt nichts über die Art der Behandlung seiner Flächen an. Bei derartigen Bestimmungen kommt es bekanntlich auf die Beschaffenheit des Spiegels sehr an. Risse, Poren und Verunreinigungen bedingen große Fehler.

Der Absorptionsindex der beiden untersuchten Ferrite ist demnach, namentlich im Rot, bedeutend kleiner als bei

Metallen. Cupriferrit reflektiert z. B. in der Nähe von $704\ \mu\mu$ nur 19,7 Proz. des senkrecht auffallenden Lichtes. Eine $10\ \mu\mu$ dicke Schicht dieses Materials würde theoretisch noch 75 Proz. der übrig bleibenden 80,3 Proz. Energie durchlassen.

Im Anschluß an die uns jetzt beschäftigende Frage lautet das Ergebnis dieser Messungen freilich dahin, daß von einem unmittelbaren *einfachen* Zusammenhange zwischen dem Inversionspunkte bzw. der Dispersion und den optischen Konstanten keine Rede sein kann. Weder die Dispersionskurven des Brechungs-, noch die des Extinktionsindex bieten an denjenigen Stellen des Spektrums, an denen die erwähnten Umkehrpunkte liegen, irgendwelche charakteristischen Merkmale. Es muß daher in Anbetracht der ganz ausreichenden Genauigkeit dieser Messungen gefolgert werden, daß die Erklärung der Dispersion und insbesondere der Inversion des Kerr-Effektes in einer anderen Richtung zu suchen ist.

§ 8. Obgleich der regulär kristallisierte Magnetit sich bekanntlich in ferromagnetischer und wohl auch in elastischer Beziehung anisotrop verhält, ist die gleiche Eigenschaft rein optischen Vorgängen gegenüber schwerlich anzunehmen. Jedenfalls hat man bisher für reguläre Kristalle wie für isotrope Körper nur zwei optische Konstanten postuliert. Um auch den magnetooptischen Effekt in dieser Hinsicht zu prüfen, wurden die Messungen an einem weiteren Präparate wiederholt.

Amorpher künstlicher Magnetit. Reines, durch Calcination von Eisenoxyd (Fe_2O_3) hergestelltes Fe_3O_4 ist mir in freundlicher Weise von Hrn. Prof. P. Weiss zur Verfügung gestellt worden. Es war dasselbe Stück, welches Weiss zu seinen magnetischen Beobachtungen benutzt hatte. Der Sättigungswert der Magnetisierung ist nach seinen Angaben ¹⁾ 476,5 C.G.S. Das Stück wurde zu einem Scheibchen geschliffen und mit einer allerdings matten Politur versehen. Von einer regelmäßigen Orientierung des Spiegels konnte keine Rede sein, höchstens von einem kristallinen Kleingefüge. Trotzdem zeigte die erhaltene Dispersionskurve ganz den gleichen Charakter wie an einer natürlichen Oktaederfläche. Die Resultate der Messungen sind in Tab. 7 zusammengestellt.

1) P. Weiss, Journ. de Phys. (4) 9. p. 373. 1910.

Tabelle 7.

 $\varepsilon = f(\lambda)$. Magnetit (gesättigt). $\Phi = 18,8$ kgs.

N	λ ($\mu\mu$)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta\varepsilon$
14	436	-28,4	-4,40'	$\pm 0,15 = \text{ca. } 3 \text{ } \%$
15	453	-23,7	-3,67	
15	477	-10,1	-1,56	
12	497	+ 3,4	+0,53	
15	510	+ 9,9	+1,53	
16	539	+20,1	+3,11	
12	565	+28,6	+4,43	
12	589	+31,0	+4,80	
12	610	+33,2	+5,14	
17	637	+31,5	+4,88	
16	688	+29,3	+4,54	$\pm 0,04 = \text{ca. } 0,9 \text{ } \%$

Fig. 6.

Wie aus Fig. 6 zu ersehen ist, nimmt die bei $436 \mu\mu$ negative Drehung mit wachsender Wellenlänge numerisch ziemlich rasch ab, geht in der Nähe von $492 \mu\mu$ durch Null, wird sodann positiv, erreicht bei $615 \mu\mu$ ein abgeflachtes Maximum und fällt schließlich langsam ab. Vergleicht man den Verlauf dieser Dispersionskurve mit derjenigen des natürlichen Magnetitkristalles, so zeigt sich, daß der allgemeine Charakter beider Kurven der gleiche ist; nur der Nullpunkt und das Maximum sind jetzt um etwa $30\text{--}40 \mu\mu$ nach größeren Wellenlängen verschoben.

B. Legierungen.

§ 9. *Nickeleisen* mit 36 Proz. Nickel, auch „Invar“ genannt (von der Société de Commentry-Fourchambault) hat bekanntlich einen unmerklich kleinen Ausdehnungskoeffizienten, ist stark ferromagnetisch und zeigt deutlich den Kerr-Effekt. Die Drehung erfolgt im ganzen untersuchten Spektralbezirke im *negativen* Sinne und ändert sich nur wenig mit der Wellenlänge (Tab. 8, Fig. 7).

Tabelle 8.

$s = f(\lambda)$. „Invar“ (gesättigt). $\Phi = 13,30$ kgs.

N	$\lambda (\mu\mu)$	Δ (mm)	s (Minuten)	δs
15	436	-74,4	-11,78'	$\pm 0,05' = 0,4 \%$
15	477	-78,8	-12,48	$\pm 0,06 = 0,5$
15	539	-83,5	-13,22	$\pm 0,06 = 0,4$
20	574	-86,3	-13,66	$\pm 0,03 = 0,2$
15	599	-86,8	-13,74	$\pm 0,05 = 0,3$
15	637	-86,7	-13,72	$\pm 0,07 = 0,5$
15	688	-86,2	-13,54	$\pm 0,06 = 0,4$

Fig. 7.

Die Dispersionskurve, die tief unter der Nulllinie verläuft, nimmt mit wachsender Wellenlänge etwas zu, erreicht ein flaches numerisches Maximum im Orange, um sich dann nur wenig der Nulllinie zu nähern. Die Kurve Footes verläuft ebenso.

Nickeleisen mit 25,4 Proz. Ni (von Friedr. Krupp), dessen magnetische Eigenschaften von Hilpert und Colver-Glauert¹⁾ untersucht worden sind, ist bei Zimmertemperatur so gut wie unmagnetisch, sofern es nicht abgeschreckt bzw.

1) S. Hilpert u. E. Colver-Glauert, Zeitschr. f. Elektrochemie 17. p. 750. 1911.

tief abgekühlt wurde. Nichtdestoweniger zeigt es einen deutlichen Kerr-Effekt. Der Sinn der Drehung ist im ganzen sichtbaren Spektrum negativ. Die Dispersionskurve hat einen ähnlichen Verlauf wie die des Invars. Ganz ähnlich verhält sich in magnetooptischer Hinsicht der Stahl mit 27 Proz. Ni, der ebenfalls bei Zimmertemperatur fast ganz unmagnetisch erscheint. Der Sinn der Drehung ist hier wieder negativ im ganzen sichtbaren Spektrum. Ihr absoluter Wert ist sogar größer als im Falle des ziemlich stark magnetischen Invars. Die Gestalt der Dispersionskurve ist derjenigen des 25,4 proz. Nickelstahles sehr ähnlich. Die Drehung ändert sich nur etwas weniger mit der Wellenlänge.

Die Ergebnisse der auf beide Nickelstahle sich beziehenden Messungen der Drehung als Funktion der Wellenlänge sind in Tab. 9 und 10, sowie in Fig. 8 zusammengefaßt.

Tabelle 9.

$\varepsilon = f(\lambda)$. Fe-Ni 27 % (ungesättigt). $\mathfrak{H} = 14,4$ kgs.

N	λ ($\mu\mu$)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta\varepsilon$
15	436	— 88,2	— 13,67'	$\pm 0,13 = \text{ca. } 0,9 \%$
10	453	— 89,6	— 13,88	
10	477	— 94,6	— 14,66	
10	510	— 99,5	— 15,42	
10	565	— 105,0	— 16,27	
10	589	— 106,1	— 16,45	$\pm 0,04 = \text{ca. } 0,3 \%$
10	637	— 104,5	— 16,19	
10	688	— 104,9	— 16,25	

Tabelle 10.

$\varepsilon = f(\lambda)$. Fe-Ni 25,4 % (ungesättigt). $\mathfrak{H} = 14,9$ kgs.

N	λ ($\mu\mu$)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta\varepsilon$
10	436	— 68,6	— 10,63'	$\pm 0,08 = \text{ca. } 0,7 \%$
10	510	— 82,4	— 12,75	
10	589	— 92,0	— 14,32	$\pm 0,07 = \text{ca. } 0,5 \%$
10	637	— 96,1	— 14,89	
10	688	— 95,1	— 14,74

Fig. 8.

Metall-Legierung nach Heusler (von der chemischen Fabrik de Haën in Hannover-Seelze) setzt sich angeblich aus 61 Proz. Cu, 26 Proz. Mn und 13 Proz. Al zusammen.

Zwei gut polierte Spiegel sind an mehreren Stellen und in verschiedenen Teilen des Spektrums sorgfältig untersucht worden, erwiesen sich aber überall als magnetooptisch unwirksam. Der Kerr-Effekt kann demnach nur weniger als $0,3'$ betragen. Unlängst ist eine Mitteilung von Tokmatschew über die Legierung (58,9 Cu, 26,5 Mn, 14,6 Al) l. c. veröffentlicht, in welcher der Verfasser die Wahrscheinlichkeit eines meßbaren Effektes in der Nähe von 450μ erschließen zu können glaubt. Ich habe mit dieser Wellenlänge eine Reihe von Ablesungen durchgeführt, die aber keine Drehung zu erkennen gestatten. Auch Ingersoll fand l. c. weder im sichtbaren noch im ultraroten Spektrum einen merklichen Effekt. Dagegen will Foote im Rot eine geringe negative Drehung von $1'$ bis $3'$ beobachtet haben.

Das Auftreten des Kerr-Effektes im Nickelstahl, dessen Magnetisierung nach Angaben Hilberts äußerst niedrig zu bewerten ist, wirkt zunächst überraschend. Übrigens fand seinerzeit du Bois bereits ein ganz analoges Resultat für 12 proz. Manganstahl, dessen Permeabilität nur etwa 1,01 betrug.¹⁾ Der Wert der negativen Drehung variierte von Stelle zu Stelle eines hochpolierten Spiegels bzw. für verschiedene Flächen desselben Stückes und betrug bis zu ein Drittel der maximalen Drehung am Eisen. Dieses Verhalten wurde damals schon auf inhomogene Struktur zurückgeführt, wie sich auch

1) H. du Bois, Phil. Mag. (5) 29. p. 304. 1890.

aus dem mittels der damals wohl zuerst veröffentlichten Ätzmethode ausgeführten metallographischen Befunde ergab. Diese Ergebnisse, wie auch das entgegengesetzte Verhalten der Heuslerschen Legierung, mögen für die Kenntnis der Legierungen und die Metallographie ein gewisses Interesse bieten. Die physikalische Interpretierung stößt aber auf große Schwierigkeiten, da die Stetigkeit und Homogenität der Substanz ja für gewöhnlich stets stillschweigende Voraussetzung bildet. Die flüchtige Betrachtung einer solchen Ätzfigur, wie sie du Bois 1889 bei einer Legierung anwandte, genügt aber, um deren Nichterfüllung in solchen Fällen vor Augen zu führen.

II. Sättigungskurven.

§ 10. In Anbetracht der von du Bois an Ellipsoiden aus Stahl, Eisen, Kobalt und Nickel gesammelten Erfahrungen muß man die Proportionalität zwischen ε und $\S$ für die genannten Substanzen annehmen; man ist dann imstande, auf Grund der magnetooptischen Untersuchung allein die Größenordnung für die maximale Magnetisierung festzustellen. Nach du Bois¹⁾ ergibt nämlich im Falle einer unbegrenzten *homogenen* Platte, deren Magnetisierung *gleichförmig* nach der Normalen erfolgt, die Abszisse x des Schnittpunktes der Geraden $\varepsilon = K\S = K\S/4\pi$ und der Asymptote $\varepsilon = \text{const.}$ ohne weiteres den Wert $4\pi\S_m$. Freilich muß das zur Feldmessung benutzte dünne Glasetalon im Lichtbündel ein normales Feld messen, das der Induktion innerhalb des Spiegelmetalles wegen der normalen Kontinuität gleich bleibt.

Ich werde im folgenden die Resultate der experimentellen Bestimmung der Gestalt dieser Funktion $\varepsilon = F(\S)$ für die aktiv befundenen Körper der Reihe nach wiedergeben.

§ 11. *Cupriferrit*. Der Spiegel war von der Form eines 7 mm hohen und 12—14 mm langen an einem Ende unregelmäßig abgebrochenen Parallelepiped. Die vordere geschliffene Fläche ragte etwa 5 mm vor, die hintere lehnte sich direkt an

1) H. du Bois, Wied. Ann. **31**. p. 952. 1887; Phil. Mag. (5) **29**. p. 301. 1890.

die Polspitze. Bezüglich der näheren Charakteristik der spiegelnden Fläche vgl. § 6. Die konisch durchbohrte Polspitze (VI) hatte einen Kegelwinkel von 55—57°. Die Bohrung hatte an der dem Spiegel abgewandten Seite einen Durchmesser von 6,3 mm, an der dem Spiegel zugewandten nur 3,6 mm. Die Entfernung der Polspitze vom Spiegel betrug nur etwa 2 mm.

Tabelle 11.

$$\varepsilon = F(\xi). \text{ Cupriferrit. } \lambda = 477 \mu\mu.$$

N	ξ (kgs)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
40	0,93	+ 5,3	+ 0,85'	$\pm 0,02' = 2\%$
22	2,25	+ 8,4	+ 1,34	$\pm 0,04 = 3$
59	4,47	+ 9,7	+ 1,56	$\pm 0,03 = 2$
31	7,19	+ 10,2	+ 1,63	$\pm 0,03 = 2$
20	9,32	+ 10,4	+ 1,66	$\pm 0,03 = 2$
48	10,15	+ 11,1	+ 1,75	$\pm 0,05 = 3$

Fig. 9.

Wie aus Fig. 9 zu ersehen ist, steigt die Drehung anfangs der Feldstärke proportional, erreicht jedoch bald einen Maximalwert ε_m und bleibt dann fast unverändert. Es ergibt sich für $\lambda = 477 \mu\mu$

$$\varepsilon_m = + 1,75', \quad \frac{x}{4\pi} = 140 \text{ C.G.S.}$$

Natürlicher Magnetit (etwa 7 mm große Oktaederfläche, vgl. § 6). Gestalt und Entfernung der durchbohrten Polspitze wie oben.

Tabelle 12.

 $\varepsilon = F(\xi)$. Natürlicher Magnetit. $\lambda = 574 \mu\mu$.

N	ξ (kgs)	Δ (mm)	ε (Minuten)	δs
15	2,10	+12,9	+2,07'	$\pm 0,04' = 2 \%$
15	3,40	+21,3	+3,37	$\pm 0,05 = 1,5$
15	5,87	+28,7	+4,54	$\pm 0,07 = 1,5$
15	8,87	+28,0	+4,43	$\pm 0,05 = 1$
15	10,82	+28,9	+4,57	$\pm 0,06 = 1$
30	11,56	+28,2	+4,45	$\pm 0,02 = 0,4$

Fig. 10.

Es ergibt sich aus Tab. 12 und Fig. 10 für $\lambda = 574 \mu\mu$

$$\varepsilon_m = +4,55', \quad \frac{x}{4x} = 360 \text{ C.G.S.}$$

Letzteres stimmt mit dem von du Bois¹⁾ an demselben Kristall erhaltenen Werte (350) gut überein. Foote fand 290 C.G.S.

Die magnetischen Eigenschaften der Magnetitkristalle sind unlängst von Quittner nach dem Vorgange von Weiss systematisch untersucht worden. Da natürliche Magnetite von der schematischen Formel ($\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$) zuweilen etwas abweichen und der Einfluß hiervon sich schwerlich übersehen läßt, so habe ich an dem oben erwähnten (§ 8) von Weiss magnetisch untersuchten chemischen Produkt die Ermittlung der Drehung als Funktion von ξ wiederholt.

Künstlicher Magnetit. Die Messungen sind an demselben Spiegel ausgeführt worden, für den oben die Dispersion an-

1) H. du Bois, l. c. p. 38.

gegeben worden ist; er hatte die Form einer ziemlich unregelmäßig umrandeten runden Scheibe ($8,5 \times 11$ mm); die spiegelnde Fläche zeigte viele Risse und Poren. Gestalt und Entfernung der durchbohrten Polspitze wie oben. Nach Weiss¹⁾ ist der Sättigungswert der Magnetisierung dieses Magnetits

$$\mathfrak{S}_m = 476,5 \text{ C.G.S.}$$

Die erste Messungsreihe habe ich mit $\lambda = 589 \mu\mu$ ausgeführt. In diesem Spektralbereiche sind die Drehungen nach dem Vorigen *positiv*. Aus den in Tab. 13 (Fig. 11) angeführten Zahlen findet man

$$\varepsilon_m = +4,7', \quad \frac{x}{4\pi} = 370 \text{ C.G.S.}$$

Tabelle 13.

$\varepsilon = F(\xi)$. Magnetit (Weiss). $\lambda = 589 \mu\mu$.

N	ξ (kgs)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
12	0,9	+ 4,64	+0,72'	$\pm 0,04' = \text{ca. } 6 \%$
12	2,2	+14,0	+2,17	$\pm 0,06 = \text{,, } 2,7$
15	3,2	+20,8	+3,22	$\pm 0,04 = \text{,, } 1,3$
15	5,0	+27,0	+4,18	$\pm 0,09 = \text{,, } 2$
10	7,3	+30,7	+4,75	$\pm 0,05 = \text{,, } 1$
15	9,0	+30,4	+4,71	$\pm 0,04 = \text{,, } 1$
12	11,4	+30,5	+4,72	$\pm 0,05 = \text{,, } 1$
14	17,0	+30,5	+4,72	$\pm 0,05 = \text{,, } 1$

Fig. 11.

1) P. Weiss, Journ. de Phys. (3) 5. p. 435. 1896; (4) 9. p. 373. 1910. V. Quittner, Diss. Zürich 1908.

Dieser Wert stimmt ziemlich gut mit dem für natürlichen Magnetit im Vorigen ermittelten, aber nicht mit den Messungen, welche ich im Bereiche *negativer* Drehungen ausgeführt habe. Diese ergaben folgende in Tab. 14 (Fig. 12) enthaltene Zahlen.

Tabelle 14.

 $\varepsilon = F(\xi)$. Magnetit (Weiss). $\lambda = 436 \mu\mu$.

N	ξ (kgs)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
19	1,15	- 6,7	-1,03'	$\pm 0,05' = \text{ca. } 5 \%$
14	2,1	-11,9	-1,81	$\pm 0,05 = \text{,, } 3$
17	3,1	-15,9	-2,46	$\pm 0,14 = \text{,, } 5$
18	5,3	-24,4	-3,79	$\pm 0,18 = \text{,, } 5$
15	7,4	-28,3	-4,38	$\pm 0,13 = \text{,, } 3$
12	10,7	-29,3	-4,54	$\pm 0,14 = \text{,, } 3$
11	13,2	-30,9	-4,79	$\pm 0,09 = \text{,, } 2$
15	18,7	-29,8	-4,61	$\pm 0,07 = \text{,, } 1,5$

Fig. 12.

Es ergibt sich daher für $\lambda = 436 \mu\mu$

$$\varepsilon_m = -4,7', \quad \frac{x}{4\pi} = 450 \text{ C.G.S.}$$

Dieser Wert stimmt mit dem Weiss'schen etwas besser überein. Freilich war der Spiegel zwischen den beiden Messungsreihen entfernt worden, so daß eine gleiche Lage nicht gewährleistet war.

„Invar“ (eine kreisrunde Scheibe von 8 mm Durchmesser). Der Spiegel ragte etwa 3 mm vor; die Entfernung der durchbohrten Polspitze war ca. 2 mm, ihre Form wie oben. Es ergibt sich aus der Tab. 15 (Fig. 13):

Tabelle 15.

 $\varepsilon = F(\xi)$. „Invar“. $\lambda = 574 \mu\mu$.

N	ξ (kgs)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
31	0,54	- 6,5	- 1,02'	$\pm 0,02' = 2,0 \%$
15	1,80	- 23,2	- 3,67	$\pm 0,02 = 0,5$
15	3,20	- 39,0	- 6,17	$\pm 0,03 = 0,5$
15	6,32	- 69,7	- 11,03	$\pm 0,05 = 0,4$
15	10,37	- 84,5	- 13,36	$\pm 0,03 = 0,2$
15	12,60	- 86,6	- 13,70	$\pm 0,02 = 0,1$
20	13,30	- 86,3	- 13,66	$\pm 0,03 = 0,2$
15	14,51	- 86,2	- 13,65	$\pm 0,03 = 0,2$

Fig. 13.

Für $\lambda = 574 \mu\mu$ ist

$$\varepsilon_m = - 13,65', \quad \frac{x}{4\pi} = 530 \text{ C.G.S.}$$

Dieser 36 Proz. Ni enthaltende Stahl ist auch wirklich ziemlich stark ferromagnetisch. Seine Magnetisierung ist jedoch — soviel mir bekannt ist — bis jetzt noch nicht gemessen worden. Gar nicht, oder fast gar nicht ferromagnetisch sind dagegen bei Zimmertemperatur die anderen mir von Hrn. Hilpert freundlichst zur Verfügung gestellten Nickelstähle.

Nickelstahl mit 25,4 Proz. Ni. Der Spiegel hatte die Gestalt einer kreisrunden Scheibe von etwa 25 mm Durch-

messer und 2 mm Dicke. Die Entfernung der Polspitze (VI) vom Spiegel war etwa 1 mm.

Die Gestalt der Funktion $F(\mathfrak{H})$ ist durch die in Tab. 16 enthaltenen Zahlen bestimmt.

Tabelle 16.

$\varepsilon = F(\mathfrak{H})$. Fe-Ni 25,4 Proz. $\lambda = 589 \mu\mu$.

N	$\mathfrak{H}$ (kgs)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
10	3,0	-18,0	- 2,80'	$\pm 0,03' = \text{ca. } 1,0 \%$
10	5,9	-36,1	- 5,60	$\pm 0,05 = \text{,, } 0,8$
10	10,5	-64,9	-10,06	$\pm 0,06 = \text{,, } 0,6$
10	13,0	-80,9	-12,50	$\pm 0,06 = \text{,, } 0,5$
10	16,8	-102,7	-15,92	$\pm 0,09 = \text{,, } 0,5$

Wie ersichtlich, steigt die negative Drehung mit der Feldstärke proportional an. Bis etwa 17 kgs ist noch kaum eine deutliche Spur von Sättigung zu bemerken.

Nickelstahl mit 27 Proz. Ni. Der Spiegel war eine kreisrunde Scheibe von 6 mm Durchmesser. Sonst waren alle Versuchsbedingungen wie oben. Die Resultate sind in Tab. 17 enthalten.

Tabelle 17.

$\varepsilon = F(\mathfrak{H})$. Fe-Ni 27 Proz. $\lambda = 589 \mu\mu$.

N	$\mathfrak{H}$ (kgs)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
15	0,5	- 4,3	- 0,66'	$\pm 0,05' = \text{ca. } 8 \%$
12	2,9	- 23,2	- 3,59	$\pm 0,04 = \text{,, } 1$
15	5,9	- 45,5	- 7,05	$\pm 0,07 = \text{,, } 1$
10	10,4	- 80,1	-12,41	$\pm 0,06 = \text{,, } 1$
10	12,7	- 95,4	-14,78	$\pm 0,19 = \text{,, } 1$
10	16,3	-111,6	-17,29	$\pm 0,09 = \text{,, } 0,5$

Bis etwa 10,5 kgs steigt die Drehung dem Feld proportional. Im Bereiche höherer Felder wird die Tendenz nach einem Sättigungszustande bemerkbar. Bis 17 kgs wird dieser aber noch nicht erreicht.

§ 12. Zur Erläuterung obiger bei Verbindungen und Legierungen auftretender Widersprüche muß folgendes hervor-

gehoben werden. Auf Grund der Untersuchung der Mikrostruktur des Magnetits sieht sich Mügge¹⁾ zu der Annahme genötigt, „daß der Magnetit eine feste Lösung von Fe_2O_3 in regulärem FeO vorstellt, die aber in langsamer Entmischung und weiterer Oxydation der Entmischungskomponente FeO begriffen ist.“ . . . „Die Struktur des Magnetits würde demnach etwa zu vergleichen sein mit der der sogen. anomalen Mischkristalle, etwa der leicht sich trübenden Eisensalmiakkristalle. Beides sind etwa grob disperse und zwar kristalline Systeme und die völlige Undurchsichtigkeit des natürlichen Magnetits mag mit seiner *Inhomogenität* zusammenhängen (mehr Trübheit sein).“

Demnach wären die der du Boisschen Schlußweise zugrunde liegenden Voraussetzungen der physikalischen und chemischen Homogenität auch im Falle des natürlichen Magnetits kaum als erfüllt zu betrachten. Es muß auch der Umstand in Betracht gezogen werden, daß für die optische Erscheinung (Drehung) die dicht an der spiegelnden Fläche herrschende Magnetisierung maßgebend sein wird. Diese wird aber auch durch die Unvollkommenheit des Spiegels beeinflusst. Die nicht zu vermeidenden Risse und Poren an der Oberfläche des Spiegels tragen zu einer unregelmäßigen Verteilung bei und werden den Wert von x verringern. Wie schon an anderer Stelle hervorgehoben wurde, waren die untersuchten Flächen auch in dieser Beziehung nicht einwandsfrei.

Was die Nickelstahle anbetrifft, so sind — wie aus der Untersuchung von Hilpert und Colver-Glauert (l. c), insbesondere aus den Ätzfiguren hervorgeht — die hochpolierten Flächen auch sicher keineswegs als homogen zu betrachten. Außerdem ist es nicht ausgeschlossen, daß man die unerwartet hohen Werte der Magnetisierung auf eine magnetische Modifikation der polierten Fläche wird zurückführen müssen.

§ 13. Einwandsfreier wäre in dieser Beziehung demnach schon der Vergleich des direkt und des magnetooptisch ermittelten Sättigungswertes, falls beide Messungen an einem und demselben Stücke eines reinen Metalles ausgeführt worden

1) O. Mügge, N. Jahrb. f. Mineral. usw. Beilage 32. p. 533. 1911.

wären. Aus diesem Grunde habe ich auch einige Messungsreihen vorgenommen mit Spiegeln aus

Nickelmetall. Die an einem der Sammlung des Bosscha-Laboratoriums angehörenden angeblich 99 Proz. Ni enthaltenen Nickelspiegel (kreisrunde Scheibe von etwa 18 mm Durchmesser) ausgeführten Messungen ergaben folgende Resultate (Tab. 18, Fig. 14).

Tabelle 18.

$$\varepsilon = F(\mathfrak{H}). \quad \text{Nickel (B.-L.).} \quad \lambda = 477 \mu\mu.$$

N	$\mathfrak{H}$ (kgs)	A (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
15	1,07	- 9,7	-1,53'	$\pm 0,03' = \text{ca. } 2 \text{ } \%$
15	3,16	-25,1	-3,97	$\pm 0,07 = \text{,, } 1,7$
15	4,99	-40,7	-6,44	$\pm 0,07 = \text{,, } 1$
15	6,20	-49,6	-7,85	$\pm 0,07 = \text{,, } 0,9$
15	10,4	-56,3	-8,91	$\pm 0,09 = \text{,, } 1$
15	12,8	-56,2	-8,90	$\pm 0,09 = \text{,, } 1$
20	13,6	-56,1	-8,88	$\pm 0,08 = \text{,, } 0,9$

Fig. 14.

Also für $\lambda = 477 \mu\mu$

$$\varepsilon_m = -8,9', \quad \frac{x}{4\pi} = 550 \text{ C.G.S.}$$

Dagegen fand Foote (l. c.) 600 C.G.S. Auf Grund direkter magnetischer Messungen gibt Weiss für seine Nickelprobe bei 18° l. c.

$$\mathfrak{H}_m = 479,0 \text{ C.G.S.}$$

Reinnickel. Ich habe daher mit dem mir von Prof. Weiss zur Verfügung gestellten Stücke Nickel (von Merck) meine Messungen wiederholt.

Der Spiegel hatte die Gestalt eines etwa 6 mm langen, 3 mm breiten Rechtecks von nicht ganz regelmäßiger Form. Er war demnach klein genug, um Zweifel darüber entstehen zu lassen, inwiefern die Resultate noch interpretierbar bleiben. Die Konfiguration des Feldes dicht an der Oberfläche des Spiegels wird sowohl durch die äußere und innere Form der durchbohrten Polspitze, wie auch durch ihre Entfernung vom Spiegel mit beeinflußt.

Erste Messung: Die Stirnfläche der Polspitze (V) war kreisförmig, der Durchmesser etwa 5 mm; die Bohrung war rechteckig, etwa 2,5 mm breit und 4 mm hoch, die Entfernung vom Spiegel betrug nur etwa 1,5 mm. Die Resultate sind in Tab. 19, Fig. 15 zusammengestellt.

Tabelle 19.

$$\varepsilon = F(\S). \text{ Nickel (Weiss) I. } \lambda = 589 \mu\mu.$$

<i>N</i>	$\S$ (kgs)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
5	1,5	— 9,4	— 1,46'	$\pm 0,09' = \text{ca. } 6 \%$
10	2,7	— 16,4	— 2,54	$\pm 0,08 = \text{,, } 3$
7	3,8	— 22,6	— 3,50	$\pm 0,1 = \text{,, } 3$
10	5,5	— 32,3	— 5,02	$\pm 0,1 = \text{,, } 2,5$
10	6,9	— 40,6	— 6,30	$\pm 0,1 = \text{,, } 1,5$
11	8,7	— 47,7	— 7,39	$\pm 0,1 = \text{,, } 1,3$
10	13,1	— 50,5	— 7,82	$\pm 0,08 = \text{,, } 1$
10	15,3	— 50,7	— 7,85	$\pm 0,15 = \text{,, } 2$
10	16,1	— 50,1	— 7,75	$\pm 0,15 = \text{,, } 2$
10	16,9	— 50,3	— 7,79	$\pm 0,1 = \text{,, } 1,3$

Für $\lambda = 589 \mu\mu$ ergibt sich

$$\varepsilon_m = -7,8', \quad \frac{x}{4\pi} = 640 \text{ C.G.S.}$$

Zweite Messung: Es sind hierbei dieselben konisch durchbohrten Polspitzen (VI) verwendet worden, die bei der Untersuchung der Nickelstahle benutzt waren.

Fig. 15.

Die Resultate sind in Tab. 20 und Fig. 16 angegeben.

Tabelle 20.

$\varepsilon = F(H)$. Nickel (Weiss) II. $\lambda = 589 \mu\mu$.

N	H (kgs)	Δ (mm)	ε (Minuten)	$\delta \varepsilon$
12	1,49	-10,5	-1,62'	$\pm 0,03' = \text{ca. } 2 \%$
13	2,97	-20,3	-3,14	$\pm 0,06 = \text{,, } 2$
12	4,6	-31,1	-4,82	$\pm 0,04 = \text{,, } 0,8$
15	7,2	-44,3	-6,86	$\pm 0,06 = \text{,, } 0,8$
13	11,5	-52,9	-8,20	$\pm 0,07 = \text{,, } 0,4$
14	17,3	-58,3	-9,02	$\pm 0,05 = \text{,, } 0,6$
11	19,7	-58,2	-9,02	$\pm 0,04 = \text{,, } 0,5$
10	21,0	-58,4	-9,05	$\pm 0,07 = \text{,, } 0,8$

Fig. 16.

Für $\lambda = 589 \mu\mu$ ist hier

$$\varepsilon_m = -9,0', \quad \frac{x}{4\pi} = 640 \text{ C.G.S.}$$

Die übereinstimmenden Ergebnisse beider magnetooptischer Bestimmungen führen demnach zu einem Wert für $x/4\pi$, welcher den von Weiss direkt ermittelten Sättigungswert um etwa 33 Proz. übersteigt. Inwiefern jedoch hierbei die infolge der unregelmäßigen Gestalt und der Dimensionen des Spiegels auftretenden Abweichungen von der vorausgesetzten Konfiguration die Sättigungskurve beeinflussen, läßt sich ohne weiteres nicht übersehen; ein Urteil darüber ließe sich wohl erst auf Grund ziemlich langwieriger Orientierungsversuche gewinnen. Die in Abschnitt II beschriebenen Messungen im Sättigungsbereich sind daher nur als schwer zu interpretierende Vorversuche zu betrachten, welche ich äußerer Umstände wegen leider abbrechen genötigt war.

§ 14. Zum Schluß mag noch der negative Befund bezüglich der magnetooptischen Wirkung des *Mangans* und des *Chromoxyds* erwähnt werden. Bei einer ferromagnetischen Probe des Mangans, welche mir Hr. Prof. Weiss freundlichst zur Verfügung stellte, war zuvor von Weiss und Kamerlingh Onnes eine spezifische Magnetisierung bis zu etwa 2,5 C.G.S. gefunden.¹⁾ In bezug auf den Kerr-Effekt ergab sich, daß die Drehung keinesfalls größer als $0,35'$ sein kann.

Auch bei dem zweifellos ferromagnetischen schwarzen *Chromoxyd* [$\text{Cr}_5\text{O}_9 = \text{CrO}_3(2\text{Cr}_2\text{O}_3)$], das mir in liebenswürdiger Weise von Hrn. Dr. Koppel überlassen wurde, war es unmöglich, eine Drehung nachzuweisen.

Für die Beschaffung der zu dieser Arbeit erforderlichen Apparate und des Beobachtungsmaterials sei es mir gestattet, an dieser Stelle den Herren Prof. H. du Bois, Geh. Rat Prof. Liebisch, Prof. P. Weiss, Privatdozent Dr. S. Hilpert und Dr. Koppel meinen besten Dank auszusprechen.

1) P. Weiss u. H. Kamerlingh Onnes, Versl. Kon. Akad. Wet. Amst. 18. p. 776. 1910. Zu dem gleichen negativen Ergebnis betreffs des Kundt-Effektes gelangte H. Behrens, Diss. Münster i. W. 1908.