

Universitäts- und Landesbibliothek Tirol

Encyklopaedie der Naturwissenschaften

Elektricität und Magnetismus

Winkelman, Adolph August

Breslau, 1895

Magnetismus der verschiedenen Körper

stimmen experimentelle Resultate von ROWLAND¹⁾ und v. WALTENHOFEN²⁾ recht gut überein. Das Maximum von T für die Gewichtseinheit ist ebenfalls mehrfach, jedoch nicht übereinstimmend ermittelt worden; z. B. fand SIEMENS³⁾ das rund 400fache Gewicht.

Was dagegen die Beziehung zwischen T und J betrifft, so herrscht unter den Beobachtern, die überdies meist gar nicht J , sondern nur die Stärke des magnetisirenden Stromes ermittelt und angegeben haben, keine Uebereinstimmung. Während einige in Bestätigung der STEFAN'schen Formeln J^2 , finden andere, z. B. noch neuerdings SIEMENS⁴⁾, J selbst für T maassgebend, und letzterer findet dies auch mit seinen theoretischen Vorstellungen in Uebereinstimmung, noch andere, wie WASSMUTH⁵⁾, finden keines der beiden Gesetze gültig, sondern eine weit complicirtere Beziehung. Dabei leisten Systeme, welche durch die Anker geschlossen werden, naturgemäss mehr als andere. Auch mit der Berührungsfläche ist T nicht einfach proportional, am ehesten noch bei sehr kräftiger Magnetisirung, was erklärlich ist, da die von STEFAN angenommene, gleichförmige Vertheilung über die Fläche bei starker Magnetisirung annähernder als bei schwacher erreicht ist⁶⁾.

F. AUERBACH.

Magnetismus der verschiedenen Körper.

Uebersicht. Das Eisen ist im Hinblick auf die magnetischen Erscheinungen zwar weitaus der wichtigste aller Stoffe, der magnetischen Eigenschaft sind aber, wie sich im Laufe der Zeit herausgestellt hat, auch die anderen Stoffe mehr oder weniger fähig, und einige von ihnen stehen dem Eisen nur wenig oder gar nicht nach, während andererseits auch unter den verschiedenen Sorten des Eisens und insbesondere zwischen Eisen und Stahl grosse quantitative und qualitative Unterschiede bestehen. Diesen specifischen Eigenthümlichkeiten der Stoffe ist das vorliegende Kapitel gewidmet. Es lässt sich für dasselbe eine Gliederung in folgender Weise vornehmen. Es hat sich nämlich herausgestellt, dass der Zustand, in den die Körper gelangen können, nicht schlechthin magnetisch genannt werden darf, sondern dass dabei ein akuter Gegensatz auftritt, indem sich manche Stoffe gerade umgekehrt wie die übrigen verhalten; man unterscheidet demgemäss zwischen paramagnetischen (oder kurz magnetischen) und diamagnetischen Stoffen. Ferner ist schon aus den Grundlagen des vorigen Artikels klar, dass die Erscheinungen, welche kräftig magnetisirbare und nur schwach magnetisirbare Stoffe darbieten, nicht nur quantitativ, sondern auch qualitativ verschieden ausfallen werden, indem alle secundären Erscheinungen, wie die innere Induction, die Nachwirkung, die Remanenz, bei jenen von entscheidender Wichtigkeit sind, bei diesen aber so gut wie gänzlich fehlen; man muss daher auch zwischen stark-

¹⁾ ROWLAND, Phil. Mag. (4) 46, pag. 140. 1873.

²⁾ v. WALTENHOFEN, POGG. Ann. 142, pag. 252. 1871.

³⁾ SIEMENS, WIED. Ann. 14, pag. 640. 1881; Wiss. Abh., pag. 334.

⁴⁾ SIEMENS, WIED. Ann. 14, pag. 640. 1881; Wiss. Abh., pag. 334.

⁵⁾ WASSMUTH, Wien. Ber. 85 (2), pag. 327. 1882.

⁶⁾ Weitere Literatur: LENZ und JACOBI, DUB (Elektromagnetismus), TYNDALL, JOULE, DU MONCEL, RICHIE, FECHNER, POGGENDORFF, HAECKER u. A. m.

magnetischen und schwach-magnetischen Stoffen unterscheiden. Hiernach würden sich vier Klassen von Stoffen ergeben, wenn nicht thatsächlich die eine von ihnen in der Natur fehlte und auch künstlich bisher noch nicht hergestellt worden wäre, nämlich die Klasse der stark diamagnetischen Stoffe. Ferner zeigen die schwach-magnetischen und die schwach-diamagnetischen Stoffe, eben wegen der Schwäche ihrer Eigenschaften ein, abgesehen von der Gegensätzlichkeit ganz analoges Verhalten, sodass kein Grund vorliegt, sie getrennt zu behandeln. Eher führt die experimentelle Verschiedenheit zu einer getrennten Behandlung der festen, flüssigen und gasförmigen schwach-magnetischen Körper. Endlich ist zu beachten, dass bei diesen Erörterungen bisher ebenso wie im vorigen Artikel immer stillschweigend angenommen worden ist, dass es sich um isotrope Körper handelt; es ist also schliesslich ein Abschnitt über den Krystall-Magnetismus hinzuzufügen. Uebrigens ist es verständlich, dass es auf einem Gebiete wie dem vorliegenden, wo es sich um unzählige verschiedene Stoffe handelt, das Material ein besonders ausgedehntes ist, und es kann daher hier nur das Wichtigste Berücksichtigung finden.

Ferromagnetismus.

Für den Inbegriff der Erscheinungen, welche stark-magnetisierbare Stoffe darbieten, hat DU BOIS¹⁾ den sehr zweckmässigen Namen Ferromagnetismus vorgeschlagen, der bis dahin vielfach, z. B. von W. THOMSON, in weiterem Sinne gebraucht worden war; im Princip lässt sich natürlich keine untere Grenze für das, was man noch Ferromagnetismus nennen soll, angeben; die thatsächlichen Verhältnisse aber lehren, dass zu der genannten Gruppe nur sehr wenige Stoffe gehören, nämlich Eisen, Nickel und Kobalt, die unter dem Namen Stahl bekannten kohlenhaltigen Eisensorten und diejenige Verbindung des Eisens, welche als Magnet-eisenstein zuerst zur Entdeckung der magnetischen Erscheinungen geführt hat.

Eisen und Stahl. Die verschiedenen Eisen- und Stahlsorten unterscheiden sich, von weniger wichtigen Umständen abgesehen, in chemischer und in physikalischer Hinsicht: in jener, insofern sie einen geringeren oder grösseren Betrag von Kohlenstoff enthalten, der bei Schmiedeeisen sehr gering ist, bei den Stahlsorten $\frac{1}{2}$ bis $1\frac{1}{2}\%$, bei Gusseisen 2—3% und bei Spiegeleisen bis zu 5% ausmacht; in dieser Hinsicht, insofern sie verschiedene Härte besitzen, vom weichsten Schmiedeeisen an bis zum glasharten Stahl. Ueber die Beziehung zwischen diesen beiden Eigenschaften und dem magnetischen Verhalten hatte man bis vor kurzem die folgende einfache und allgemein bekannt gewordene Vorstellung, die man aus dem zahlreichen, sich zum Theil freilich stark widersprechenden Beobachtungsmaterial entnehmen zu können glaubte. Je weicher und kohleärmer das Eisen ist, desto stärkeren temporären Magnetismus nimmt es unter der Wirkung einer bestimmten Kraft an, desto geringeren Magnetismus bewahrt es aber nach dem Aufhören dieser Kraft; die beiden Grenzfälle sind also die des reinen, ganz weichen Eisens, welches stark magnetisch, dann aber wieder völlig unmagnetisch wird, und des glasharten Stahls, der einen verhältnissmässig nur geringen Magnetismus, diesen aber dauernd annimmt. Die Theorie der drehbaren Molekularmagnete und die Idee der Coërcitivkraft machen nicht nur beide Erscheinungen, sondern auch ihren inneren Zusammenhang verständlich. Auch ergeben sich dann zwanglos zahlreiche weitere für die verschiedenen Eisensorten charakteristische Erscheinungen, wie das schnellere oder langsamere Ansteigen des Magnetismus mit der Kraft, der frühere oder spätere Eintritt der Sättigung, die

¹⁾ DU BOIS, WIED. Ann. 46, pag. 485. 1892.

verschiedene Lage des Inflexionspunkts der Magnetisirungscurve u. s. w. Trotzdem muss diese ganze Vorstellung in ihrer einfachen Form als veraltet bezeichnet werden; sie behält zwar ihren Werth für viele Fälle der Praxis, z. B. für die Herstellung von Dauermagneten aus hartem Stahl und von vorübergehenden Magneten aus weichem Schmiedeeisen bei, den principiellen Verhältnissen wird sie aber in keiner Weise gerecht, und es kann daher unterbleiben, die zahlreichen Ergebnisse mitzuthellen, zu denen selbst die hervorragendsten Forscher auf diesem Gebiete, wie BARLOW, MÜLLER, DUB, WIEDEMANN, v. WALTENHOFEN, JAMIN, FROMME, RUTHS u. s. w. in älterer Zeit und noch bis vor kurzem gelangt sind; nur als Beispiele und für den ungefähren Anhalt mögen folgende Zahlen dienen:

1) nach J. MÜLLER¹⁾:

Sorte	temp. Magn.	reman. Magn.
Schmiedeeisen . . .	0.490	0
Gewalztes Eisen . .	0.474	0
Geglühter Stahl . .	0.404	3.5°
Angelassener Stahl .	0.393	7°
Harter Stahl	0.259	9°
Gusseisen	0.220	1°

Die temporären Zahlen sind relative, die remanenten Grade, zur Umrechnung diene, dass die Remanenz bei hartem Stahl 55% betrug. Je kleiner der temporäre, desto grösser ist, wie man sieht, der remanente Magnetismus, nur bei Gusseisen sind beide sehr klein.

2) Nach COULOMB²⁾; Verhältnisszahlen des maximalen remanenten Magnetismus für bei verschiedenen Temperaturen abgelöschten Stahl, der dann wieder angelassen, also erst immer härter, dann wieder immer weicher gemacht wurde:

Temperatur des bis	Ablöschens				Anlassens		
	875°	975°	1075°	1187°	267°	512°	1250°
Rem. Magn.	1	1.42	2.11	2.18	2.07	1.77	1.00

Die Wirkung des Ablöschens fängt also erst bei 875° an, durch Anlassen wird sie wieder aufgehoben.

3) nach G. WIEDEMANN³⁾ für verschiedene Kräfte, alles Relativzahlen (z. Thl. interpolirt):

Kraft		14.0	28.2	45.6	91.5
Temp. Magn.	Weiches Eisen . .	41.5	86.0	142.0	269.5
	Harter Stahl . . .	28.5	55.6	87.0	184.8
Stahl : Eisen		0.69	0.65	0.61	0.68

Kraft		7.4	20.8	52.3	99.1	130.0
Rem. Magn. (Nach mehrfacher Wiederholung)	Weiches Eisen . .	4.1	7.4	9.4	9.6	9.7
	Weicher Stahl . .	6.6	16.3	31.2	40.7	43.9
	Harter Stahl . . .	7.5	15.0	35.5	69.3	82.6

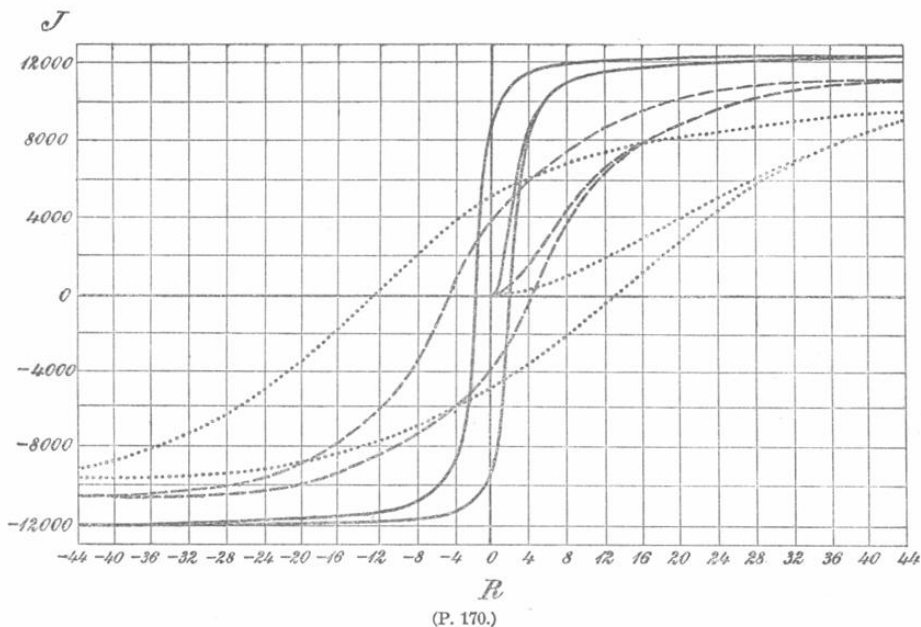
Beim Stahl ist also der temporäre Magnetismus kleiner und wächst auch relativ langsamer als beim Eisen, der remanente dagegen ist grösser und wächst auch viel stärker.

¹⁾ J. MÜLLER, POGG. Ann. 85, pag. 157. 1852.

²⁾ COULOMB, s. WIED. Galv. (3) 3, pag. 557.

³⁾ G. WIEDEMANN, POGG. Ann. 100, pag. 235. 1857, und 106, pag. 169. 1859.

Kehren wir nun zu unserer Hauptbetrachtung zurück. Die Gründe, welche die Einfachheit der obigen Vorstellungen über den Haufen werfen, sind zahlreich. Zunächst ist, wie wir aus dem vorigen Artikel wissen, die Form der Körper von grossem Einfluss auf ihre Magnetisirung, es ist also nicht erlaubt, Körper verschiedener Form, wie dies vielfach geschehen ist, mit einander zu vergleichen. Noch wesentlicher ist aber der Einfluss der Form auf die Remanenz, und es ist besonders hervorgehoben worden, dass derselbe Stoff, also z. B. genau dieselbe Eisensorte bei verschiedener Form einen sehr verschiedenen Bruchtheil ihres Magnetismus dauernd bewahrt; man muss eben unterscheiden zwischen demjenigen Werthe des remanenten Magnetismus, welcher auftritt, wenn keine entmagnetisirende Kraft nachwirkt, was bei Ringen



und langen dünnen Stäben der Fall ist, und den mehr oder weniger kleineren Werthen bei Schwächung durch eine entmagnetisirende Kraft. Wie gross diese Schwächung meist ist, geht am besten daraus hervor, dass man früher meist schlechtweg sagte, weiches Eisen zeige keinen oder nur ganz geringen remanenten Magnetismus, während z. B. die Tabelle auf pag. 172 erkennen lässt, dass er bei einem dünnen Drahte rund 80% des gesammten Magnetismus ausmacht. Dabei kommt ein weiterer Umstand sehr wesentlich in Betracht, nämlich die Art und Weise, wie das Eisen magnetisirt und wieder entmagnetisirt worden ist, und ob dieser Process einmal oder wiederholt stattgefunden hat. Am deutlichsten kann man alle diese Verhältnisse sich durch Betrachtung eines Kreisprocesses von der Art des in Fig. 168 dargestellten veranschaulichen. In Fig. 170 ist ein solcher für weiches Eisen (ausgezogen), hartgezogenes Eisen (gestrichelt) und harten Stahl (punktirt) neben einander verzeichnet. Wie man sieht, steigt allerdings die Curve beim Stahl nicht so schnell und nicht so hoch wie beim weichen Eisen, d. h. der Stahl wird langsamer und schwächer magnetisirt, aber auf dem Rückwege schneidet die Stählcure die Ordinatenaxe nicht in einem höheren, sondern in einem tieferen Punkte als die Eisencurve, d. h. der remanente Magnetismus des Stahls ist in diesem Falle kleiner als der des Eisens, und man

würde also zu einem völligen Gegensatze zu der früheren Anschauung gelangen, wenn man nicht durch weiteren Verfolg der Curve einsähe, wo die Versöhnung zu suchen ist. Die Eisencurve fällt nämlich links von der Ordinatenaxe sehr rasch, die Stahlcurve viel langsamer ab, und der Abscissenwerth, wo die negative Abscissenaxe geschnitten wird, also die »Coërcitivkraft« im quantitativen Sinne des Wortes (pag. 175) ist bei Stahl viel grösser als bei Eisen; mit anderen Worten: der remanente Magnetismus des Stahls ist beständiger als der des Eisens, er kann nur durch eine viel grössere Kraft zerstört werden. Man hat eben früher den Fehler gemacht, die Coercitivkraft durch den remanenten Magnetismus zu messen, während es doch zwei selbständige Grössen (Abschnitte der negativen Abscissenaxe und Abschnitt der positiven Ordinatenaxe) sind. — Das gehärtete Eisen nimmt in allen diesen Hinsichten eine gewisse Mittelstellung zwischen weichem Eisen und hartem Stahl ein. Zu besonderer Betrachtung bietet noch das erste Stück der Curve Anlass, welches zu dem eigentlichen Process nicht gehört, sondern die Magnetisirungscurve für »frisches« Material bedeutet. Gerade diese Curve ist je nach dem Härtegrade sehr verschieden gestaltet, das erste, langsam ansteigende Stück ist desto kürzer, je weicher das Eisen ist, die Curve steigt in Folge dessen bei weichem Eisen viel rascher an als bei hartem, und v. WALTENHOFEN¹⁾ hat sogar eine Methode und einen mehrfach vervollkommenen und vereinfachten Apparat vorgeschlagen, um durch Ausmessung dieser Curve den Härtegrad von Stahlsorten zu bestimmen.

Die Form der Eisenkörper bringt auch noch in anderer Weise eine nicht unwesentliche Verschiedenheit mit sich, nämlich in Bezug auf die Homogenität der gehärteten Eisenmasse. Das Härten wird bekanntlich entweder auf mechanischem Wege, z. B. durch Hämmern oder Strecken oder aber — ebenso wie das Weichmachen — auf thermischem Wege erzielt, indem der Körper erhitzt, bei einer bestimmten Temperatur abgelöscht, d. h. plötzlich abgekühlt wird, wodurch er hart wird, und dann eventuell wieder geglüht wird, wodurch er seine Härte wieder mehr oder weniger einbüsst. Fast alle diese Processe wirken aber von der Oberfläche des Körpers aus, erstrecken sich nur abgeschwächt in sein Inneres und geben also dünneren Körpern eine homogenere Umgestaltung als voluminösen Körpern, wie denn z. B. der Aehnlichkeitssatz von THOMSON (pag. 147) nach H. MEYER²⁾ BARUS u. A. für Stahl seine Gültigkeit verliert, was bei homogenem Material unverständlich wäre. Dabei spielt ferner in leicht begreiflicher Weise die Ablöschungs- resp. Anlassungstemperatur, die Höhe und Dauer des Glühens, Streckens u. s. w., die Häufigkeit der Wiederholung dieser Processe und noch mancher andere Umstand eine wichtige Rolle, sodass man die Complication dieses Problems einsieht und sich nicht wundern wird, wenn aus den meisten bezüglichen Experimentaluntersuchungen sichere und allgemeine Schlüsse nicht zu ziehen sind.

Eine der brauchbarsten und werthvollsten Arbeiten dieser Art ist jedenfalls die von BARUS und STROUHAL³⁾. Alle erwähnten Umstände wurden hierbei berücksichtigt, und die Härte der verschiedenen Drähte, die benutzt wurden, wurde durch ihren elektrischen Leitungswiderstand bestimmt, eine Methode, die, wie BARUS vorher gezeigt hatte, relativ sehr zuverlässig ist. Ein Theil der Ergebnisse

¹⁾ v. WALTENHOFEN, DINGL. Pol. Journ. 170, pag. 201. 1863; 217, pag. 357. 1875; 232, pag. 141. 1879.

²⁾ H. MEYER, WIED. Ann. 18, pag. 248. 1883.

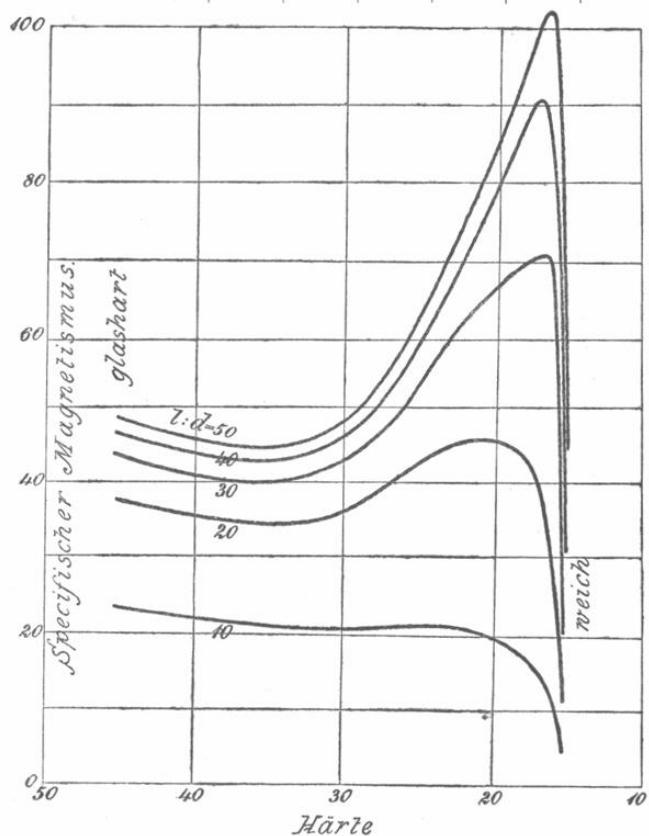
³⁾ BARUS u. STROUHAL, Bull. Un. States Geol. Surv. No. 14. 1885.

ist in der folgenden Tabelle zahlenmässig und in der ihr entsprechenden Fig. 171 graphisch dargestellt. Die erste Spalte der Tabelle giebt die Behandlung resp. den Zustand des Eisens an, die zweite die elektrisch bestimmte Härte, die folgenden den specifischen Magnetismus für 5 verschiedene, darüber stehende Dimensionsverhältnisse $l:d$ (Länge : Dicke).

Härtezustand	Härte	Specif. Magnetismus				
		10	20	30	40	50
Glashart	45.3	23.5	37.6	43.6	46.5	48.3
Angelassen 1 St. in Wasserdampf v. 100° . .	40.2	22.2	35.7	41.3	44.2	46.0
„ 3 „ „ „ „ „ . .	37.9	22.3	35.3	40.8	43.3	45.0
„ 6 „ „ „ „ „ . .	36.6	22.3	35.3	40.6	43.1	44.8
„ 10 „ „ „ „ „ . .	35.7	22.3	35.2	40.6	43.1	44.8
„ 20 Min. in Anilindampf v. 185° . .	30.2	20.8	36.0	42.9	46.2	48.3
„ 1 St. in „ „ „ . .	28.5	20.8	37.4	45.1	48.8	51.2
„ 3 „ „ „ „ „ . .	26.7	21.4	40.2	49.4	53.8	56.5
„ 7 „ „ „ „ „ . .	25.1	21.9	43.3	54.3	59.6	63.0
„ 13 „ „ „ „ „ . .	23.8	21.4	44.7	57.8	64.3	68.2
„ 10 Min. im Zinnbad v. 240° . .	23.0	21.0	45.2	59.3	66.5	70.9
„ 1 „ „ Bleibad „ 330° . .	19.5	19.3	45.8	67.0	80.4	87.3
„ 1 St. „ Zinkbad „ 420° . .	16.7	15.2	40.8	71.3	91.3	101.8
Weich	15.3	4.3	11.2	20.5	31.8	44.6

Wie man sieht, ist der Verlauf der Curven zwar, wenigstens theilweise, ein ähnlicher, einfach ist er aber durchaus nicht, es treten Maxima und Minima auf, und die den verschiedenen Dimensions-Verhältnissen entsprechenden Curven liegen so verschieden hoch, dass die Unvergleichbarkeit der Magnetismen verschiedener Härtegrade ohne Rücksicht auf die Dimensionen in die Augen springt.

Mit der zahlenmässigen Feststellung der verschiedenen magnetischen Charakteristiken der Eisensorten haben sich besonders EWING, HOPKINSON und HOLBORN beschäftigt. Es handelt sich dabei



(P. 171.)

hauptsächlich um maximale temporäre und remanente Induction U und U' , um

die Constanten α oder μ , um die »Coërcitivkraft« C und um die bei dem maximalen Kreisprocess zerstreute Energie E — sämmtlich Grössen, welche von Wichtigkeit sind, da sie sich von Sorte zu Sorte unabhängig von einander und durchaus nicht parallel ändern, weil eben die Magnetisirungscurven in jeder Hinsicht verschieden verlaufen. Die erste der folgenden Tabellen enthält eine kleine Auswahl der HOPKINSON'schen für $R = \pm 240$ geltenden Resultate¹⁾, die zweite, die die Maxima von α und μ sowie die R -Werthe, für die sie eintreten, enthält, rührt von EWING²⁾ her.

Sorte	Härtezustand	U	U'	C	E (in Erg.)
1) Schmiedeeisen	Langs. gekühlt	18251	7248	2·30	13356
2) Hämmerb. Gusseisen . .	„ „	12408	7479	8·80	34742
3) Graues Gusseisen . . .	—	10783	3928	3·80	13037
4) Graues kohlenhltg. Gusseis.	—	9148	3161	13·67	39789
5) Halbirtes Gusseisen . .	—	10546	5108	12·24	41072
6) Weisses Gusseisen . . .	—	9342	5554	12·24	36383
7) Weicher Bessemerstahl . .	—	18196	7860	2·96	17137
8) „ Whitworthstahl .	Langs. gekühlt	19840	7080	1·63	10289
9) „ „ (mehr Kohle)	Langs. gekühlt	16120	10740	8·26	42366
10) „ „ „	In Oel gehärtet	16120	8736	19·38	99401

Der Kohlegehalt beträgt bei 7) 0·045%, 8) 0·09%, 9) und 10) 0·89%, bei 6) 2·036%, bei 5) 2·581% und bei 4) 3·455%. Ausserdem enthalten 7—10) 0·015 bis 0·08% an Mangan, Silicium, Schwefel und Phosphor, bei 4—6) sind diese Stoffe bis zu 0·6%, Silicium sogar bis zu 2·04% vorhanden. Der remanente Magnetismus schwankt, wie man sieht, zwischen 34 und 66% des temporären, am günstigsten in Bezug auf temporären Magnetismus und Kleinheit der Coërcitivkraft (und von E) verhält sich weicher Whitworthstahl, nächst dem Schmiedeeisen; im übrigen sei auf die Zahlen selbst verwiesen; nur sei, um einem naheliegenden Zweifel zu begegnen, bemerkt, dass die U u. s. w. die unter gewöhnlichen Umständen zu erreichenden Maxima sind — die Isthmismethode z. B. erlaubt für Schmiedeeisen U bis über 40000 hinaufzutreiben (s. pag. 172)

Eisensorte	α	μ	R
Klavierdraht, glashart	9·3	118	55
„ normal	22	273	39
Stahldraht, hart gezogen	25	320	30
Eisendraht, „ „	36	450	17
Stahldraht, gegläht	37	470	18
Eisendraht, „	162	2040	4·1
„ stärker gegläht	212	2670	2·8
„ sehr weich	279	3500	2·1

Die Drähte sind nach steigendem α und μ geordnet, wobei, wie man sieht, gleichzeitig R abnimmt; d. h. je grösser das Maximum von α ist, bei desto kleinerer Kraft tritt es bereits ein. Hieran liegt es auch, dass die Sorten sich hinsichtlich des Werthes von α viel stärker unterscheiden als in den Werthen von J oder U .

Besondere Stahllegirungen. Ausser den kohlehaltigen Eisensorten hat man neuerdings auch vielfach solche hergestellt und magnetisch untersucht,

¹⁾ J. HOPKINSON, Trans. R. Soc. 1885, 2, pag. 463.

²⁾ EWING, Trans. R. Soc. 1885, 2, pag. 581.

welche erhebliche Mengen anderer Stoffe, namentlich Silicium, Chrom, Wolfram und Mangan enthalten. Siliciumstahl bietet nach HOPKINSON keine besonderen Merkwürdigkeiten hinsichtlich der Grössen U , U' , C und E der obigen Tabelle dar; es verhält sich etwa wie kohlereicher Whitworthstahl. Dagegen besitzen Chromstahl und Wolframstahl eine etwas geringere temporäre, ersterer auch etwas geringere remanente Magnetisierbarkeit, andererseits aber beide eine ganz kolossale Coërcitivkraft, die im härtesten Zustande bei jenem bis zu 40, bei diesem sogar über 50 hinaus ansteigt, also 20–25mal so gross ist wie im weichen Eisen und 2–3mal so gross wie beim harten Whitworthstahl; die bei einem maximalen Kreisprocess zerstreute Energie erreicht daher auch sehr grosse Werthe (für $R = 240$ z. B. bis über 200 000 Erg.). Am seltsamsten verhält sich Manganstahl, wie die folgenden HOPKINSON'schen Zahlen erkennen lassen.

Sorte	Zustand	% Mn.	U	U'	C	E
Manganstahl	weich	4.73	10578	5848	33.9	113963
„	hart	„	4769	2158	27.6	41941
„	weich	8.74	1985	540	24.5	15474
„	hart	„	733	—	—	—
HADFIELD's Manganstahl	„	12.36	310	—	—	—

Der 4proc. harte Manganstahl ist also noch $\frac{1}{4}$ so stark magnetisierbar wie gewöhnlicher, der 8proc. nur noch $\frac{1}{20}$ so stark und der 12proc. fast gar nicht mehr; dabei ist die Coercitivkraft ausserordentlich gross, bei dem HADFIELD'schen aber die Remanenz trotzdem äusserst schwach, vielleicht überhaupt nicht vorhanden; die Permeabilität μ ist für ihn etwa 1.4, also überaus klein und dabei fast constant. Aehnlich unmagnetisch bei gewöhnlicher Temperatur ist auch eine mit 25% Nickel legirte Eisensorte, was besonders merkwürdig ist, da Nickel selbst so stark magnetisch ist (s. w. u.).

HOLBORN¹⁾ hat besonders den Einfluss der Härtungstemperatur für gewöhnlichen Wolframstahl untersucht und gefunden, dass die wirkliche Härtung erst bei 750° eintritt, dass hierbei der temporäre Magnetismus ab-, der remanente bis auf das vierfache zunimmt, dass jedoch jenseits 850° beide Grössen abnehmen, so dass letzterer bei 1000° nur noch $\frac{2}{3}$ seines grössten Werthes beträgt; der gewöhnliche und der Wolframstahl verhielten sich fast gleich. Es muss jedoch bemerkt werden, dass diese Ergebnisse zunächst nur für die betreffenden Versuchsverhältnisse (ziemlich dicke, kurze Stäbe u. s. w.) zu gelten brauchen. (Vergl. auch w. u. »Magnetismus und Wärme«.)

Von anderen Untersuchungen seien noch die von NEGBAUR²⁾ (22 Eisen- und Stahlorten, am stärksten magnetisierbar ganz weiches und Flusseisen, von den Stählen Bessemer- und zweimal raffinirter Löwenstahl), von P. MEYER³⁾ (Manganstahl) und von DU BOIS⁴⁾ (Eisen, Stahl, Manganstahl für Kräfte bis zu sehr hohen Werthen) erwähnt; letzterer zieht aus seinen magnetometrischen und magnetooptischen Beobachtungen am Manganstahl (12%) den Schluss, dass dieses Material sehr heterogen in magnetischer Hinsicht, also für exakte Zwecke untauglich ist.

¹⁾ HOLBORN, Beibl. 1893, pag. 957; vergl. auch eine ältere Abh. mit z. Thl. etwas abweichenden Zahlen, Zeitschr. f. Instr.-K. 1891, pag. 113.

²⁾ NEGBAUR, El. Z. 1889, pag. 348.

³⁾ P. MEYER, El. Z. 1889, pag. 582.

⁴⁾ DU BOIS, Phil. Mag. (5) 29, pag. 293. 1890.

Die angeführten Zahlen bilden das Material für die Entscheidung der Frage, was für Eisen- resp. Stahlsorten man für bestimmte praktische Zwecke zu wählen habe, wobei es darauf ankommt, ob man starken temporären, starken permanenten Magnetismus oder starke Permeabilität braucht. Es muss aber in dieser Hinsicht auf die elektrotechnische Literatur verwiesen werden.

Magneisenstein. Die Angaben über dieses Mineral lauten ausserordentlich verschieden, was z. Thl. auf die sehr schwankende chemische Beschaffenheit desselben (von zwei von ABT benutzten Stücken enthielt z. B. das eine 17, das andere 61% Eisen), z. Thl. auf die verschiedene Form der den Beobachtungen zu Grunde liegenden Stücke zu schieben ist. BECQUEREL fand den specifischen Magnetismus etwa halb so gross wie beim Eisen. A. L. HOLZ¹⁾ verglich den Magnetit mit Stahl und fand den temporären Magnetismus in drei Fällen ziemlich übereinstimmend zu 93, 84, 77% von dem des Stahls, den permanenten beträchtlich grösser und zwar in einem von der Kraft ziemlich unabhängigen Verhältnisse, im Mittel 1·3, 1·45, 1·55 bei den 3 Stücken. Trotzdem wird der Magnetit, wie HOLZ fand und sich nach den damaligen Vorstellungen noch nicht zu erklären vermochte, leichter entmagnetisirt, d. h. seine Coërcitivkraft ist kleiner. Zu qualitativ ähnlichen, quantitativ jedoch abweichenden Ergebnissen ist neuerdings ABT²⁾ gelangt, der ungarischen Magnetit, und zwar zu gleichartigen Prismen verarbeitet, benutzte; das eine Stück (I.) enthielt (s. o.) 17, das zweite (II.) 61% Eisen. Die folgende kleine Tabelle enthält für verschiedene, leider nicht in absolutem Maasse gegebene Kräfte R das Verhältniss der temporären (T) und permanenten (P) Magnetismen für Magnetit und glasharten Stahl:

I.	R	37·5	51·2	64·0	71·5	79·0	95·5	99·5
	T	0·25	0·23	0·21	0·20	0·18	0·24	0·24
	P	0·84	1·22	1·54	1·50	1·56	1·75	1·82
II.	R	38·5	50·5	65·8	72·2	82·0	94·0	98·5
	T	0·37	0·39	0·35	0·38	0·31	0·38	0·31
	P	2·00	2·61	2·73	2·65	2·57	2·24	2·21

Das Verhältniss der T ist also constant, bei I. etwa 0·22, bei II. etwa 0·36, d. h. der Magnetit nimmt etwa $\frac{1}{5}$ — $\frac{2}{5}$ von dem temporären Magnetismus des Stahls an; dagegen ist der permanente (bis auf eine Ausnahme) bei Magnetit grösser, das Verhältniss wächst bei I mit steigender Magnetisirung bis zu 1·82, bei II wächst es bis 2·73, um dann wieder auf 2·21 abzunehmen. Die Zahlen beziehen sich auf die Gewichtseinheiten; für die Volumeneinheit wird die Ueberlegenheit des Magneisensteins noch grösser.

Die einzigen absoluten Bestimmungen sind bisher von DU BOIS³⁾, und zwar nach der optischen Methode (pag. 166) ausgeführt worden; hiernach steigt der Magnetismus des Magnetits mit der magnetisirenden Kraft rasch an und erreicht etwa bei $R = 1500$ das Maximum = 350, d. h. etwa $\frac{1}{4}$ von dem des Eisens. Der Werth des remanenten J' ist leider nicht angeben.

Eisenpulver. Ueber den Magnetismus pulverförmigen Eisens haben COULOMB⁴⁾, BÖRNSTEIN⁵⁾, TÖPLER und v. ETtingsHAUSEN⁶⁾, v. WALTENHOFEN⁷⁾, AUER-

¹⁾ A. L. HOLZ, WIED. Ann. 5, pag. 169. 1878.

²⁾ ABT, WIED. Ann. 45, pag. 80. 1892.

³⁾ DU BOIS, Phil. Mag. (3) 29, pag. 301. 1890.

⁴⁾ COULOMB, vergl. WIEDEMANN, Galv. (2) 2, pag. 420.

⁵⁾ BÖRNSTEIN, POGG. Ann. 154, pag. 336. 1875.

⁶⁾ TÖPLER u. v. ETtingsHAUSEN, POGG. Ann. 160, pag. 1. 1877.

⁷⁾ v. WALTENHOFEN, Wien. Ber. 89 (2). 1873.

BACH¹⁾, HAUBNER²⁾ u. A. Versuche angestellt. Die drei erstgenannten Versuchsreihen kommen nicht in Betracht, da sie veraltet resp. irrig oder nur gelegentlich angestellt sind. Die drei letztgenannten führen zu dem übereinstimmenden Resultate, dass der specifische Magnetismus von Eisenpulver kleiner ist als der von consistentem Eisen und dass er mit abnehmender Dichte ebenfalls abnimmt — eine Erscheinung, die verständlich ist, da die Wechselwirkung der Theilchen, die doch einen wesentlichen Antheil an der Magnetisirung hat, bei der Verdünnung immer schwächer wird; man kann sogar aus der Thatsache, dass der Magnetismus sehr stark abnimmt und zuletzt nur noch einen kleinen Bruchtheil seines vollen Werthes hat, schliessen, dass bei weitem der grösste Theil des Magnetismus des Eisens nicht von der äusseren Kraft, sondern von jener inneren Wechselwirkung herrührt. Quantitativ kommen freilich die drei genannten Autoren zu ziemlich verschiedenen Ergebnissen, wofür AUERBACH die Gründe z. Thl. erörtert hat. Nach ihm entsprechen den äussersten von ihm untersuchten Dichten, nämlich 0.0176 und 3.612 Magnetismen, die sich wie 1:4 verhalten, und für den Vergleich des ersteren Pulvers mit consistentem Eisen erhöht sich dies Verhältniss auf 1:7. Die Magnetisirungscurve, welche k (Verhältniss des Magnetismus zur Kraft) als Function der Kraft darstellt, verläuft bei Pulvern z. Thl. ähnlich wie bei consistentem Eisen, d. h. k wächst erst, erreicht ein Maximum und fällt dann ab; aber je dünner das Pulver ist, desto kürzer ist der ansteigende Ast, desto kleiner auch das Maximum, und für sehr dünne Pulver fehlt dieser Ast ganz, k fällt von Beginn an³⁾. Der Werth der HAUBNER'schen Arbeit liegt hauptsächlich in der absoluten Bestimmung von Kraft und Magnetismus. Die Werthe von J sind bei ihm sehr klein, weil er die Pulver in die für die Magnetisirung ungünstige Kugelform brachte, aber auch die von dem Einfluss der Gestalt befreite Susceptibilität α ist überaus klein, selbst für das dichteste Pulver und die stärkste Kraft ($R = 1825$) kleiner als 1, mit der Kraft aber nur sehr langsam steigend und dann gar nicht fallend, so dass es für die grössten Kräfte sich den Werthen für consistentes Eisen stark nähert (vergl. pag. 171). Die remanenten Magnetismen, die HAUBNER ebenfalls maass, sind wegen der bei der Kugel sehr starken entmagnetisirenden Nachwirkung minimal, zwischen 0 und 4% der temporären schwankend; viel grösser — ebenso wie die hier bis 1071 ansteigende Induction J — sind sie bei einem Versuche mit ringförmig angeordnetem Pulver, wo sie bis 14% steigen. AUERBACH sowohl wie HAUBNER haben aus ihren Zahlen Formeln für den Magnetismus als Function der Dichte abgeleitet und hieran theoretische Betrachtungen geknüpft, auf die jedoch nicht eingegangen werden kann.

Nickel. Die älteren Beobachter⁴⁾ fanden meist, dass Nickel etwa ein Drittel bis ein halb so stark magnetisch wird wie Eisen unter gleichen Umständen, und das hat sich auch neuerdings so ziemlich bestätigt. Die vollständigsten und zuverlässigsten Bestimmungen sind die von ROWLAND, EWING und DU BOIS, die sich insofern ergänzen, als sie sich auf verschiedene Gestalten (Ringe, Drähte, Stäbe), verschiedene Härtezustände beziehen und nach verschiedenen Methoden (Inductions-, magnetometrische, Isthmus-, optische) gewonnen sind.

¹⁾ AUERBACH, WIED. Ann. 11, pag. 35. 1880.

²⁾ HAUBNER, Wien. Ber. 83 (3). pag. 167. 1881.

³⁾ Hiermit ist ein Versuchsergebniss von BAUR, WIED. Ann. 11, pag. 411. 1880, wonach k bei Pulver sein Maximum später erreicht als bei consistentem Eisen, schwer in Einklang zu bringen.

⁴⁾ Es sei besonders HANKEL erwähnt: WIED. Ann. 1. pag. 285. 1877.

1) ROWLAND¹⁾: gegossener Nickelring, maximale Werthe:

$$\alpha = 17.6, \quad \mu = 222, \quad J = 434 \text{ (für } R = 104):$$

2) EWING²⁾: ausgeglühter Nickeldraht bei kleinen bis mittleren Feldstärken:

R	J	α	R	J	α
0	22	—	24.6	325	13.2
4.0	36	—	52.6	371	7.1
6.5	83	12.8	79.7	392	4.9
8.0	177	22.1	100.4	401	4.0
9.5	223	23.5	0	284	—
10.9	251	23.0	— 7.5	0	—
12.3	273	22.2			

J wächst also zuerst rascher, dann langsamer als R , oder α nimmt erst zu, dann ab; die α -Curve ist aber viel flacher als beim Eisen, und zwar auch relativ; denn während das J -Maximum etwa $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{4}$ desselben bei Eisen ist, beträgt das α -Maximum nur rund $\frac{1}{10}$ desselben für Eisen, auch tritt es erst bei einer etwa 3 mal so grossen Kraft, aber freilich umgekehrt schon bei sehr viel kleinerem J ein. Mit andern Worten: Die Magnetisirungscurve (J als Function von R) und die Curve für α als Function von R steigen beim Nickel sanfter an als beim Eisen, die Curve für α als Function von J , oder auch von μ als Function der Induction U (vergl. Fig. 165) hingegen steigt bei Nickel plötzlich an als bei Eisen. Die vorletzte Zahl für J giebt den remanenten Magnetismus, er beträgt also 70% des temporären; die letzte Zahl für R giebt die Coërcitivkraft, sie ist im Vergleich zu weichem Eisen sehr beträchtlich. Noch viel grösser wurde sie freilich nach Härtung des Drahtes, nämlich gleich 18, während dabei α auf 8.3 im Maximum herabsank.

3) DU BOIS³⁾: hartgezogener Nickeldraht bei hohen Feldstärken und bei 100° (aus experimentellen Gründen); bei 0° würden die Zahlen etwas grösser sein (z. B. in der letzten Zeile 579 statt 525).

R	U	J	μ	α	R	U	J	μ	α
550	6420	453	11.67	0.82	9600	16250	527	1.69	0.06
3410	9920	518	2.91	0.15	12620	19290	525	1.52	0.04
6290	12850	522	2.04	0.08					

Wie bei Eisen wird also auch bei Nickel α für hohe R sehr klein, aber es ist bemerkenswerth, dass das Verhältniss hier für Nickel immer günstiger wird.

4) EWING⁴⁾: hartgezogener und ausgeglühter Nickeldraht bei hohen Kräften und 0° (Isthmus-Methode).

hartgezogen				ausgeglüht			
R	U	J	μ	R	U	J	μ
2220	7100	390	3.20	3450	9850	510	2.86
4440	9210	380	2.09	6420	12860	510	2.00
7940	12970	400	1.63	8630	15260	530	1.77
14660	19640	400	1.34	11220	17200	480	1.53
16000	21070	400	1.32	12780	19310	520	1.51
				13020	19800	540	1.52

¹⁾ ROWLAND, Phil. Mag. (4) 48, pag. 321. 1874.

²⁾ EWING, Phil. Trans. Lond. 179 A. pag. 327. 1888.

³⁾ DU BOIS, Phil. Mag. (5) 29, pag. 300. 1890; vergl. EWING, Magn. Ind. pag. 155, wo jedoch einige Zahlen falsch berechnet sind.

⁴⁾ EWING, Magn. Ind. pag. 147. 1892.

540 scheint bis jetzt der höchste erreichte Werth der magnetischen Intensität im Nickel zu sein.

Den remanenten Magnetismus des Nickels hat u. A. auch ABT¹⁾ untersucht und mit dem des Stahls verglichen. Für kleine Kräfte ist Nickel dem Stahl 4--5 mal überlegen, dann schneiden sich die Curven, und schliesslich ist das Maximum nur $\frac{1}{3} - \frac{1}{4}$ von dem für Stahl.

Legirungen von Nickel und Wolfram haben TROWBRIDGE und SHELDON²⁾ untersucht, es muss aber an diesem Hinweise genügen.

Angeregt durch eine Bemerkung E. BECQUEREL's, der den verschiedenen Magnetismus von Eisen und Nickel mit ihrer verschiedenen Dichte in Verbindung bringen zu sollen meinte, hat AUERBACH³⁾ auch Nickelpulver verschiedener Dichte untersucht und für den specifischen Magnetismus im Vergleich mit Eisen von gleicher Dichte folgende Zahlen gefunden:

Dichte	0.05	0.1	0.5	1	2	4	consistent
Nickel:Eisen	0.49	0.49	0.45	0.39	0.35	0.24	0.25—0.35

Das Verhältniss wächst also zwar mit abnehmender Dichte, nähert sich aber nicht dem Werthe 1, sondern dem Werthe $\frac{1}{2}$, wodurch jene Vermuthung widerlegt ist.

Kobalt. Es wird hier genügen einige Zahlen anzuführen, aus denen hervorgeht, dass das Kobalt qualitativ sich ganz wie Nickel verhält und quantitativ zwischen Eisen und Nickel steht, derart, dass es sich für hohe Feldstärken dem Eisen sehr nähert, für geringe aber nicht erheblich vom Nickel abweicht. So fand EWING⁴⁾ bei einem gegossenen Kobaltstabe im Maximum $\alpha = 13.8$ (bei $R = 25$), ROWLAND bei einem gegossenen Ringe sogar nur 11.2, also etwa halb so viel wie bei Nickel; andererseits fanden DU BOIS und EWING bei grossen Kräften folgende sehr gut übereinstimmende Zahlen.

DU BOIS, Gegossenes Kobalt.
100° C. Optische Methode.

EWING, Kobalt.
Isthmismethode.

R	U	J	μ	α	R	U	J	μ	α
860	14180	1060	16.49	1.23	1350	16000	1260	12.73	0.93
2500	16750	1134	6.70	0.45	4040	18870	1280	4.98	0.32
4800	19550	1174	4.07	0.24	8930	23890	1290	2.82	0.14
6870	21710	1181	3.16	0.17	14990	30210	1310	2.10	0.09
8350	23330	1192	2.79	0.14					

Das Maximum von J ist hiernach etwa 1300, d. h. $\frac{3}{4}$ von dem Werthe für weiches Eisen.

Für die Nickel- und Kobaltversuche gemeinschaftlich gilt übrigens die Bemerkung, dass diese Materialien schwer rein zu erhalten sind, und dass sie auch in den oben benutzten Versuchen Eisen und (das Kobalt) Nickel enthielten, was auf die Zahlen vielleicht von nicht ganz unwesentlichem Einflusse ist.

Schliesslich möge, soweit dies bei der wiederholt besprochenen Complication der Einflüsse möglich ist, eine Vergleichung der verschiedenen ferromagnetischen

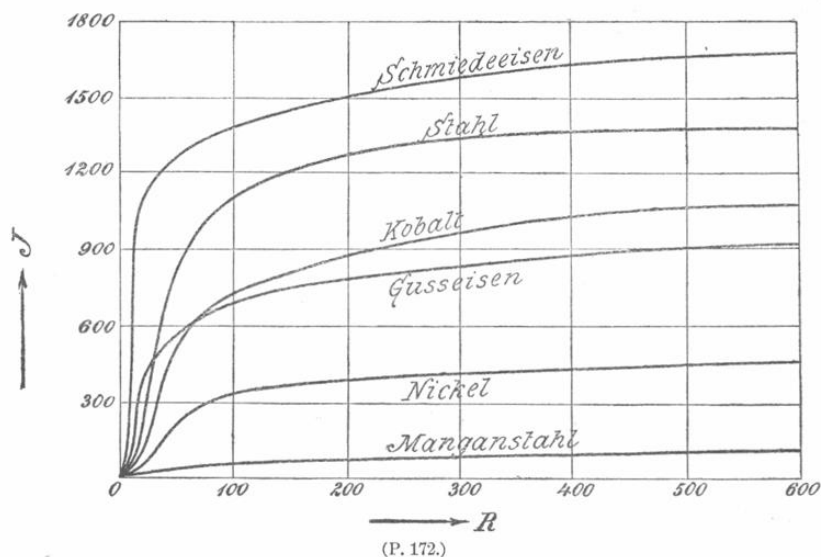
¹⁾ ABT, Centr. Z. f. Opt. u. Mech. 1890, pag. 229.

²⁾ TROWBRIDGE und SHELDON, Sill. Journ. (3) 38, pag. 462. 1889.

³⁾ AUERBACH, WIED. Ann. 11, pag. 372. 1880.

⁴⁾ Ueber die Literatur vergl. bei Nickel.

Stoffe durchgeführt werden. Hierzu dient die auf Eisen, Nickel und Kobalt bezügliche Tabelle sowie die Fig. 172, in die auch noch Curven für Stahl, Guss-eisen und Manganstahl aufgenommen sind.



R	Eisen (0°)	$\mathcal{J}$ Kobalt (100°)	Nickel (100°)	R	Eisen (0°)	$\mathcal{J}$ Kobalt (100°)	Nickel (100°)
100	1410	—	313	800	1697	1056	459
200	1520	856	375	1000	1705	1080	467
300	1580	933	406	1200	1710	1090	471
400	1627	988	428	2000	1715	1110	485
500	1658	1018	441	3000	1720	1140	505
600	1677	1032	450	5000	1725	1175	520
700	1689	1048	456	10000	1730?	1200	525

Zahlen und Curven beziehen sich auf die Volumeneinheit (Intensität der Magnetisirung); für die Masseneinheit (specifische Magnetismen) werden die Verhältnisse für Kobalt und Nickel noch etwas ungünstiger, die Maxima sind dann

Eisen	Kobalt	Nickel
230	140	65.

Paramagnetismus und Diamagnetismus.

Methodik. Die paramagnetischen und diamagnetischen Stoffe haben die gemeinsame Eigenschaft, selbst durch starke Kräfte nur schwach magnetisch zu werden, sodass man Beobachtungen an ihnen und insbesondere Messungen ihrer magnetischen Constanten nur unter günstigen Umständen vornehmen kann. Man hat daher auf diesem Gebiete theils schon vorhandene, besonders kräftige Apparate benutzt, theils eigene Apparate construirt und dabei keines der gebräuchlicheren Verstärkungsmittel magnetischer Wirkungen unverwendet gelassen. Hierzu gehört zunächst das astatische Nadelpaar, das bei dem »Sideroskop«¹⁾ insofern eine von der gewöhnlichen abweichende Anordnung hat, als die beiden Nadeln mit gleichnamigen Enden in die beiden Enden eines Strohhalmes gesteckt werden, der an einem Faden aufgehängt ist; derart, dass sie im Raume entgegengesetzt

¹⁾ LEBAILLIF, POGG. Ann. 10, pag. 507. 1827.

orientirt und folglich astasirt sind. Ueberhaupt spielt hier die Fadenaufhängung eine grosse Rolle und zwar theils die einfache Fadenaufhängung, theils wie oben die durch Vermittelung eines horizontalen Querbalkens, wobei man den Vortheil erlangt, dass ein am Ende des Balkens angebrachter Körper sich seitlich bewegen, also z. B. angezogen oder abgestossen werden kann, ohne gegen die Schwerkraft ankämpfen zu müssen. Neben der Fadenaufhängung hat man wohl auch die Beweglichkeit schwimmender Körper, jedoch ohne besonderen Erfolg, verwerthet. Als Magnete benutzt man natürlich vorzugsweise Elektromagnete, einmal weil sie kräftiger gebaut werden können, und dann, weil die Möglichkeit des Stromschlusses und der Stromöffnung die Beobachtung des plötzlichen Eintritts des magnetischen Zustandes resp. seines Verschwindens gestattet, sodass man selbst kleine, die beiden Zustände unterscheidende Merkmale, z. B. Einstellungen, noch wahrnehmen kann; freilich ergibt sich dabei zugleich die Nothwendigkeit, die beim Strom-Oeffnen und -Schliessen in den Drähten und in den Massen der Untersuchungskörper selbst auftretenden Inductionsströme mit peinlichster Sorgfalt auszuschliessen oder in Rechnung zu ziehen, was namentlich in älterer Zeit nicht immer geschehen ist und bei manchen Anordnungen gar nicht geschehen kann. Unter den Formen der Magnete werden ihrer kräftigen Wirkung halber hauptsächlich der Hufeisenmagnet und der RUHKORFF'sche (pag. 164) benutzt; letzterer hat den Vortheil noch grösserer Stärke und geradlinig zwischen den Polen verlaufender Kraftlinien, ersterer den Vortheil, dass seine Polflächen in eine horizontale Ebene gebracht werden können, auf welcher man bequem experimentiren kann. Ist schon bei diesen Apparaten die Wirkung durch Anwendung zweier entgegengesetzten Pole verdoppelt, so gilt dies in noch höherem Maasse bei einem besonders von TYNDALL¹⁾ benutzten Apparate, bei dem sich entweder zwei entgegengesetzte Pole windschief gegenüber stehen oder deren gar vier benutzt werden. Ein ähnliches Princip combinirt mit einer Art von Multiplicationsverfahren liegt auch dem Diamagnetometer von WEBER²⁾ in seiner empfindlichsten Form zu Grunde. Hier ist ein gewöhnliches astatisches Nadelpaar (die Nadeln neben einander in einer horizontalen Ebene), mit dem sich behufs Ablesung ein Spiegel dreht, an einem Coconfaden aufgehängt; zwischen dem Südpole des einen Stäbchens und dem Nordpole des anderen geht eine vertikal stehende Drahtspule hindurch, eine eben solche auf der andern Seite zwischen Nordpol des einen Stäbchens und Südpol des anderen. Durch die Axe der Spule ist ein Faden ohne Ende gezogen, der oberhalb und unterhalb um eine Rolle geführt ist und an zwei Stellen, die den Faden in gleiche Theile theilen, zwei der Länge nach, also gleichfalls vertikal stehende Stäbchen aus dem zu untersuchenden Stoffe trägt; bei symmetrischer Stellung befindet sich die Mitte dieser Stäbchen zwischen den Polen des astatischen Paares, durch Ziehen an der Schnur kann man aber auch das untere Ende des einen und das obere des anderen zwischen diese Pole bringen und ebenso umgekehrt. Leitet man nun durch die Spulen entgegengesetzte Ströme, die man, wenn sie schon an sich das Nadelpaar beeinflussen, durch Anwendung einer Gegenspule äquilibriren kann, so lenken die durch sie magnetisch gewordenen Stäbchen das Nadelpaar ab, und diese an und für sich meist sehr kleine Ablenkung kann man bequem

¹⁾ TYNDALL, Phil. Mag. (4) 9, pag. 425. 1855 und (4) 10, pag. 268. Trans. R. Soc. 1855, pag. 24.

²⁾ W. WEBER, Elektrodynamische Maassbestimmungen, 3. Theil, 1852. Vergl. auch TYNDALL, Trans. R. Soc. 1856, 1, pag. 237 und CHRISTIE, Pogg. Ann. 103, pag. 577. 1858.

steigern, indem man die Stäbchen abwechselnd hebt resp. senkt. Eine weitere Methode beruht ebenfalls auf Ablenkungen, aber auf solchen einseitigen Charakters, ausgeübt nicht auf astatische, sondern einfache Systeme (z. B. Abstossung eines Körpers aus einer Spule¹⁾, s. w. u.) Ferner kann man mit ROWLAND und JACQUES²⁾ davon Gebrauch machen, dass sich im magnetischen Felde die Schwingungsdauer ändert. Statt die bei diesen Methoden auftretenden Ablenkungen zu beobachten, kann man sie natürlich, wie bei anderen elektrischen und magnetischen Messungen, auch aufheben, indem man nach dem Vorgange G. WIEDEMANN'S³⁾ die Torsionsmethode anwendet, was sogar entschieden vorzuziehen ist und deshalb meist geschehen ist. Statt der Aequilibrirung durch Torsion kann man ferner die durch Gewichte benutzen, wodurch man zu dem Princip der diamagnetischen Wage gelangt, an deren einem Arm der zu untersuchende Körper frei herabhängt, während man auf die Wagschale am anderen Ende Gewichte auflegt oder von ihr abnimmt. Die Wägungsmethode ist besonders von PLÜCKER⁴⁾ angewandt worden. Des weiteren ist auch hier, wie bei den ferromagnetischen Substanzen, die Inductionsmethode vielfach benutzt worden, und auch hier wieder, um die Wirkung zu steigern, unter Anwendung häufiger Inductionsstösse, zu deren regelmässigerer und in Rechnung zu ziehender Ausführung sich TÖPLER⁵⁾ und später SILOW⁶⁾ eines Rotationscommutators eigener Construction bedienten. Endlich ist noch die mit der Wägungsmethode im Princip verwandte, aber in ihrer Gestaltung für Flüssigkeiten und Gase ganz eigenartige, von QUINCKE⁷⁾ ersonnene und auch zu dielektrischen Messungen [Bd. III (1), pag. 82] benutzte manometrische Methode zu nennen; ihr liegt die Thatsache zu Grunde, dass eine Flüssigkeit im Magnetfelde einen Druck senkrecht gegen die Kraftlinien ausübt (s. den folg. Art.), und dass dieser Druck in einfacher Beziehung zur Magnetisirungsconstante steht. Für Messungen hat sich diese Methode am besten in der Form bewährt, dass die Flüssigkeit in ein U-Rohr gebracht wird, dessen weiter Schenkel ausserhalb, dessen enger mitten in dem erregenden Felde liegt. Ist dann h die eintretende Ansteigung in letzterem Schenkel (bei paramagnetischen Flüssigkeiten positiv, bei diamagnetischen negativ), σ die Dichte, R die Feldstärke, Q eine Constante (QUINCKE'sche Constante) und κ die Susceptibilität, bezogen auf das angrenzende Medium, so ist $h\sigma = QR^2 = \frac{\kappa}{2g}R^2$; man kann also Q und damit auch κ ermitteln. Die Methode ist von QUINCKE selbst und andern vielfach abgeändert worden (s. w. u.) Die Methode hat den Vortheil, dass man der Nothwendigkeit, die Flüssigkeiten resp. Gase in mitbewegliche Hüllen einzuschliessen und deren Einfluss zu eliminiren, grösstentheils überhoben wird; man kann sogar unter Umständen auch im leeren Raume arbeiten, jedenfalls aber die Correction für das an die Flüssigkeitsoberfläche grenzende Gas durch vergleichende Beobachtungen leicht feststellen.

Zu der Schwierigkeit, die in der Geringfügigkeit der Erscheinung liegt, kommt noch eine weitere, mit ihr zusammenhängende hinzu, nämlich die Schwierigkeit, die zu untersuchenden Stoffe in reinem Zustande zu benutzen;

¹⁾ v. ETTINGSHAUSEN, Wien. Ber. 85 (2), pag. 38. 1882.

²⁾ ROWLAND und JACQUES, Sill. Journ. 18, pag. 360. 1879.

³⁾ G. WIEDEMANN, POGG. Ann. 126, pag. 8. 1865.

⁴⁾ PLÜCKER, POGG. Ann. 91, pag. 1. 1854.

⁵⁾ TÖPLER, POGG. Ann. 160, pag. 1. 1877.

⁶⁾ SILOW, WIED. Ann. 11, pag. 324. 1880.

⁷⁾ QUINCKE, WIED. Ann. 24, pag. 374. 1885; 34, pag. 401. 1888.

die Minerale insbesondere enthalten bekanntlich fast immer grössere oder kleinere Spuren von Eisen, und bei dem gewaltigen Uebergewicht des Eisens in magnetischer Hinsicht über alle anderen Stoffe können selbst kleine Spuren von Eisen die Erscheinung nicht nur quantitativ, sondern auch qualitativ modificiren, ein Grund, weshalb man, besonders in älterer Zeit, vielfach zu ganz falschen Ergebnissen gelangt ist und über die festen Körper, die der Verunreinigung vorzugsweise ausgesetzt sind, noch heute wenig sicheres weiss. Uebrigens ist zu bemerken, dass man die festen Stoffe in amorphem oder pulverförmigem Zustande untersuchen muss, weil sonst besondere, von der Krystallnatur abhängige Erscheinungen auftreten (s. w. u.).

Diamagnetismus. Während für viele Stoffe die Versuche über ihr magnetisches Verhalten nichts Besonderes darbieten, indem eben die Erscheinungen lediglich schwächer sind als beim Eisen, hat das entgegengesetzte Verhalten mancher Stoffe, der diamagnetischen, schon frühzeitig das Interesse der Beobachter erregt. Man kann die bezüglichlichen Grunderscheinungen in sehr verschiedenen Formen, z. B. den folgenden, beobachten. Eine Wismuthkugel wird von einem Magnetpole nicht angezogen, sondern abgestossen. Ein Wismuthstäbchen stellt sich zwischen zwei Magnetpolen nicht axial, sondern transversal ein; dabei müssen aber möglichst punktförmige Pole benutzt werden, bei flächenhaften Polen kommt der Missstand in Betracht, dass die Randtheile dieser Flächen (pag. 35) viel stärker magnetisch sind als die Mitte, sodass das Wismuthstäbchen, indem es der Abstoßung der ersteren folgt, sich axial einstellt. Diese letzteren Versuche kann man durch Benutzung verschieden geformter Pole, verschiedener Abstände derselben, verschiedener Lage des Wismuthstäbchens zu den Polen u. s. w. vielfach modificiren, erhält dabei aber keine Erscheinungen von innerem Interesse, sondern nur solche, die durch die Umstände in leicht erklärlicher Weise beeinflusst sind und nach Eliminirung derselben doch wieder auf die Grunderscheinungen führen. Eine Flüssigkeit, die in einer Schale auf die Polflächen eines Hufeisen-Magneten gebracht wird, verändert ihre ursprünglich radial symmetrische Form; aber während sich manche Flüssigkeiten axial dehnen und dabei an beiden Enden, den Polen zunächst, Wulste, in der Mitte eine Mulde bilden, verhalten sich andere wieder gerade umgekehrt, sie dehnen sich in die Breite und bilden einen nach den Polen hin abfallenden Sattel.

Die Körper, welche angezogen werden, resp. sich »axial« stellen, nennt man paramagnetisch, diejenigen, welche abgestossen werden, resp. sich »transversal« oder »äquatorial« stellen, diamagnetisch. Ehe man aus der Beobachtung in dieser Richtung einen Schluss zieht, muss man sich vergewissern, dass sich nicht Nebenerscheinungen geltend machen, unter denen namentlich die Induction von Strömen in der Masse des untersuchten Körpers zu nennen ist, wie sie auftreten, wenn der Elektromagnet geschlossen wird. Man muss also insbesondere einige Zeit warten, bis ein deutlicher Gleichgewichtszustand eingetreten ist. Auch muss man durch Schutzhüllen dafür sorgen, dass nicht Luftströmungen die Sicherheit des Ergebnisses beeinträchtigen.

Will man die Grunderscheinung an einer Flüssigkeit oder einem Gase beobachten, so muss man sie in Glasballons oder Röhren einschliessen, findet dann aber, dass es nicht nur von der Natur der Flüssigkeit, sondern auch von der des Gefässmaterials abhängt, ob Anziehung oder Abstoßung, axiale oder transversale Stellung eintritt; sehr begreiflich, da beide Stoffe magnetisch werden und es folglich lediglich darauf ankommt, welcher von ihnen stärker paramagnetisch oder schwächer diamagnetisch wird. Es wird hierauf bei der Besprechung

der Theorie des Diamagnetismus näher eingegangen werden. Dieselbe Bemerkung bezieht sich übrigens auch auf die meisten anderen gelegentlich benutzten Methoden, von denen hier die von FARADAY¹⁾ herrührende, sehr anschauliche Färbungsmethode für Gase erwähnt sein mag. Bei den gefärbten Gasen sieht man schon ohne weiteres, ob sie magnetisch oder diamagnetisch sind; bei farblosen liess FARADAY eine Anzahl Röhrchen, die Papier mit flüssigem Ammoniak enthielten, zwischen und neben den Polen bis in ihre Ebenen hinabreichen; in dem Rohre andererseits, welches das Gas von unten her zuführt, befand sich mit Salzsäure getränktes Papier; in jenen Röhrchen, in welche das Gas einströmte, bildeten sich in Folge dessen weisse Dämpfe, und zwar bei magnetischen in den axial, bei den diamagnetischen in den äquatorial einmündenden Röhrchen.

Man kann dieses differentielle Verhalten der Stoffe dem Magnetismus gegenüber mit dem ganz analogen der Schwere gegenüber vergleichen und das archimedische Princip von dort hierher übertragen (s. jedoch w. u.). Man kann also hier wie dort entweder verschiedene Körper, die man untersuchen will, in demselben Medium beobachten, oder einen und denselben Körper, der dann als Hilfskörper dient, in verschiedenen, eben den zu untersuchenden Medien; beide Methoden sind angewendet worden, und man sieht leicht ein, in welchen Fällen die eine, in welchen die andere von Vortheil sein wird.

Der Erste, der die diamagnetische Natur des Wismuths beobachtete, und zwar schon 1778, war BRUGMANS²⁾; BEQUEREL³⁾ (1827) und FARADAY⁴⁾ (1845) haben die Beobachtungen, die vielfach missdeutet worden oder in Vergessenheit gerathen waren, wiederholt und variirt; von FARADAY rührt auch der Name Diamagnetismus und der Nachweis her, dass fast alle Stoffe, auch Flüssigkeiten und Gase, schwach magnetisch oder diamagnetisch sind.

In der ersten Zeit nach dem Bekanntwerden der allgemeinen Verbreitung des Magnetismus hat man sich meist begnügt, anzugeben, welche Körper paramagnetisch, welche diamagnetisch sind, und welche von jenen und diesen es in stärkerem oder schwächerem Grade sind; man kommt auf diese Weise, ähnlich wie in anderen Gebieten, zu einer magnetischen Reihe der Stoffe, in die sich jedoch die meisten Stoffe nicht einreihen lassen, weil sie sich hinsichtlich der Stärke ihrer Eigenschaften zu wenig und in zu wenig sicherer Weise unterscheiden. Beschränkt man sich daher auf die hierfür geeigneten Stoffe und nimmt noch die ferromagnetischen hinzu, so erhält man folgende Reihe, die mit dem am stärksten magnetischen Metall anfängt und mit dem am stärksten diamagnetischen aufhört:

[+] Eisen, Kobalt, Nickel, Magnetit, Mangan, Chrom, Silicium, Cer, Titan, Palladium, Platin (?), Osmium, Beryllium, Aluminium, Kalium, Natrium [0], Wolfram, Iridium, Rhodium, Uran, Arsen, Gold, Kupfer, Silber, Blei, Quecksilber, Cadmium, Zinn, Zink, Antimon, Wismuth [—].

Viele der hier auf der diamagnetischen Seite stehenden Metalle wurden früher für magnetisch gehalten, weil sie eisenhaltig waren, und es ist noch immer nicht ausgeschlossen, dass nicht noch dies oder jenes der jetzt als magnetisch verzeichneten Metalle auf die andere Seite der Reihe wird wandern müssen,

¹⁾ FARADAY, Exper. Researches 21, § 2400. 1846; Exp. Unters. Bd. 3.

²⁾ BRUGMANS, Magnetismus seu de affin. magneticis obs. Lugd. 1778.

³⁾ BEQUEREL, POGG. Ann. 10, pag. 507. 1827.

⁴⁾ FARADAY, Exper. Researches 20 u. f., 1845 u. f.

z. B. Kalium, Platin, ferner Palladium, das sich, wie manche andere Stoffe, verschieden verhält je nach der Art und Weise, wie es chemisch dargestellt worden ist. Sonst seien noch folgende Stoffe als diamagnetisch in ungeordneter Folge aufgeführt: Tellur, Schwefel, Phosphor, Selen, Thallium, Jod, Tantal; von wichtigen anderen Stoffen fast alle Glassorten, falls sie eisenfrei sind, was freilich meist nicht der Fall ist, Bergkrystall, Gyps, Koch-, Bitter- und Glaubersalz, Alaun, Salmiak, Salpeter, Soda, Kalkspath, Wachs, Wallrath, Olivenöl, Terpentin, Kautschuk, Gummi, Zucker, Stärke, Elfenbein, Leder, Blut, Fleisch, Brot u. s. w. Die Flüssigkeiten sind fast sämtlich diamagnetisch, insbesondere Wasser, Alkohol und Aether. Sehr wenig einheitlich verhalten sich die Verbindungen und Lösungen der Metalle. So sind z. B. nicht einmal alle Eisenverbindungen magnetisch, das gelbe Blutlaugensalz ist vielmehr diamagnetisch; die chromsauren Salze sind sogar sämtlich diamagnetisch. Vom Kupfer andererseits sind die Oxydsalze diamagnetisch, wie das Metall selbst, die Oxydsalze hingegen magnetisch. In manchen Fällen ist der Zustand magnetisch oder diamagnetisch, je nach dem Lösungsmittel oder sogar je nach der Concentration der Lösung, in welcher letzterem Falle entsprechend dem Diamagnetismus des Wassers, meist die concentrirtere Lösung magnetisch, die verdünntere diamagnetisch ist. Bestimmte Gesetze wird man daher nur in gewissen eng begrenzten Gruppen erwarten dürfen (s. w. u.)

Bei den Gasen kann man sich eine magnetische Reihe verschaffen, indem man nach dem übertragenen archimedischen Princip zunächst Luft und dann der Reihe nach andere Gase als umgebende Medien einer und derselben Flüssigkeit wählt. Man ist hierbei indessen nicht immer zu übereinstimmenden Ergebnissen gelangt, und es sei daher hier zunächst nur angeführt, dass gegen den leeren Raum Sauerstoff und demnächst Stickoxyd und Luft am stärksten magnetisch, dass aber wahrscheinlich auch alle übrigen Gase gegen den leeren Raum schwach magnetisch oder höchstens, wie vielleicht Wasserstoff, sehr schwach diamagnetisch sind; während gegen Luft nur Sauerstoff und Stickoxyd magnetisch, alle andern Gase aber diamagnetisch sind.

Quantitative Bestimmungen. Um die specifischen Charakteristiken der diamagnetischen Stoffe zu erhalten, muss man sich zunächst darüber klar werden, in wie weit es solche giebt. Beim Eisen giebt es bekanntlich keine specifische magnetische Constante, weil das Verhalten von der magnetisirenden Kraft abhängig und zwar in nicht proportionaler Weise abhängig ist. Bei den schwach magnetischen Körpern ist dies jedoch jedenfalls innerhalb gewisser Grenzen der Fall (s. w. u.), man braucht also nur bei irgend einer (möglichst grossen) Kraft den Magnetismus zu bestimmen und den Quotienten zu bilden, wobei man die äussere Kraft geradezu als magnetisirende Kraft betrachten darf, da die innere Selbstinduction von äusserst geringem Betrage oder geradezu Null ist (eine hiervon abweichende Beobachtung v. ETTINGSHAUSEN's¹⁾, wonach der Magnetismus gepulverten Wismuths um 12% kleiner ist als der des consistenten, wird von dem Autor selbst als wahrscheinlich durch fremde Einflüsse verursacht hingestellt).

Absolute Messungen. Wie für das Eisen, so sind auch für die schwach magnetischen Stoffe nur zum kleinsten Theile absolute Bestimmungen gemacht worden, diese sollen hier vorangestellt werden, obgleich sie naturgemäss fast sämtlich neuesten Datums sind. Von der grössten Wichtigkeit in quantitativer

¹⁾ v. ETTINGSHAUSEN, Wien. Ber. (2) 96, pag. 785. 1887.

Hinsicht ist es zunächst, wenigstens für einen diamagnetischen und einen paramagnetischen Stoff nach möglichst vielen Methoden den absoluten Werth des Magnetisirungs-Coëfficienten α (Susceptibilität) zu ermitteln, um auf diese Weise ein Urtheil über den Grad von Sicherheit und Genauigkeit, der erreichbar ist, zu gewinnen; wegen der Grösse der Wirkung eignet sich hierzu das Wismuth einerseits und das Eisenchlorid andererseits am besten.

Wismuth. Für dieses Metall sind absolute oder doch auf absolute reducirebare Bestimmungen, insbesondere von CHRISTIE¹⁾, TÖPLER und v. ETTINGSHAUSEN²⁾ ROWLAND und JACQUES³⁾ und v. ETTINGSHAUSEN⁴⁾ allein durchgeführt worden, und zwar von dem Letztgenannten nach vier verschiedenen Methoden. Bei der ersten wurde die Inductionswirkung des diamagnetisirten Wismuths mit derjenigen einer gegebenen, von einem bekannten Strome durchflossenen Spirale verglichen; bei der zweiten wurde — mit Benutzung der Torsionsmethode — die Kraft bestimmt, mit welcher ein Wismuthstück, das nahe dem Ende einer stromdurchflossenen Spirale conaxial mit ihr aufgehängt ist, abgestossen wird, ein Verfahren, das sich schon für sehr kleine, verfügbare Mengen der betr. Substanz anwenden lässt; bei der dritten wurde der Einfluss der diamagnetischen Kräfte auf die Schwingungsdauer eines Stäbchens im unhomogenen Magnetfelde, z. B. nahe dem Ende einer Spirale, gemessen (man könnte auch, wie es Andere gethan haben, zwischen den Polen eines RUHMKORFF'schen Magneten operiren, kann dann aber die Feldstärke nicht so einfach auswerthen); bei der vierten Methode endlich wurde die diamagnetische Fernwirkung direkt zur Messung benutzt. Wie sich die Methoden in der wirklichen Ausführung gestalten, kann hier nicht angegeben werden; es sei nur bemerkt, dass die beiden letzten unter der Schwäche der Wirkung leiden und ebenso wenig wie die erste der zu zweit genannten ebenbürtig sind. Ausser auf diesen direkten Wegen kann man zu absoluten Werthen für das Wismuth natürlich auch gelangen, indem man es nach irgend einer Methode, z. B. nach dem Inductionsverfahren (W. WEBER)⁵⁾ mit Eisen vergleicht, muss dabei aber zwei Punkte sehr wesentlich beachten, nämlich die Mitwirkung der Gestalt des benutzten Eisenkörpers und die Abhängigkeit seiner Susceptibilität von der magnetisirenden Kraft (s. Art. »Magnetische Induction«, pag. 168). Die zahlenmässigen Ergebnisse der erwähnten Versuche sind folgende:

Absolute Werthe von α für Wismuth

(die vier Reihen für die zweite ETTINGSHAUSEN'sche Methode beziehen sich auf vier verschiedene Wismuthproben)

Beobachter				äusserste Werthe	Mittelwerth
v. ETTINGSHAUSEN,	1. Methode	.	.	13·35 bis 13·82 · 10 ⁻⁶	13·57 · 10 ⁻⁶
"	2. "	.	.	13·82 „ 14·08 „	13·99 „
"	2. "	.	.	14·41 „ 14·80 „	14·54 „
"	2. "	.	.	13·41 „ 13·54 „	13·48 „
"	2. "	.	.	14·09 „ 14·13 „	14·11 „
"	3. "	.	.	—	15·3 „
"	4. "	.	.	13·1 „ 13·6 „	13·35 „
"	Hauptmittel	.	.	—	14·05 „

¹⁾ CHRISTIE, POGG. Ann. 133, pag. 589. 1858.

²⁾ TÖPLER u. v. ETTINGSHAUSEN, POGG. Ann. 160. pag. I. 1877.

³⁾ ROWLAND u. JACQUES, Sill. Journ. 18, pag. 360. 1879. Die Zahlen sind unbrauchbar.

⁴⁾ v. ETTINGSHAUSEN, Wien. Ber. 85 (2) pag. 37. 1882 u. WIED. Ann. 17, pag. 272.

⁵⁾ W. WEBER, Elektr. Maassbest., insb. über Diamagnetismus, pag. 523.

Beobachter	äusserste Werthe	Mittelwerth
W. WEBER	—	$16.4 \cdot 10^{-6}$
TÖPLER und v. ETTINGSHAUSEN . .	—	15.1 „
CHRISTIE	—	14.6 „
v. ETTINGSHAUSEN (1887)	13.4 bis $13.8 \cdot 10^{-6}$	13.7 „

Mit Rücksicht auf das Gewicht der einzelnen Bestimmungen kann man hiernach sagen, dass die Susceptibilität des Wismuths wahrscheinlich nicht wesentlich grösser als 0.000014 ist, der knapp 10mal so kleine spezifische Magnetismus also rund 0.0000015.

Eisenchlorid. Die Dichte der wässrigen Lösungen dieses Salzes, soweit sie in der hier folgenden Tabelle figuriren, bewegte sich zwischen 1.4 und 1.52, sie ist übrigens für jeden Fall einzeln angegeben, der Einfluss dieser Verschiedenheiten auf die Magnetismen wird jedoch, wie man sieht, durch die aus anderen Quellen fliessenden Verschiedenheiten der letzteren fast völlig verdeckt. ARNDTSEN¹⁾ arbeitete mit dem Diamagnetometer, BORGMANN²⁾ nach der Inductionsmethode mit ringförmiger Gestaltung des Magnetisirungskörpers (STOLETOW, vergl. pag. 169), SCHUHMEISTER³⁾ benutzte Schwingungen zwischen Magnetpolen, v. ETTINGSHAUSEN⁴⁾ seine zweite Methode, SILOW⁵⁾ die Inductionsmethode, aus seinen Zahlen, auf die später zurückzukommen sein wird, ist diejenige herausgegriffen, welche der grössten benutzten Kraft entspricht; HENRICHSEN⁶⁾ wandte drei verschiedene Methoden an; QUINCKE⁷⁾ endlich und nach ihm WÄHNER⁸⁾ bedienten sich der QUINCKE'schen manometrischen Methode.

Eisenchlorid.

Beobachter	Dichte	α	Beobachter	Dichte	α
ARNDTSEN . . .	1.495	$57.5 \cdot 10^{-6}$	v. ETTINGSHAUSEN .	1.48	$57.2 \cdot 10^{-6}$
BORGMANN . . .	1.487	48.8 „	SILOW	1.52	55 „
„ . . .	1.52	38.5 „	QUINCKE	1.508	65 „
SCHUHMEISTER . .	1.395	35 „	WÄHNER	1.435	37.3 „
			HENRICHSEN	1.36	42.9 „

Man kann also sagen, dass für starke Eisenchloridlösung in Wasser α zwischen 0.000035 und 0.000065 liegt, d. h. dieser Stoff ist etwa 3 bis 4mal so stark magnetisch wie Wismuth diamagnetisch. Man sieht aber zugleich, wie gering die Uebereinstimmung der Zahlen ist, deren grösste fast doppelt so gross ist, wie die kleinste, und man würde daher sehr unbefriedigt sein müssen, wenn man nicht durch Kritik der Methoden und Begleitumstände zu dem Urtheil gelangte (s. w. u.), dass die grössten der obigen Zahlen die wahrscheinlichsten sind, dass also für Eisenchlorid etwa $\alpha = 55$ bis 65, also rund $\alpha = 60 \times 10^{-6}$ ist.

Absolute und relative Zahlen für andere Stoffe. Am stiefmütterlichsten sind die festen Körper behandelt worden; vom Wismuth abgesehen

¹⁾ ARNDTSEN, POGG. Ann. 104, pag. 600. 1858.

²⁾ BORGMANN, WIED. Ann. Beibl. 3, pag. 812. 1879 (nach J. d. russ. phys. Ges. 1878).

³⁾ SCHUHMEISTER, Wien. Ber. 83 (2), pag. 45. 1881.

⁴⁾ v. ETTINGSHAUSEN, Wien. Ber. 85 (2), pag. 72. 1882.

⁵⁾ SILOW, WIED. Ann. 11, pag. 324. 1880 (u. frühere Abhandlungen).

⁶⁾ HENRICHSEN, WIED. Ann. 45, pag. 38. 1892.

⁷⁾ QUINCKE, WIED. Ann. 24, pag. 347. 1885.

⁸⁾ WÄHNER, Wien. Ber. (2) 96, pag. 94. 1887.

scheinen nämlich nur für Antimon und Tellur absolute Bestimmungen vorzuliegen. Sie rühren von v. ETTINGSHAUSEN¹⁾ her, beziehen sich auf zwei reine Antimonstücke I und II und ein Tellurstück (sämmtlich reine Metalle) und sind nach der zweiten Methode des Verfassers durchgeführt worden. Das Ergebniss ist folgendes:

Stoff	α			Mittel
Antimon I . . .	4.92	4.91	4.87	$4.90 \cdot 10^{-6}$
Antimon II . . .	5.57	5.58		5.58 „
Tellur	1.59	1.61	1.58	1.60 „

Hieran mögen in Kürze noch einige Relativzahlen gefügt werden.

PLÜCKER²⁾

(nach der sehr unsicheren Abreissmethode), Gewichtsmagnetismen.

Eisen (Vergleichseinheit) . 100000	Wasser (Vergleichseinheit) — 100
Magneteisenstein 40227	Kochsalz — 79
Eisenglanz 533	Wismuthoxyd — 35
Eisenoxyd 286	Schwefelblumen — 71
Rotheisenstein 134	Phosphor — 100
Nickeloxydul 35	
Manganoxydoxydul 167	

Volumenmagnetismen

(berechnet mit dem Werth $14.6 \cdot 10^{-6}$ für Wismuth) (sämmtlich negativ).

Stoff	nach FARADAY ²⁾	nach E. BECQUEREL ³⁾	Stoff	nach FARADAY ²⁾	nach E. BECQUEREL ³⁾
Glas	$0.135 \cdot 10^{-6}$	—	Gold	$2.60 \cdot 10^{-6}$	—
Wachs	—	$0.38 \cdot 10^{-6}$	Blei	—	$1.03 \cdot 10^{-6}$
Zink	0.56 „	0.17 „	Selen	1.25 „	1.11 „
Kupfer	1.27 „	—	Schwefel	0.87 „	0.76 „
Silber	1.74 „	—	Phosphor	1.24 „	1.10 „

Sehr zahlreiche hingegen sind die untersuchten Flüssigkeiten; es kann daher nur eine kleine, nach Autoren geordnete Auswahl getroffen werden.

SCHUHMEISTER⁵⁾

(Torsionsmethode nach WIEDEMANN, d. h. Aequilibrirung der Abstossung des vor einem starken Pole an einem Wagebalken hängenden Körpers durch Torsion des Drahtes).

Flüssigkeit	α (für die grösste Kraft)
Wasser	$-0.436 \cdot 10^{-6}$
Alkohol	-0.376 „
Schwefelkohlenstoff	-0.368 „
Aether	-0.290 „
Eisenchloridlösung von 1.888 spec. Gew.	$+30.27$ „

¹⁾ v. ETTINGSHAUSEN, Wien. Ber. (2) 96, pag. 777. 1887.

²⁾ PLÜCKER, POGG. Ann. 74, pag. 321. 1848.

³⁾ FARADAY, Exp. Res. Bd. 3, pag. 497.

⁴⁾ E. BECQUEREL, Ann. chim. phys. (5) 12, pag. 34. 1877.

⁵⁾ SCHUHMEISTER, Wien. Ber. (2) 83, pag. 45. 1881.

QUINCKE¹⁾;

manometrische Methode des Verfassers. Aus der Constanten Q (vergl. pag. 201) erhält man α durch Multiplikation mit $2g$ (d. h. mit 1962). Die Zahlen sind Mittelwerthe aus den für verschiedene Feldstärken erhaltenen Einzelwerthen.

Flüssigkeit	spec. Gew.	$Q \cdot 10^{10}$	Flüssigkeit	spec. Gew.	$Q \cdot 10^{10}$
Mangansulfat	1.4165	286.1	Zinnchlorür	1.4651	— 3.77
Manganchlorür	1.3695	293.4	Schwefelkohlenstoff . .	1.2644	— 3.81
Eisenchlorid	1.5083	330.8	Rapsöl	0.9159	— 3.89
Eisensulfat	1.2217	99.9	Kaliumpermanganat .	1.0309	— 3.97
Eisenchlorür	1.3096	177.9	Glycerin	1.2518	— 4.07
Kobaltsulfat	1.2584	94.82	Ammoniak	0.9307	— 4.10
Kobaltchlorür	1.1290	63.7	Salzsäure	1.1651	— 4.19
Nickelsulfat	1.2921	44.6	Schwefelsäure	1.8326	— 4.19
Nickelchlorür	1.1385	24.8	Wasser	0.9983	— 4.27
Chromalaun	1.0471	2.37	Wismuthnitrat	1.6251	— 4.54
Kupfersulfat	1.1651	5.14	Magnesiumsulfat . . .	1.2500	— 4.56
Aether	0.7152	— 3.22	Zinnchlorid	1.8555	— 4.67
Methylalkohol	0.7915	— 3.46	Zinksulfat	1.4393	— 4.70
Alkohol	0.7929	— 3.48	Calciumchlorid	1.3392	— 4.93
Benzol	0.8822	— 3.50	Brom	3.147	— 7.33
Terpentinöl	0.8690	— 3.51	Phosphor	1.764	— 8.36
Salpetersäure	1.3872	— 3.55	Quecksilber	13.546	— 13.42
Steinöl	0.7988	— 3.66			

Berechnet man aus diesen Werthen von Q die α , so findet man weit grössere, zum Theil fast doppelt so grosse Zahlen, wie die entsprechenden von SCHUHMEISTER.

WÄHNER²⁾

(QUINCKE'sche Manometermethode).

Flüssigkeit	spec. Gew.	$\alpha \cdot 10^6$	Flüssigkeit	spec. Gew.	$\alpha \cdot 10^6$
Wasser	0.9993	— 0.541	Mangansulfat	1.1455	+ 8.864
Alkohol	0.795	— 0.422	Kobaltchlorid	1.0790	+ 3.194
Schwefelkohlenstoff . .	1.270	— 0.500	Kobaltsulfat	1.1616	+ 5.475
Aether	0.730	— 0.402	Kobaltnitrat	1.1401	+ 4.590
Eisensulfat	1.1365	+ 6.20	Nickelchlorid	1.1213	+ 1.958
Manganchlorid	1.1819	+ 15.62	Nickelsulfat	1.1785	+ 1.889

Diese Zahlen stimmen mit denen von SCHUHMEISTER ziemlich überein, sind aber demgemäss viel kleiner als die QUINCKE'schen.

H. E. J. G. DU BOIS³⁾

QUINCKE'sche Manometermethode, durch Neigung des Capillarrohrs empfindlicher gemacht.

Flüssigkeit	spec. Gew.	$\alpha \cdot 10^6$	Flüssigkeit	spec. Gew.	$\alpha \cdot 10^6$
Wasser	0.9992	— 0.837	Schwefelkohlenstoff . .	1.2692	— 0.816
Alkohol	0.7963	— 0.694	Manganchlorür	1.0445	+ 6.819
Aether	0.7250	— 0.642	Cerchlorid	1.5229	+ 4.877

¹⁾ QUINCKE, WIED. ANN. 24, pag. 347. 1885. — QUINCKE bezeichnet die Permeabilität als »Dimagnetisirungsconstante«.

²⁾ WÄHNER, WIEN. BER. (2) 69, pag. 85. 1887.

³⁾ DU BOIS, WIED. ANN. 35, pag. 137. 1888.

Diese Zahlen beziehen sich übrigens nicht, wie die der anderen Autoren, auf Luft als umgebendes Medium, sondern auf den luftleeren Raum, wodurch sie um $0.024 \cdot 10^{-6}$ kleiner werden. Mit Rücksicht hierauf ergibt die Vergleichung sehr befriedigende Uebereinstimmung mit QUINCKE (nur für Schwefelkohlenstoff ist sie etwas schlechter). Hiernach ist es höchst wahrscheinlich, dass die QUINCKE'schen und die DU BOIS'schen Zahlen die richtigen sind oder der Wahrheit mindestens sehr viel näher kommen als die von SCHUHMEISTER und WÄHNER.

Endlich hat HENRICHSEN mit Hilfe seiner Zahl für Eisenchlorid nachfolgende Zahlen aus seinen Versuchen berechnet ($\times 10^6$):

Wasser	0.75	Aether	0.58
Alkohol	0.61	Schwefelkohlenstoff .	0.74

Sie liegen zwischen den obigen, aber den QUINCKE-DU BOIS'schen näher.

Es mögen hieran noch einige relative Zahlen angeschlossen werden. Die ältesten derartigen Zahlen rühren wohl von PLÜCKER her (Abreissmethode), haben aber nur noch historisches Interesse und haben, soweit es sich um paramagnetische Stoffe handelt, schon deshalb keine irgendwie erhebliche Bedeutung, als sie auf Eisen als Einheit bezogen sind, während diese Einheit doch je nach Material und Stärke der Magnetisirung in weiten Grenzen variirt. Für die diamagnetischen Stoffe ist allerdings Wasser als Grundlage gewählt, aber auch hier stimmt nicht einmal die Reihenfolge der Zahlen mit der durch die neueren Untersuchungen festgestellten, z. B. wäre nach PLÜCKER Schwefelkohlenstoff stärker diamagnetisch als Wasser, während er in Wahrheit beträchtlich schwächer diamagnetisch ist. Aehnliches gilt von den meisten Bestimmungen, die E. und H. BECQUEREL¹⁾ ausgeführt haben. Es sind ferner die Arbeiten G. WIEDEMANN's zu nennen, deren Bedeutung sich aber nach einer anderen Richtung erstreckt, von der sogleich die Rede sein wird. Es bleiben dann von älteren Messungen nur diejenigen FARADAY's²⁾ übrig, bei denen die Ablenkung eines zwischen Polen aufgehängten Glasstäbchens in den verschiedenen Flüssigkeiten als Medien durch Torsion des Fadens äquilibrirt wurde. Einige Ergebnisse für den Diamagnetismus gleicher Volumina reducirt auf den luftleeren Raum, aber bezogen auf Wasser in Luft = 100, sind folgende:

Aether	75.3	Salpetersäure	88.0	Schwefelkohlenstoff	99.6
Alkohol	78.7	Wasser	96.6	Schwefelsäure . . .	104.5
Olivöl	85.6	Ammoniak	98.5		

In neuester Zeit hat HENRICHSEN³⁾ nach der WIEDEMANN'schen Torsionsmethode zahlreiche vergleichende Messungen gemacht, aus denen hier nur wenige herausgegriffen werden können; da alle Substanzen sich als diamagnetisch erwiesen, ist das negative Zeichen weggelassen, Wasser ist gleich 10 gesetzt, die Zahlen bedeuten die Volumenmagnetismen.

Wasser	10.00	Ameisensäure	7.28	Amylacetat	8.37
Methylalkohol . . .	7.63	Essigsäure	7.65	Aethyläther	7.94
Aethylalkohol . . .	8.11	Propionsäure	7.94	Chloroform	10.07
Propylalkohol . . .	8.54	Buttersäure	8.26	Bromoform	13.18
Amylalkohol	8.85	Methylacetat	7.63	Chloral	9.62
Acetaldehyd	5.46	Aethylacetat	7.76	Schwefelkohlenstoff	9.86
Aceton	6.44	Propylacetat	8.14		

¹⁾ E. BECQUEREL, Ann. chim. phys. (3) 28, pag. 313. 1850 u. 44, pag. 223. 1855. — H. BECQUEREL, Ann. chim. phys. (5) 12, pag. 5. 1877.

²⁾ FARADAY, POGG. Ann. 88, pag. 557. 1853. Exp. Res. Bd. 3, pag. 497.

³⁾ HENRICHSEN, WIED. Ann. 34, pag. 180. 1888.

Die Werthverhältnisse für Wasser, Alkohol, Aether und Schwefelkohlenstoff stimmen mit denen nach DU BOIS so gut überein, dass man die Zahlen für diese Stoffe als gesichert ansehen kann.

Chemische Beziehungen bei Flüssigkeiten. Die grosse Zahl der für Flüssigkeiten gewonnenen Zahlenergebnisse legt die Frage nahe, ob und in wie weit diese Zahlen in gesetzmässiger Beziehung zur physikalischen und chemischen Constitution der Stoffe stehen. Eine solche Beziehung kann z. B. bei Lösungen verschiedener Concentration vorhanden sein, und sie ist es thatsächlich in vielen Fällen. Folgende Beispiele mögen genügen.

Manganchlorür verschiedener Concentration nach QUINCKE.

spec. Gew. s	$Q \cdot 10^{10}$	$Q' \cdot 10^{10}$	$\frac{Q'}{s-1} \cdot 10^9$
1.0357	25.6	29.9	84
1.1209	95.0	99.3	82
1.1739	140.0	144.3	83
1.2992	249.6	253.9	85
1.3339	281.8	286.1	86

Eisenchloridlösung verschiedener Concentration nach WÄHNER.

spec. Gew. s	$\alpha \cdot 10^6$	$\alpha' \cdot 10^6$	$\frac{\alpha'}{s-1} \cdot 10^6$
1.1325	10.21	10.75	81
1.1640	13.08	13.62	83
1.3132	26.35	26.89	86
1.3751	31.89	32.43	87
1.4345	37.63	38.17	87

Hierin bedeutet Q' resp. α' den um den entsprechenden Werth für Wasser verminderten (in Wahrheit wegen des negativen Vorzeichens vermehrten) Werth von Q resp. α , also gewissermaassen den Werth dieser Constanten für das Salz selbst; die dabei benutzte einfache Superposition der Magnetismen ist bei ihrer Kleinheit und dem damit verknüpften Fehlen innerer Wechselwirkungen jedenfalls gestattet. Die Zahlen der letzten Spalte zeigen dann, dass der Magnetismus des Salzes mit seiner Dichte — genauer noch mit dem Procentgehalte der Lösung — proportional ist. — Da das Wasser an sich diamagnetisch ist, so muss es möglich sein, Lösungen magnetischer Salze herzustellen, die unmagnetisch oder »magnetisch inaktiv« sind, ein Gedanke, den DU BOIS (a. a. O. pag. 165) für die beiden hier folgenden Fälle verwirklicht hat:

Manganchlorür		Cerchlorid	
s	$\alpha \cdot 10^6$	s	$\alpha \cdot 10^6$
0.9992	— 0.837	0.9992	— 0.837
1.0010	— 0.418	1.0529	— 0.215
1.0028	— 0.127	1.0748	0.000
1.0040	0.000	1.1565	+ 0.950
1.0054	+ 0.182	1.2165	+ 1.596
1.0087	+ 0.578	1.2697	+ 2.175
1.0445	+ 6.819	1.5229	+ 4.877

Nicht so einfach sind die Verhältnisse beim Vergleichen der Lösungen desselben Salzes in verschiedenen Lösungsmitteln, zumal da hierbei

jedenfalls die Volumenänderungen eine Rolle spielen. Demgemäss findet man für die Quotienten $Q - Q_0/s - s_0$ resp. $\alpha - \alpha_0/s - s_0$, wo Q_0 resp. α_0 die Magnetismen, s_0 die Dichten der Lösungsmittel sind, von einander abweichende Zahlen, z. B. für Eisenchlorid nach QUINCKE (a. a. O. pag. 385):

in Wasser	in Salzsäure	in Methylalkohol
62 bis 65	86 bis 96	50 bis 56.

In diese Verhältnisse hat G. WIEDEMANN¹⁾ Klarheit gebracht und gezeigt, dass in der Regel der folgende Satz gilt: Der Magnetismus der in verschiedenen Lösungsmitteln gelösten Salze ist, wenn keine Dissociation (oder andere aussergewöhnliche Erscheinung) auftritt, der in der Volumeneinheit enthaltenen Gewichtsmenge derselben direkt proportional und von dem Lösungsmittel unabhängig. An diesen Satz möge gleich ein zweiter angeschlossen werden: Der Magnetismus der festen, mit Krystallwasser verbundenen Salze ist nahezu derselbe wie der der gelösten Salze; dagegen weicht er für die wasserfreien Salze nicht selten etwas ab.

Molekularmagnetismus. Den beiden Begriffen des Volumenmagnetismus (Magnetismus der Volumeneinheit, Susceptibilität) und des specifischen oder Gewichtsmagnetismus (Magnetismus der Gewichtseinheit) lässt sich als dritter Begriff der Molekularmagnetismus, d. h. der Magnetismus einer Molekel zur Seite stellen; er ergibt sich aus dem specifischen Magnetismus durch Multiplikation mit dem Molekulargewicht. Die grundlegende Untersuchung über ihn verdankt man G. WIEDEMANN²⁾, wozu in neuester Zeit eine Arbeit von HENRICHSEN gekommen ist.

Die wichtigsten Sätze, zu denen WIEDEMANN gelangt ist, sind folgende:

1) Der Molekularmagnetismus der analog zusammengesetzten gelösten Salze desselben Metalls mit verschiedenen Säuren ist nahezu der gleiche (z. B. der von schwefelsaurem, salpetersaurem Nickeloxydul und Nickelchlorür 1426, 1433, 1400 in willkürlicher Einheit, für schwefelsaures, salpetersaures Eisenoxydul und Eisenchlorür 3900, 3861, 3858, für schwefelsaures, salpetersaures, essigsaures Manganoxydul und Manganchlorür 4695, 4693, 4586, 4700 u. s. w.). 2) Dagegen ist der Molekularmagnetismus z. B. der Eisenoxyd- und Eisenoxydulsalze sehr verschieden. 3) Der Magnetismus einer binären Verbindung ist gleich der Summe der Magnetismen der Bestandtheile in ihrem jedesmaligen besonderen Zustande, und diese Bestandtheile behalten beim Eingehen anderer binärer, mit Constitutionsänderung nicht verknüpfter Verbindungen ihren Magnetismus ungeändert bei. 4) Dagegen ändert sich der Molekularmagnetismus im Allgemeinen mit der Constitutionsänderung, und zwar sogar dem Vorzeichen nach (z. B. sind die Kupferoxydsalze stark paramagnetisch, die Kupferoxydulsalze stark diamagnetisch); es kann auf diese Weise sogar ein diamagnetisches Metall (z. B. Kupfer) mit einem diamagnetischen Element (z. B. Brom) eine magnetische Verbindung (Kupferbromid) liefern. 5) Der Molekularmagnetismus der meisten Oxydhydrate weicht von dem der entsprechenden Salze in ihren Lösungen nur wenig ab; der Magnetismus der colloid gelösten Oxyde und der geglähten Oxyde ist hingegen sehr viel kleiner (z. B. der des colloid gelösten Eisenoxyds nur $\frac{1}{3}$ von dem der Eisenoxydsalze, der des geglähten Eisenoxyds sogar nur $\frac{1}{8}$).

¹⁾ G. WIEDEMANN, POGG. Ann. 126, pag. 1. 1865; 135, pag. 177. 1868. — Progr. Univ. Leipzig 1876; WIED. Ann. 5, pag. 45. 1878.; 32, pag. 452. 1887. (Zugleich auch für die folgenden Citate.)

²⁾ WIEDEMANN, a. a. O. Vergl. WIEDEMANN, Electricität 3, pag. 851 (3. Aufl.).

weiss, in wie weit dieses Verhalten auf besonderen molekularen Verhältnissen beruht und in wie weit es der Fehlerhaftigkeit der Annahme zuzuschreiben ist, dass der Magnetismus der nicht metallischen Bestandtheile gegen den der metallischen zu vernachlässigen sei. Im Uebrigen stimmen die für einzelne Verbindungen gültigen QUINCKE'schen Zahlen mit den WIEDEMANN'schen recht gut überein, d. h. sie sind in ihnen nahezu proportional.

HENRICHSEN¹⁾ greift das Problem des Atommagnetismus ohne vernachlässigende Annahmen an; er findet zunächst, dass die Gruppe CH_2 in den zahlreichen, von ihm untersuchten Flüssigkeiten nahezu den gleichen Beitrag zum Molekularmagnetismus liefert, wie sich durch Vergleichung der verschiedenen Körper einer Gruppe ergibt; so ergeben z. B. die Alkohole die folgenden Molekularmagnetismen μ und deren Differenzen δ mit der folgenden Zahl:

Stoff	μ	δ	Stoff	μ	δ
Methylalkohol . . .	307	166	Isobutylalkohol . . .	806	155
Aethylalkohol . . .	473	166	Amylalkohol	961	2×164
Propylalkohol . . .	639	167	Heptylalkohol	1288	

Aehnlich ergeben die Säuren Zahlen zwischen 154 und 169, die Aldehyde 157 bis 166, die Ester 143 bis 177, die Chloride 151 bis 168, die Bromide 157 bis 178, die Jodide 147 bis 166, die Sulfide 159 bis 164. Der wahrscheinliche Fehler des Mittels dieser Zahlen beträgt nur etwa 3%, und man kann somit den für alle untersuchten Verbindungen gültigen Satz aufstellen: Für jedes CH_2 , das in die Formel eines Körpers eingeführt wird, steigt der Molekularmagnetismus um 163, wenn der Volumenmagnetismus²⁾ des Wasser gleich 10 gesetzt wird (beides negativ). Hält man sich nun zunächst an die Verbindungen, die nur C, O und H enthalten, also an die 1) Alkohole, 2) Aldehyde, 3) Säuren und Ester, und nimmt man den bekannten Werth für CH_2 hinzu, so hat man vier Gleichungen und kann folglich die Atommagnetismen von C, H (diese beiden überall als gleichwerthig angesehen), von O' (einfach gebunden) und O'' (zweifach gebunden) ermitteln; die übrigen Verbindungen liefern dann auch die Zahlen für die Halogene und Schwefel (für Stickstoff reichen die Beobachtungen nicht aus); dabei zeigt sich, dass man auch beim Kohlenstoff zwischen einfacher und doppelter Bindung unterscheiden muss, und dass die Atommagnetismen der Halogene ebenfalls von der Atomzahl abhängig sind — überall in dem Sinne einer Abnahme des Atommagnetismus mit wachsender Bindungs- resp. Atomzahl. Im Folgenden sind die sich ergebenden Zahlen zusammengestellt.

	H		O'	O''	C'	C''			
	9		129	17	145	98			
Cl'	Cl''	Cl'''	Cl''''	Br'	Br''	Br'''	J'	J''	S
282	249	218	194	413	374	334	642	577	284.

O'' ist paramagnetisch, alle übrigen sind diamagnetisch.

Gase. Absolute Bestimmungen sind für Gase, von den Torsionsmessungen SCHUHMEISTER's³⁾ abgesehen, ausschliesslich nach QUINCKE's manometrischer Methode ausgeführt worden, und zwar von QUINCKE⁴⁾ selbst, von TÖPLER und

¹⁾ HENRICHSEN, WIED. Ann. 34, pag. 209. 1888.

²⁾ Im Original steht fälschlich Molekularmagnetismus.

³⁾ SCHUHMEISTER, Wien. Ber. 83, 2, pag. 45. 1881. Ueber die Ergebnisse s. w. u.

⁴⁾ QUINCKE, WIED. Ann. 34, pag. 401. 1888.

HENNIG¹⁾ und von H. E. J. G. DU BOIS²⁾. Die Anwendung der Methode auf Gase erfolgt am einfachsten derart, dass eine in das Manometer oder in die U-Röhre gebrachte Flüssigkeit mit verschiedenen Gasen umgeben wird; zur Controle wird man natürlich nach einander verschiedene Flüssigkeiten wählen. TÖPLER modificirte die Anordnung, indem er eine in der Mitte schwach geknickte Glasröhre benutzte, an die Knickstelle die Flüssigkeit brachte und sich auf diese Weise eine Art von magnetischer Libelle verschaffte — eine Anordnung, die sich durch Empfindlichkeit und Freiheit von einigen Fehlerquellen auszeichnet. Die TÖPLER'schen Zahlen fassen insofern auf den QUINCKE'schen Messungen an Flüssigkeiten, als zur Berechnung der Feldstärke die QUINCKE'sche Zahl für Eisenchloridlösung benutzt wurde. Beim Vergleichen der QUINCKE'schen und der TÖPLER'schen Zahlen ist zu beachten, dass die letzteren Differenzwerthe gegen Luft, die ersteren absolute Werthe gegen den leeren Raum sind. Mit Rücksicht hierauf stimmen die Resultate dem Vorzeichen nach insoweit überein, als sich alle Gase ausser Sauerstoff und Stickoxyd gegen Luft diamagnetisch verhalten; dagegen sind sie gegen den leeren Raum nach QUINCKE sämmtlich magnetisch, während nach TÖPLER und H., wenigstens wenn man den QUINCKE'schen Werth für Luft benutzt, Kohlensäure, Stickstoff, Wasserstoff, Schwefelkohlenstoff und Cyan schwach diamagnetisch sein würden. In quantitativer Hinsicht ist die Uebereinstimmung nur zum Theil einigermaassen befriedigend, wie die folgenden Zahlen zeigen. (Die Q -Werthe von TÖPLER und H. müssten, um mit den QUINCKE'schen vergleichbar zu werden, um eine Zahl vergrößert werden, die nach QUINCKE 0.163 ist, von TÖPLER und H. aber nicht angegeben ist, weshalb die Umrechnung besser unterbleibt).

Stoff	QUINCKE		TÖPLER u. H.		DU BOIS
	$Q \cdot 10^{10}$	$\kappa \cdot 10^6$	$Q \cdot 10^{10}$	$\kappa \cdot 10^6$	$\kappa \cdot 10^6$
Sauerstoff	0.7993	0.157	0.662	0.129	0.117
Stickoxyd	0.271	0.053	0.120	0.024	—
Luft	0.1626	0.032	—	—	0.024
Stickoxydul	0.0159	0.0031	— 0.158	— 0.031	
Kohlensäure	0.0146	0.0029	— 0.172	— 0.034	
Elayl	0.0129	0.0025	—	—	
Sumpfgas	0.0058	0.0011	—	—	
Stickstoff	0.0046	0.0009	— 0.165	— 0.032	
Wasserstoff	0.0015	0.0003	— 0.176	— 0.034	
Kohlenoxyd	—	—	— 0.132	— 0.026	
Schwefelwasserstoff . .	—	—	— 1.175	— 0.034	
Cyan	—	—	— 0.183	— 0.036	
Leuchtgas	—	—	— 0.150	— 0.029	

Ganz neuerdings hat HENNIG³⁾ den Sauerstoff noch besonders sorgfältig untersucht und bei $25^\circ \kappa \cdot 10^6 = 0.096$ gegen Luft, also $\kappa \cdot 10^6 = 0.120$ gegen das Vacuum gefunden.

Hierzu kommen noch einige relative Bestimmungen. Zunächst die hier folgenden älteren von E. BECQUEREL (1851 und 1855, Mittelwerthe) und FARADAY (1853), die auf Wasser gleich — 1 bezogen sind und theils durch Torsions-, theils durch Wägungsversuche gefunden wurden. (Die Umrechnung in absolute Zahlen

¹⁾ TÖPLER und HENNIG, WIED. Ann. 34, pag. 790. 1888.

²⁾ DU BOIS, WIED. Ann. 35, pag. 137. 1888.

³⁾ HENNIG, WIED. Ann. 50, pag. 485. 1893.

fällt beträchtlich verschieden aus, je nachdem man dabei, wie DU BOIS, den absoluten Werth für Wismuth oder den DU BOIS'schen absoluten Werth für Wasser benutzt).

Stoff	BECQUEREL	FARADAY
Sauerstoff	0.181	0.175
Stickoxyd	0.0498	—
Luft	0.038	0.034
Elayl	—	0.006
Kohlensäure	0	0
Stickstoff	0	0.003
Wasserstoff	0	0?

Ferner einige neuere Zahlen von EFIMOFF¹⁾, im Wesentlichen nach der BECQUEREL'schen Methode gewonnen und gegen den leeren Raum zu verstehen; als Einheit dient der Werth für Luft:

O	NO	Luft	C ₂ H ₄	CH ₄	CO ₂
+ 4.83	+ 1.60	+ 1	— 0.068	— 0.063	— 0.033
N ₂ O	N	CO	H		
— 0.018	— 0.015	— 0.009	— 0.002 (?)		

Diese Zahlen stimmen mit den TÖPLER'schen besser als mit den QUINCKE'schen überein; man vergleiche im Uebrigen die Einwände von GOLDHAMMER²⁾ und die Entgegnung von EFIMOFF³⁾.

Endlich eine Angabe CURIE's⁴⁾, wonach der Sauerstoff 145 Mal so magnetisch wie die gleiche Masse Wasser ist.

Nach DEWAR⁵⁾ ist auch der flüssige Sauerstoff magnetisch.

Abhängigkeit vom Druck der Gase. Schon die Versuche von PLÜCKER⁶⁾ und BECQUEREL⁷⁾ hatten es wahrscheinlich gemacht, dass der Magnetismus mit dem Drucke proportional ist, und die neueren Untersuchungen, besonders von QUINCKE⁸⁾ haben dies bestätigt, wenigstens für nicht zu kleine Drucke. Da ferner anzunehmen ist, dass die Magnetismen sich in Gemischen chemisch indifferenter Gase einfach addiren, so muss zwischen den Magnetismen von Sauerstoff, Stickstoff und Luft eine bestimmte Beziehung bestehen, es müssen sich nämlich die TÖPLER'schen Zahlen für Sauerstoff und Stickstoff wie 79 : 21, d. h. wie 3.8 : 1 verhalten, womit das wirkliche Verhältniss 4.0 nahezu übereinstimmt⁹⁾. Da der Magnetismus des Stickstoffs übrigens sehr klein ist, muss der der Luft gegen den leeren Raum etwa $\frac{1}{3}$ von dem des Sauerstoffs betragen, was thatsächlich der Fall ist.

Abhängigkeit des Magnetismus der Flüssigkeiten und Gase von der magnetisirenden Kraft. Bisher war immer von der Susceptibilität χ oder einer ihr proportionalen Grösse schlechthin die Rede. Diese Grösse würde indessen nur in dem Falle eine Constante sein, wenn das magnetische Moment

¹⁾ EFIMOFF, J. d. phys. (2) 7, pag. 494. 1888; J. soc. phys. russe 20; Beibl. 13, pag. 240. 1889.

²⁾ GOLDHAMMER, Beibl. 14, pag. 304. 1890.

³⁾ EFIMOFF, Beibl. 14, pag. 1160. 1890.

⁴⁾ CURIE, Compt. rend. 115, pag. 1292. 1892.

⁵⁾ DEWAR, Electrician 29, pag. 169. 1892.

⁶⁾ PLÜCKER, POGG. Ann. 83, pag. 87. und 84, pag. 161. 1851.

⁷⁾ E. BECQUEREL, Ann. chim. phys. 44, pag. 209. 1855.

⁸⁾ QUINCKE, WIED. Ann. 34, pag. 401. 1888.

⁹⁾ TÖPLER und HENNIG, WIED. Ann. 34, pag. 797. 1888.

mit der magnetisirenden Kraft proportional wäre. Existirte dagegen, wie bei den ferromagnetischen Substanzen, eine Annäherung an den Sättigungszustand, so müsste für grosse Kräfte α abnehmen; und fände wie dort im Zusammenhange mit der Coërcitivkraft auch hier für kleine bis mittlere Kräfte ein rascheres als proportionales Ansteigen des Moments statt, so müsste für mässige Kräfte α zunehmen; für eine gewisse mittlere Kraft müsste also α ein Maximum aufweisen. Zur Entscheidung dieser Frage liegt ein ausserordentlich reichhaltiges, wenn auch nur theilweise ganz zuverlässiges Material vor. Die älteren Autoren, E. BECQUEREL, TYNDALL, JOULE, REICH, CHRISTIE, ARNDTSEN¹⁾ u. A. haben sämtlich Proportionalität zwischen Moment und Kraft, also constante Suszeptibilität gefunden; nur PLÜCKER glaubte die Annäherung an das Maximum des Moments beobachtet zu haben, und in einigen wenigen Fällen fand auch BECQUEREL Abweichungen von der Proportionalität. In neuerer Zeit ist bald Constanz, bald Variabilität von α gefunden worden, und es seien zunächst die letzteren Arbeiten erwähnt.

So erhielt SILOW²⁾ für Eisenchloridlösung nach den früher erwähnten Methoden folgende Zahlen (f Feldstärke mit der Horizontalcomponente des Erdmagnetismus als Einheit).

1) $f = 0.46$	0.82	1.12	1.48	2.15	2.89	4.36	6.64
$\alpha \cdot 10^6 = 34$	62	122	148	179	138	105	72
2) $f = 1.15$	1.60	1.81	2.13	3.73	6.54	12.60	
$\alpha \cdot 10^6 = 96$	131	142	111	70	65	55.	

Diese Zahlen zeigen immerhin eine nicht unbeträchtliche Gesetzmässigkeit, und es folgt aus ihnen, dass wie beim Eisen so auch beim Eisenchlorid α erst steigt und dann fällt; sonderbar ist nur, dass das Maximum bei einer so kleinen Kraft, nämlich etwa 0.3 bis 0.4 C. G. S. Einheiten eintritt, während es beim Eisen erst bei 3 bis 5 Einheiten eintritt. SCHUHMEISTER (s. ob.) findet — jedoch seltsamer Weise gerade mit Ausnahme des Eisenchlorids — für grosse Kräfte veränderliches α , und zwar nimmt es bei den diamagnetischen Flüssigkeiten (Wasser, Alkohol, Schwefelkohlenstoff und Aether) ab, bei den magnetischen Gasen (Sauerstoff und Stickoxyd) hingegen zu, jenes um rund 20%, dieses bis auf mehr als das Doppelte. Endlich findet QUINCKE für sehr starke Kräfte (6000 bis 12000) eine wenn auch geringfügige und nicht bei allen Stoffen deutliche Abnahme der Suszeptibilität, am deutlichsten ist sie bei TeCl_3 , FeSO_4 , MnCl_2 , Br, P, Hg; bei den Gasen ist das Ergebniss nicht einheitlich, indem sich bei einer Versuchsreihe eine nicht unbeträchtliche Abnahme, bei einer anderen ungefähre Constanz von α ergab.

Diesen Ergebnissen stehen andere gegenüber, bei denen sich α als constant herausstellt. So die von G. WIEDEMANN für Eisenchlorid, von EATON³⁾ für Eisenchlorid, Wasser, Alkohol, Aether und Schwefelkohlenstoff (die Zahlen zeigen freilich für eine durch 2 resp. 4 resp. 6 Elemente erzeugte Feldstärke eine regelmässige kleine Zunahme von durchschnittlich 6%, mit Ausnahme des Eisenchlorids), TÖPLER und v. ETtingshausen für Wismuth, v. ETtingshausen für Wismuth und Eisenchlorid (meistens ganz geringfügige Abnahme), insbesondere aber DU BOIS⁴⁾, der die Kraft von 700 bis 10000 wachsen liess und dabei unter andern folgende Zahlen erhielt (R Kraft, (α) Relativzahlen für die Suszeptibilität).

¹⁾ Die Literatur s. bei WIEDEMANN, Elektrizität 3, pag. 825. u. f.

²⁾ SILOW, WIED. ANN. II, pag. 324. 1880.

³⁾ EATON, WIED. ANN. 15, pag. 225. 1882.

⁴⁾ DU BOIS, WIED. ANN. 35, pag. 137. 1888.

Wasser ($s = 0.9992$)		MnCl ₂ -Lösung ($s = 1.1597$)		FeCl ₃ -Lösung ($s = 1.1704$)	
R	(α)	R	(α)	R	(α)
2295	19.8	736	104.0	736	95.5
3782	20.1	1782	105.2	1782	94.1
5180	20.1	3837	104.7	3847	95.1
6684	20.3	5205	105.0	5180	94.8
7990	19.9	6638	106.1	6674	95.8
9658	20.3	7600	105.7	7654	94.5
		9837	104.8	9853	95.1

Indirekt ergab sich dann weiter die Constanz von α auch für Sauerstoff.

Auf Grund der Gesamtheit der obigen Angaben und mit Rücksicht auf die Einwände, die sich gegen die Beobachtungen SILOW's und SCHUHMEISTER's erheben lassen, kann man sagen, dass eine Variabilität der Susceptibilität für die paramagnetischen und diamagnetischen Stoffe nicht erwiesen, dass im Gegentheil die Constanz derselben für sie sehr wahrscheinlich ist; von einer absoluten Sicherheit kann man nicht, wie DU BOIS es thut, sprechen, weil es immerhin möglich, wenn auch nicht gerade wahrscheinlich ist, dass die Zunahme, das Maximum und die Abnahme von α in den Bereich sehr kleiner Kräfte (SILOW) fällt, und dass die Abnahme alsdann für grössere Kräfte in Constanz übergeht.

Remanenz. Die Frage, ob auch die schwach magnetischen (para- oder diamagnetischen) Stoffe nach dem Aufhören der magnetisirenden Kraft einen gewissen Magnetismus bewahren, wie dies die ferromagnetischen Substanzen thun, muss als eine noch offene bezeichnet werden. Bei einigen eisenhaltigen Mineralien, wie Eisenglimmer, Eisenglanz, Titaneisen u. s. w. will man Spuren von Remanenz gefunden haben, und aus neuerer Zeit liegen bezügliche Angaben von LODGE¹⁾, TUMLIRZ (s. w. u.) u. A. vor. Bei der Geringfügigkeit der in Betracht kommenden Grössen und der störenden Einwirkung verschiedener fremder Einflüsse wird man aber diese Angaben noch nicht für beweisend erachten können und vorläufig noch annehmen dürfen, dass es bei den schwach magnetischen Körpern keine Remanenz giebt.

Theorie des Para- und Diamagnetismus.

Wie bei den stark magnetischen Körpern muss auch bei den schwach magnetischen, wenn es sich um die Aufstellung einer Theorie handelt, zwischen der eigentlichen mathematischen Theorie und molekular-physikalischen Hypothesen unterschieden werden.

Theorie der magnetischen Induction in schwach magnetischen Körpern²⁾. Diese Theorie ist in der im vorigen Artikel für stark magnetische Körper entwickelten nicht nur ohne weiteres enthalten, sondern es ist sogar zu beachten, dass die Grundlagen der Theorie im jetzt vorliegenden Falle weit näher erfüllt sind als im früheren, und dass folglich die Theorie für para- und diamagnetische Körper strenger richtig ist. Es ist nämlich, wie gezeigt wurde, bei letzteren die Susceptibilität α eine constante Grösse (nicht von der Kraft abhängig), und es existirt keine (oder keine irgendwie in Betracht kommende) Remanenz (vergl. pag. 140). Es handelt sich also nur darum, zu sehen, wie

¹⁾ LODGE, Nat. 38, pag. 484. 1886.

²⁾ Vergl. u. a. W. THOMSON, Ges. Abh. üb. El. u. Magn., pag. 478, 484, 493 u. 501. — Ferner sei auf einige Abh. v. BOLTZMANN verwiesen, die auch für die Methodik wichtig sind: Wien. Ber. 80, 2, 23. Oct. 1879 und 83, 2, pag. 575. 1881.

sich die Theorie für Werthe von κ von kleinen positiven oder negativen Beträgen gestaltet; hier hat die Gleichung (25) des vorigen Artikels

$$J = \frac{\kappa}{1 + \epsilon \kappa} R_0, \quad (1)$$

welche die Intensität J der inducirten Magnetisirung durch die äussere Kraft R_0 mit Hilfe der Susceptibilität κ und des Gestaltscoefficienten ϵ ausdrückt, als Ausgangspunkt zu dienen. Ist hierin κ das eine Mal positiv, das andere Mal negativ, so kehrt sich zunächst das Zeichen des Zählers um, man erhält also den Satz: Diamagnetische Körper werden entgegengesetzt magnetisirt wie paramagnetische. Aber man sieht auch sofort, dass sie bei gleicher äusserer Kraft, gleicher Gestalt und gleichem absolutem Werthe von κ im Allgemeinen nicht gleich stark magnetisirt werden, weil sich auch im zweiten Gliede des Nenners das Zeichen umkehrt; bei einem unendlich langen Cylinder und beim Ring, wo $\epsilon = 0$ und folglich

$$J = \kappa R_0 \quad (2)$$

(Gleichung 26, pag. 147) ist, würde entgegengesetzte Gleichheit der Magnetisirung eintreten. In Wirklichkeit ist jedoch κ bei allen paramagnetischen und diamagnetischen Stoffen so klein (s. ob.), dass man $\epsilon \kappa$ gegen die Einheit vernachlässigen kann und folglich für Körper beliebiger Form die obige Gleichung (2) erhält. Es ergeben sich also die beiden Sätze: 1) Bei den para- und diamagnetischen Stoffen ist die Form ohne Einfluss auf die Magnetisirung. 2) Diamagnetische Stoffe verhalten sich dem Zeichen nach entgegengesetzt und quantitativ identisch wie paramagnetische Stoffe unter gleichen Umständen. Dieser Gegensatz zeigt sich in sehr mannigfaltiger Weise, und es sei zunächst kurz auf die in Fig. 124 auf pag. 52 dargestellte Verdichtung der Kraftlinien durch einen in ein Feld eingeschobenen Eisenstab hingewiesen: bei paramagnetischen Körpern findet eine entsprechende Verdichtung, bei diamagnetischen dagegen eine Verdünnung, Zerstreuung der Kraftlinien statt, beides jedoch in so minimalen Beträgen, dass es unmöglich sein würde, sie in der Zeichnung zur Anschauung zu bringen¹⁾.

Bewegung und Einstellung im magnetischen Felde. Von besonderem Interesse ist im Hinblick auf die Grundversuche, welche man mit ferro-, para- und diamagnetischen Körpern anstellen kann, die Frage, wie sich solche Körper im magnetischen Felde nach der Theorie bewegen müssen, wenn sie sich verschieben können, und wie sie sich einstellen müssen, wenn sie sich drehen können. Zu diesem Zwecke geht man am besten vom Begriffe der potentiellen Energie E eines Körpers im magnetischen Felde aus; diese Grösse hängt von dem herrschenden Potential V ab, von welchem für alle schwach magnetischen Körper angenommen werden kann, dass es mit dem Potential der gegebenen äusseren Kraft des Feldes identisch ist; sie hängt ferner von der Intensität der Magnetisirung ab, die man als eine Oberflächenmagnetisirung auffassen, und deren Element man selbst wieder durch $\kappa \partial V / \partial n$ ausdrücken kann; es wird also

$$E = \frac{1}{2} \iint \kappa V \frac{\partial V}{\partial n} ds,$$

oder, nach Umwandlung des Flächenintegrals in ein Raumintegral und Einführung der Kraft R :

$$E = - \frac{1}{2} \iiint \kappa R^2 d\tau. \quad (3)$$

¹⁾ W. THOMSON (Ges. Abh., pag. 475, Fig. 54) giebt hierfür durch Wahl übertriebener, in der Wirklichkeit nicht vorhandener Zahlenverhältnisse eine Veranschaulichung.

Bewegt sich der Körper, den wir uns als klein vorstellen wollen, so ändert sich seine Energie pro Volumeneinheit um:

$$dE = -\frac{\kappa}{2} d(R^2), \quad (4)$$

und diese Aenderung wird, wenn der Körper die gedachte Bewegung »von selbst« (sich selbst überlassen) ausführt, in der Abnahme von E bestehen (weil ohne Arbeitsaufwendung Bewegung entsteht). Wie man sieht, muss er sich zu diesem Zwecke entgegengesetzt bewegen, je nachdem κ positiv oder negativ ist, je nachdem er also para- oder diamagnetisch ist; im ersten Falle muss er sich so bewegen, dass die Kraft zunimmt, im anderen so, dass sie abnimmt. Man erhält also den Satz, den schon FARADAY¹⁾ als Ergebniss seiner Versuche in dieser Form ausgesprochen hatte: Im ungleichförmigen Felde bewegen sich paramagnetische Körper nach Stellen grösster Kraft, diamagnetische nach Stellen kleinster Kraft; in einem gleichförmigen Felde sind sowohl para- als diamagnetische Körper im indifferenten Gleichgewicht und bleiben folglich in Ruhe (vergl. übrigens weiter unten). Für ferromagnetische Substanzen gilt der Satz in dieser Form nicht, weil hier die Rückwirkung der Induction auf das Feld in Betracht kommt; es kann aber, richtig gefasst, natürlich auch auf solche ausgedehnt werden. Es ist von Interesse an diesen Satz die Bemerkung zu knüpfen, dass die Orte grösserer Kraft in einem Felde im allgemeinen den Polen näher liegen; dorthin werden also paramagnetische und ferromagnetische Körper meist getrieben, während diamagnetische sich von ihnen entfernen; daher der Ausdruck magnetische Anziehung und Abstossung. Das braucht aber durchaus nicht immer zu geschehen, da es auch im Innern des Feldes relative Maxima giebt; es können vielmehr Umstände hergestellt werden, unter denen paramagnetische Körper abgestossen und diamagnetische angezogen werden. Ueber solche Fälle und manche andere interessante hierher gehörige Fragen kann man bei W. THOMSON²⁾ und DUHEM (s. w. u.) ausführlich nachlesen.

Verwickelter sind die Verhältnisse hinsichtlich der Einstellung länglicher Körper, welche drehbar aufgehängt sind. Man muss hier wiederum zwischen einem gleichförmigen und einem ungleichförmigen Felde unterscheiden. In einem gleichförmigen Felde kann man leicht das Drehungsmoment ableiten, und zwar beispielsweise für ein Ellipsoid aus Gleichung (35) des vorigen Artikels:

$$D = \frac{4}{3} \pi abc \frac{\kappa^2 (L - M)}{(1 + \kappa L)(1 + \kappa M)}. \quad (5)$$

Da hierin in der Hauptsache nicht κ , sondern κ^2 vorkommt, so folgt, dass sich paramagnetische und diamagnetische Körper ganz gleich einstellen, nämlich (wieder aus Gründen, die den obigen analog sind) axial, d. h. mit der Längsaxe in die Richtung des Feldes. Nur wird die Tendenz zu dieser Einstellung bei allen para- und diamagnetischen Stoffen so geringfügig sein, dass man annähernd sagen kann: Im gleichförmigen Felde sind alle schwach magnetischen Stoffe im indifferenten Gleichgewicht. Ganz anders im ungleichförmigen Felde. Hier tendiren die einzelnen Elemente des länglichen Körpers nach dem Punkte grösster oder kleinster Kraft, je nachdem er para- oder diamagnetisch ist. Eine paramagnetische Nadel wird sich axial stellen. Bei einer diamagnetischen wird es von der

¹⁾ FARADAY, Exp. Researches, Ser. 21, § 2418; Trans. R. Soc. 1846, pag. 41; Exp. Unt. 3, pag. 63.

²⁾ W. THOMSON, a. a. O.

Beschaffenheit des Feldes abhängen; zwischen zwei entgegengesetzten punktförmigen Polen wird sie sich, wie man leicht einsieht, transversal stellen, aber es kann auch Fälle geben, wo sie sich axial stellt, und die Erfahrung (s. oben) bestätigt dies vollkommen. Und selbst bei paramagnetischen Nadeln kann man Bedingungen herstellen, bei denen sie sich nicht axial verhalten. Auch hierüber findet man bei THOMSON¹⁾ und bei MASCART und JOUBERT²⁾ nähere Ausführungen. In engem Zusammenhange mit der Theorie der Einstellungen steht übrigens die der Schwingungen länglicher magnetischer Körper im Felde. Im allgemeinen hängt die Schwingungsdauer natürlich von der Länge ab, gerade wie beim Pendel; wenn aber das Feld um den Mittelpunkt der Nadel symmetrisch ist, fällt die Länge heraus, und man findet, wenn A und B von den Dimensionen der Nadel abhängige Constanten und ρ ihre Dichte ist, die Schwingungsdauer

$$t = \pi \sqrt{\frac{\rho}{A+B} \cdot \frac{1 + \frac{4}{3}\pi\kappa}{\kappa}}; \quad (6)$$

für ferromagnetische Stoffe wird also

$$t = \pi \sqrt{\frac{4\pi}{3} \frac{\rho}{A+B}}, \quad (6a)$$

für para- oder diamagnetische

$$t = \pi \sqrt{\frac{1}{\kappa} \frac{\rho}{A+B}}; \quad (6b)$$

wie man sieht, ist die Schwingungsdauer ferromagnetischer Stoffe von κ unabhängig, die Schwingungsmethode also zur Bestimmung von κ nicht verwendbar, für schwach magnetische Stoffe hingegen ist sie hierzu sehr wohl geeignet.

Unmöglichkeit diamagnetischer Körper. Die obigen Ausführungen zeigen, dass nach der THOMSON'schen Theorie die diamagnetischen Körper zwar unter Umständen complicirte Erscheinungen, aber durchaus keine principielle Schwierigkeit aufweisen. Das ist aber der Fall, wenn man die von DUHEM durchgeführte thermodynamische Theorie (pag. 156) auf sie anwendet, wie dies von DUHEM³⁾, PARKER⁴⁾ u. s. w. geschehen ist. Nach DUHEM erhält man nämlich die Grundgleichung des Problems, wenn man das thermodynamische Potential, da es ein Minimum sein muss, differenzirt und das Ergebniss null setzt. Differenzirt man nun noch einmal, so erhält man für diamagnetische Körper einen negativen Werth, und das führt zu Bewegungen der Körper in einem Sinne, welcher der durch den zweiten Hauptsatz vorgeschriebenen entgegengesetzt ist. PARKER hat dies noch auf andere Weise ausgeführt und den Beweis auch gegen Angriffe von verschiedenen Seiten vertheidigt. Hier zeigt sich die Ueberlegenheit der thermodynamischen Theorie über die gewöhnliche, insofern letztere den diamagnetischen Zustand als mathematisch möglich, erstere ihn aber als physikalisch unmöglich erweist. Uebrigens führt die thermodynamische Theorie auch sonst zu interessanten Ergebnissen⁵⁾, z. B. auf die nicht exakte Gültigkeit des FARADAY-THOMSON'schen Satzes (pag. 218).

Differentielle Theorie des Diamagnetismus. Wenn es nun keine in Wahrheit diamagnetischen Körper geben kann, so bleibt nur übrig anzu-

¹⁾ W. THOMSON, a. a. O.

²⁾ MASCART und JOUBERT, *El. u. Magn.* I, pag. 358.

³⁾ DUHEM, *Compt. rend.* 108, pag. 1042. 1889. — *Mém. faculté de Lille* 1889 u. a. a. O.

⁴⁾ PARKER, *Phil. Mag.* (5) 27, pag. 403. 1888; 32, pag. 192 und 253. 1891.

⁵⁾ DUHEM, de l'aimantation p. infl. pag. 73.

nehmen, dass der Diamagnetismus nur ein scheinbarer sei, dass die Constante α bei ihnen nicht in Wahrheit, sondern nur scheinbar negativ sei, und die Analogie mit dem archimedischen Princip in der Mechanik führt sofort zur Aufklärung über diesen Anschein. Diamagnetisch erscheinen Körper, wenn sie schwächer magnetisch sind als die Umgebung, in der sie sich befinden. So hat man durch den Versuch gezeigt, dass eine schwache Eisenchlorid-Lösung, umgeben von einer stärkeren, diamagnetisch erscheint; und bei Angaben über den Magnetismus von Gasen (s. ob.) muss man immer bemerken, ob es sich um die Zahlen gegen Luft oder gegen ein anderes Gas oder gegen den leeren Raum handelt, weil hiervon die Grösse der Zahlen und nicht selten auch ihr Vorzeichen abhängt. Eine Schwierigkeit bereitet bei dieser ganzen Vorstellung nur die Thatsache, dass auch im Vacuum zahlreiche Stoffe diamagnetisch erscheinen, sodass nur die Schlussfolgerung übrig bleibt, dass das Vacuum selbst magnetisch und zwar stärker magnetisch sei, als alle diejenigen Stoffe, welche in ihm diamagnetisch erscheinen. Diese Annahme verliert aber ihren paradoxen Charakter, wenn man bedenkt, dass das sogen. Vacuum kein leerer Raum, sondern mit Aether erfüllt ist, und dass der Aether zwar unmessbar leicht ist, trotzdem aber auch in anderer Hinsicht physikalische Eigenschaften von durchaus nicht unendlich kleinen Grössenwerthen besitzen muss, um den Erscheinungen, bei denen er eine Rolle spielt, zur Grundlage dienen zu können.

Die Annahme, dass alle Körper positiv magnetisch und nur einige von ihnen scheinbar diamagnetisch seien, ist schon von E. BECQUEREL¹⁾ aufgestellt, seitdem vielfach angenommen, aber auch vielfach angegriffen worden. Es muss jedoch darauf hingewiesen werden, dass alle zu dem letzteren Zwecke angestellten Versuche nichts beweisen, weil sie ebenso gut aus der BECQUEREL'schen Annahme verständlich gemacht werden können; man vergleiche hierüber unter anderem Aufsätze von BRAUN²⁾ und BLONDLOT³⁾. Allerdings ist es auch schwer, Versuchsanordnungen zu treffen, welche für die differentielle Theorie entscheiden, und es muss dahingestellt bleiben, ob einem Versuch von TUMLIRZ über die Einstellung eines Bergkrystalls (s. w. u.) eine entscheidende Bedeutung zukomme. In jedem Falle ist diese Entscheidung nicht mehr von fundamentaler Bedeutung, seitdem die Unmöglichkeit wirklicher Diamagnete auf andere Weise erkannt worden ist.

Will man das archimedische Princip auf das differentielle Verhalten magnetischer Körper in magnetischer Umgebung anwenden⁴⁾, so muss man von der Oberflächengleichung für einen magnetischen Körper ausgehen, also z. B. von der Gleichung (18b) des vorigen Artikels, diese aber in der Richtung modificiren, dass man der Umgebung nicht die Susceptibilität null, also die Permeabilität 1, sondern eine bestimmte Susceptibilität α_0 und eine von 1 verschiedene Permeabilität μ_0 zuschreibt; es wird dann die Gleichung für das Gesamtpotential φ :

$$\mu \frac{\partial \varphi}{\partial n_i} + \mu_0 \frac{\partial \varphi}{\partial n_a} = 0. \quad (7)$$

Diese Gleichung kann man aber auf die ursprüngliche Form, in welcher der Coefficient des zweiten Gliedes 1 ist, zurückführen, indem man mit μ_0

¹⁾ E. BECQUEREL, Ann. Chim. Phys. (3) 28, pag. 343. 1850.

²⁾ F. BRAUN, WIED. Ann. 33, pag. 318. 1888.

³⁾ BLONDLOT, Compt. rend. 106, pag. 1347. 1888.

⁴⁾ MAXWELL, El. u. Magn. 2, pag. 64. — MASCART u. JOUBERT, El. u. Magn. 1, pag. 341.

dividirt, und man sieht dann, dass die Grösse μ/μ_0 als die scheinbare Permeabilität μ' des Körpers im Medium anzusehen ist:

$$\mu' = \frac{\mu}{\mu_0}. \quad (8)$$

Die scheinbare Suszeptibilität wird demgemäss die durch die Gleichung

$$\mu' = 1 + 4\pi\kappa'$$

bestimmte Grösse κ' , und diese hängt mit den wahren Suszeptibilitäten κ und κ_0 des Körpers und des Mediums durch die Gleichung

$$\kappa' = \frac{\kappa - \kappa_0}{1 + 4\pi\kappa_0} \quad (9)$$

zusammen; sie ist also im allgemeinen nicht einfach gleich der Differenz der beiden wahren Suszeptibilitäten, wird es aber in allen schwach para- oder diamagnetischen Medien. Man kann also das Ergebniss in folgenden Satz zusammenfassen: die scheinbare Permeabilität eines Körpers in einem Medium ist gleich dem Verhältniss der wahren Permeabilität von Körper und Medium, die scheinbare Suszeptibilität ist in schwach magnetischen Medien gleich der Differenz der wahren Suszeptibilität von Körper und Medium, in stark magnetischen Medien hingegen der durch die Permeabilitätszahl des Mediums angegebene Bruchtheil jener Differenz. Ist diese Differenz positiv, so erscheint der Körper paramagnetisch, ist sie negativ, so erscheint er diamagnetisch.

Physikalische Theorien. Die ausgeführten Betrachtungen werden es rechtfertigen, wenn die zahlreichen, im Laufe früherer Jahrzehnte aufgestellten physikalischen Erklärungsversuche des Diamagnetismus weit kürzer behandelt werden, als es vielfach noch in modernen Büchern geschieht. Von der BECQUEREL'schen Theorie der differentiellen Magnetisirungen ist schon die Rede gewesen. FARADAY¹⁾ stellte anfangs die Theorie der umgekehrten Polarität auf, wonach also ein Nordpol im benachbarten Ende eines diamagnetischen Körpers einen Nordpol erzeugt und umgekehrt, liess aber diese Theorie dann zu Gunsten einer anderen Erscheinung fallen, welche u. A. in seinem obigen Satze Ausdruck findet, und welche dann von THOMSON, MAXWELL u. A. weiter ausgebildet wurde, wobei sich übrigens herausstellte, dass die beiden FARADAY'schen Anschauungen nicht eigentlich in einem diametralen Gegensatz zu einander stehen. FARADAY's erste Theorie andererseits wurde von PLÜCKER, W. WEBER, TYNDALL u. A.²⁾ aufgenommen und durch zahlreiche Experimente zu erhalten versucht; es ist aber schon angeführt worden, dass diese Versuche in letzter Instanz nichts beweisen. Eine besondere Anschauung entwickelte v. FEILITZSCH³⁾, indem er die magnetische Induction durch die äussere Kraft der inneren Induction gegenüber stellte und annahm, dass bei manchen Körpern jene, bei anderen diese überwiege; es ist aber nicht abzusehen, auf welche Weise ein in diesem Sinne verständlicher Gegensatz zwischen stark und schwach magnetischen Körpern sich in einem Gegensatz zwischen positiv und negativ magnetischen Körpern solle verwandeln können.

Die einzige Theorie, welche sich, entsprechend ihrer sinnreichen und eleganten Ausgestaltung, grösserer Anerkennung zu erfreuen gehabt hat, ist die in

¹⁾ FARADAY, Exp. Researches, Ser. 21 u. f., 1846 u. f. — POGG. Ann. 69, pag. 289; 79, pag. 24; 76, pag. 144. Exp. Unt. Bd. 3.

²⁾ Die Literatur dieser Frage findet man u. a. bei R. FRANZ, Ueb. d. diamagn. Polarität, N. Acta Leop.-Car. Ac. 40, pag. 233. 1878.

³⁾ v. FEILITZSCH, POGG. Ann. 82, pag. 93. 1850.

neuerer Zeit von verschiedenen Seiten weiter ausgebildete elektrische Theorie von W. WEBER¹⁾. Sie schliesst sich an die AMPÈRE'sche Theorie des Magnetismus (s. ob. pag. 161 und w. u. im Art. »Elektromagnetismus«) an, wonach um die Molekeln der Körper Ströme kreisen, welche durch eine magnetisierende Kraft mehr oder weniger gerade gerichtet werden. Ausser dieser elektrodynamischen Wirkung muss nun aber, wenn man einen magnetisierbaren Körper in ein Feld bringt, noch eine andere Wirkung eintreten, nämlich eine elektrische Inductionswirkung, es müssen um die Molekeln herum Ströme erzeugt werden, und diese Ströme werden nicht, wie andere Inductionsströme, rasch wieder erlöschen, sondern dauernd erhalten bleiben, wenn man annimmt, dass sie in widerstandslosen Bahnen verlaufen, gerade wie jene Ströme, die beim Einbringen des Körpers in das Feld schon vorhanden waren und nur gerichtet werden; erst wenn man zu einer neuen, entgegengesetzten Induction Anlass giebt, indem man den Körper wieder aus dem Felde entfernt, werden dann die Inductionsströme wieder aufgehoben werden. Bei paramagnetischen Körpern sollen nun die schon vorhandenen Ströme stark sein, sodass sie durch die entgegengesetzt gerichteten Inductionsströme höchstens um ein Geringes geschwächt werden; bei diamagnetischen Körpern hingegen sollen sie gar nicht existiren oder doch so schwach sein, dass sie durch die Inductionsströme übertroffen werden und folglich ein Resultat von entgegengesetztem Charakter entsteht. Weshalb freilich in manchen Stoffen, und zwar sowohl in den ferromagnetischen als auch in den paramagnetischen, von vornherein starke Molekularströme vorhanden sind, in den diamagnetischen nicht, lässt sich nicht sagen; auch lässt die Theorie einige eigenartige Folgerungen zu, welche bisher durch die Erfahrung nicht bestätigt worden sind.

Krystall-Magnetismus.

Einleitung. Bisher wurde bei allen Betrachtungen, sowohl bei denen des vorhergehenden als auch bei denen des jetzigen Artikels, angenommen, dass es sich um nicht nur homogene, sondern auch isotrope Körper handle. Ein solcher Körper verhält sich, wie in den übrigen Hinsichten, so auch den magnetischen Kräften gegenüber, nach allen Richtungen gleich, Ungleichheit des Verhaltens nach verschiedenen Richtungen tritt nur ein, wenn entweder die äusseren Kräfte, also das Feld, ungleichförmig sind, oder wenn seine eigene Ausdehnung nach verschiedenen Richtungen verschieden ist. Man kann demgemäss das Verhalten eines isotropen Körpers nicht besser veranschaulichen, als wenn man sich einen Fall denkt, in welchem beide Ungleichförmigkeiten fehlen, wenn man sich also eine Kugel in einem gleichförmigen Felde denkt. Man erhält dann für die ponderomotorische Wirkung den Satz: Eine isotrope Kugel ist in einem gleichförmigen Felde im indifferenten Gleichgewicht; und für die magnetische Inductionswirkung (magnetomotorische Wirkung) den Satz: In einem gleichförmigen (und offenbar auch in einem ungleichförmigen) Felde ist die magnetische Induction, welche eine isotrope Kugel erfährt, von ihrer Situation, von ihrer Orientirung unabhängig — ein Satz, der ganz selbstverständlich ist, da alle Durchmesser der Kugel gleichwerthig sind, es also keinen Unterschied ausmachen kann, welchen von ihnen man in die Richtung des Feldes bringt. Endlich kommt als drittes Charakteristikum einer isotropen Kugel hinzu, dass die Richtung der Magnetisirung, die sie erhält, mit der Richtung des Feldes

¹⁾ W. WEBER, Elektrodyn. Maassbestimmungen, insb. üb. Diamagnetismus. Abh. Sächs. Ges. d. Wiss. 1, pag. 485. 1852. — POGG. Ann. 87, pag. 145. 1852. — Werke 3, pag. 475 u. 555.

an der Stelle, wo sie sich befindet, übereinstimmt (oder, wenn man will, bei diamagnetischen Körpern ihr entgegengesetzt ist). —

Es ist ohne Weiteres einleuchtend, dass man, wenn man jetzt zu heterotropen Körpern, also zu Krystallen oder künstlich heterotrop gemachten Körpern übergeht, deren charakteristisches Verhalten ebenfalls in drei Sätzen aussprechen kann, die man einfach erhält, indem man die obigen Sätze umkehrt; es bleibt dann, bei der viel grösseren Mannigfaltigkeit der Krystalle den isotropen Körpern gegenüber, immer noch die Aufgabe, die umgekehrten Sätze genügend allgemein zu fassen und sie alsdann für die einzelnen Krystalltypen zu specialisiren. In mathematischer Hinsicht ist diese Aufgabe gewissen Aufgaben in anderen Zweigen der Physik, insbesondere in der Elasticitätstheorie, so analog, dass man die meisten Betrachtungen und Begriffe von dort hierher übertragen kann.

Dass die Krystalle dem Magnetismus gegenüber ein besonderes Verhalten offenbaren müssten, ist zuerst von POISSON¹⁾ vermuthet worden. Durch Beobachtung entdeckt wurde es von PLÜCKER²⁾ 1847, dem dann FARADAY³⁾, TYNDALL u. A. nachfolgten. Die Theorie wurde 1850, unmittelbar nach PLÜCKER'S Entdeckung, von W. THOMSON⁴⁾ in überaus einfacher und eleganter Weise entwickelt, sodass man auch heute noch am besten thut, sich ihr anzuschliessen, obgleich inzwischen auch andere, theils in den Grundannahmen, theils in der Methodik abweichende Theorien, namentlich von A. BEER⁵⁾ und von DUHEM⁶⁾, ausgearbeitet worden sind. Dagegen sind zahlreiche physikalische hypothetische Vorstellungen und Erklärungen, die unter anderen von FARADAY ausgingen, inzwischen als überflüssig oder irrtümlich fallen gelassen worden, und auch der von FARADAY für die Ursache der Erscheinung aufgestellte Name »Magnekrystallkraft« verdient kaum beibehalten zu werden, einfach weil eine solche besondere Kraft gar nicht existirt.

Theorie der Magnetisirung einer Krystallkugel. Der Einfachheit halber betrachten wir die Kugelform, bemerken aber, dass die Formeln näherungsweise auch für andere Körper mit nicht zu verschiedenen Dimensionen gelten werden, da bei schwach magnetischen Körpern, wie es Krystalle fast stets sind, die Gestalt (pag. 148 u. 218) so gut wie gar keinen Einfluss auf die Magnetisirung ausübt. Anzuknüpfen ist an die allgemeinen Formeln auf pag. 142 und an die speciellen auf pag. 150, welch' letztere für eine Kugel gelten, wenn das Feld gleichförmig ist, also die Kugelfunction erster Ordnung ist. Bei isotropen Körpern wurde die Componente der Magnetisirung proportional mit den Componenten der Gesamtkraft und folglich auch proportional mit den Componenten der äusseren Kraft gesetzt; zwischen den entsprechenden Proportionalitätsfaktoren p und α bestand eine einfache Beziehung. Entsprechend setzen wir hier die Componente der Magnetisirung gleich linearen Functionen der Componenten der Gesamt-

¹⁾ POISSON, Mém. Ac. Sciences 5, pag. 247 und 488. 1821; 6, pag. 441. 1823. — POGG. Ann. 1, pag. 301; 3, pag. 429.

²⁾ PLÜCKER, POGG. Ann. 72, pag. 315. 1847; 76, pag. 576. 1849; 77, pag. 447. 1849; 78, pag. 427. 1849; 81, pag. 115. 1850; 82, pag. 42. 1851 (die letzten beiden Abh. gemeinschaftlich mit BEER); 86, pag. 1. 1852; 110, pag. 397. 1860.

³⁾ FARADAY, Exp. Researches, Ser. 22, 26, 30 (1849, 1851, 1856). — POGG. Ann. Erg. Bd. 3, pag. 1 und 108. 1853; 100, pag. 111 und 439. 1857. — Exp. Unt. 3, pag. 76, 194, 534.

⁴⁾ W. THOMSON, Rep. Brit. Assoc. 1850 (2), pag. 23; Phil. Mag. (4) 1 pag. 177. 1851; Ges. Abh. pag. 449.

⁵⁾ A. BEER, Einl. in d. Elektr. u. s. w. Braunsch. 1865, pag. 221.

⁶⁾ DUHEM, De l'aimant. p. infl., pag. 125.

kraft $X + L$ u. s. w. (pag. 141) und gleich linearen Functionen der äusseren Kraft-Componenten $X \dots$, wobei wir die auftretenden 9 Coëfficienten in jenem Falle wieder mit p , in diesem wieder mit α bezeichnen. Wir haben also für die ersten Beziehungen die Gleichungen:

$$\begin{aligned} A &= \alpha_{11}(X + L) + \alpha_{12}(Y + M) + \alpha_{13}(Z + N), \\ B &= \alpha_{21}(X + L) + \alpha_{22}(Y + M) + \alpha_{23}(Z + N), \\ C &= \alpha_{31}(X + L) + \alpha_{32}(Y + M) + \alpha_{33}(Z + N), \end{aligned}$$

und für die anderen Beziehungen die Gleichungen

$$\begin{aligned} A &= p_{11}X + p_{12}Y + p_{13}Z, \\ B &= p_{21}X + p_{22}Y + p_{23}Z, \\ C &= p_{31}X + p_{32}Y + p_{33}Z. \end{aligned}$$

Da nun für die Kugel nach Gleichung (4) auf pag. 142

$$L = -\frac{4\pi}{3}A, \quad M = -\frac{4\pi}{3}B, \quad N = -\frac{4\pi}{3}C$$

ist, so kann man die p durch die α ausdrücken; die betreffenden Formeln sind aber sehr ausgedehnt und können hier fortgelassen werden, da sie sich in Wahrheit sehr bedeutend specialisiren lassen. Zunächst muss das System der α und folglich auch das der p symmetrisch sein, weil sonst bei fortwährender Umdrehung der Kugel im Magnetfelde, wie eine kleine Betrachtung lehrt, fortwährend Arbeit gewonnen werden würde, was dem Princip von der Erhaltung der Energie widersprechen würde; es muss also sein:

$$\begin{aligned} \alpha_{12} &= \alpha_{21}, & \alpha_{23} &= \alpha_{32}, & \alpha_{31} &= \alpha_{13}, \\ p_{12} &= p_{21}, & p_{23} &= p_{32}, & p_{31} &= p_{13}, \end{aligned}$$

wodurch sich die Zahl der Coëfficienten in jedem Falle von 9 auf 6 reducirt.

Eine fernere Vereinfachung erlangt man durch Einführung des dem Druckellipsoid in der Elasticitätslehre (I, pag. 230) entsprechenden magnetischen Inductionsellipsoids, dessen Coordinaten $x y z$ durch die Gleichung

$$\alpha_{11}x^2 + \alpha_{22}y^2 + \alpha_{33}z^2 + 2\alpha_{23}yz + 2\alpha_{31}zx + 2\alpha_{12}xy = 1$$

bestimmt sind. Dieses Ellipsoid veranschaulicht die Richtung und Intensität der Magnetisirung J in sehr einfacher Weise. Zieht man nämlich nach irgend einem Punkte des Ellipsoids den Radiusvector, legt im Endpunkt desselben die Tangentialebene an das Ellipsoid und fällt vom Mittelpunkt auf diese Tangentialebene die Normale, so giebt der Radiusvector Richtung und Grösse der Kraft und die Normale Richtung und reciproke Grösse der entsprechenden Magnetisirung. Man leitet hieraus ohne Weiteres den Satz ab: In einer Krystallkugel stimmt die Richtung der Magnetisirung im Allgemeinen nicht mit der Richtung des Feldes überein, aber es giebt drei Richtungen in ihr von der Eigenschaft, dass, wenn man bei Einbringung der Kugel in das Feld eine von ihnen den Kraftlinien parallel einstellt, die Magnetisirung dieselbe Richtung annimmt. Diese Richtungen nennt man Hauptmagnetisierungsachsen oder magnetische Symmetrieachsen. Ferner folgt aus der angestellten Betrachtung, dass eine heterotrope Kugel sich ganz ebenso verhält, wie ein isotropes Ellipsoid; es tritt hier eben an die Stelle der in verschiedenen Richtungen verschiedenen Ausdehnungen die in verschiedenen Richtungen verschiedene Structur.

Benutzt man jetzt die Symmetrieachsen als Coordinatenachsen, so fallen die Glieder mit α_{23} , α_{31} , α_{12} weg, und es erhält das Inductionsellipsoid die einfachere Gleichung

$$\alpha_1 x^2 + \alpha_2 y^2 + \alpha_3 z^2 = 1.$$

Die drei Grössen $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3$ nennt man die Haupt-Magnetisierungsconstanten oder Haupt-Susceptibilitäten, sie entsprechen der Magnetisierungsconstante resp. Susceptibilität bei isotropen Körpern und werden, wie man sofort einsieht, durch die reciproken Quadrate der halben Axen des Inductionsellipsoids gemessen. Die eine Hauptsusceptibilität ist die grösste, die dritte die kleinste von allen, die der Körper besitzt, die zweite ist die grösste von allen in dem einen, dagegen die kleinste von allen in dem dazu senkrechten Hauptschnitt:

Die Componenten der Magnetisirung nehmen nunmehr die einfache Form

$$A = \kappa_1 X, \quad B = \kappa_2 Y, \quad C = \kappa_3 Z$$

an, wo die κ mit den p in der einfachen Beziehung $\kappa_1 = p_1 / \left(1 + \frac{4\pi}{3} p_1\right)$ u. s. w. stehen; dafür kann man, wenn F die Richtung und Stärke des Feldes und $\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3$ die Cosinus seiner Winkel mit den Symmetriemaxen sind, auch schreiben:

$$A = \kappa_1 \lambda_1 F, \quad B = \kappa_2 \lambda_2 F, \quad C = \kappa_3 \lambda_3 F,$$

die Intensität der Magnetisirung selbst wird also

$$J = F \sqrt{\kappa_1^2 \lambda_1^2 + \kappa_2^2 \lambda_2^2 + \kappa_3^2 \lambda_3^2},$$

ihre Richtung bildet mit den Symmetriemaxen Winkel, deren Cosinus $\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3$ durch die Gleichung

$$\frac{\alpha_1}{\kappa_1 \lambda_1} = \frac{\alpha_2}{\kappa_2 \lambda_2} = \frac{\alpha_3}{\kappa_3 \lambda_3} = \frac{1}{\sqrt{\kappa_1^2 \lambda_1^2 + \kappa_2^2 \lambda_2^2 + \kappa_3^2 \lambda_3^2}}$$

bestimmt wird; schliesslich ist der Winkel ϑ , den die Magnetisierungsrichtung mit der Feldrichtung bildet, bestimmt durch die Gleichung

$$\cos \vartheta = \alpha_1 \lambda_1 + \alpha_2 \lambda_2 + \alpha_3 \lambda_3 = \frac{\kappa_1 \lambda_1^2 + \kappa_2 \lambda_2^2 + \kappa_3 \lambda_3^2}{\sqrt{\kappa_1^2 \lambda_1^2 + \kappa_2^2 \lambda_2^2 + \kappa_3^2 \lambda_3^2}}.$$

Einstellung im gleichförmigen Felde. Für das Experiment ist es von Wichtigkeit, das Drehungsmoment zu kennen, welches auf die Kugel wirkt, wenn sie sich um ihren Mittelpunkt frei drehen kann. Hierfür ergibt sich

$D = v F J \sin \vartheta = v F^2 \sqrt{\lambda_2^2 \lambda_3^2 (\kappa_2 - \kappa_3)^2 + \lambda_3^2 \lambda_1^2 (\kappa_3 - \kappa_1)^2 + \lambda_1^2 \lambda_2^2 (\kappa_1 - \kappa_2)^2}$, wo v das Volumen der Kugel ist; die Richtungscosinus von D leiten sich hieraus in bekannter Weise ab. Wie man sieht, ist dieses Drehungsmoment mit dem Volumen und dem Quadrate der Feldstärke proportional, im Uebrigen aber eine complicirte Function der Orientirung der Kugel und der drei Differenzen der Haupt-Susceptibilitäten, welche letztere also nicht selbst in die Formel eingehen. Daraus folgt, dass man sie um einen beliebigen, für alle drei gleichen Betrag vergrössern oder verkleinern kann, ohne an den Verhältnissen etwas zu ändern, und hieraus folgt wieder: 1) dass man die obige Fläche zweiten Grades stets, auch für diamagnetische Körper, zu einem Ellipsoid machen kann, so dass sich der obige Ausdruck allgemein rechtfertigt, und 2) dass die Erscheinungen, welche ein Krystall in einem gleichförmigen Felde darbietet, von dem Medium, in dem sich der Krystall befindet, sofern es nur isotrop ist, unabhängig, und zwar auch quantitativ unabhängig sind. Soll dieses Drehungsmoment verschwinden, so muss jedes der Wurzelglieder verschwinden, also, da die κ von einander verschieden angenommen wurden, zwei von den λ gleich null sein, in Worten: Eine drehbare Krystallkugel und ebenso jeder Krystall von nicht zu verschiedenen Dimensionen ist im gleichförmigen, magnetischen Felde im Gleichgewicht, wenn eine ihrer Magnetisierungsaxen in die Richtung des Feldes fällt. Man sieht ferner durch Betrachtung des Minimums der Energie leicht ein und kann es auch direkt aus der Analogie mit dem isotropen Ellipsoid schliessen, von welcher Art

jenes Gleichgewicht sein wird: Das Gleichgewicht ist stabil, wenn die Axe der grössten Susceptibilität in die Richtung des Feldes fällt, anderenfalls ist es labil. Der Körper stellt sich in Folge dessen stets mit der Axe seiner grössten Susceptibilität in die Richtung des Feldes. Dabei kommt es, wie die obigen Formeln lehren, auf den algebraischen Werth der Susceptibilität an; ist der Körper diamagnetisch, so stellt er sich also mit derjenigen Richtung in die Richtung des Feldes, in welcher er am schwächsten diamagnetisch ist. Nach der differentiellen Theorie des Diamagnetismus (pag. 220) ist die letztere Bemerkung an sich einleuchtend; ein schwächerer Diamagnetismus ist ja nichts anderes, als stärkerer Magnetismus.

Ausser den Magnetisirungsaxen giebt es in dem Krystalle noch zwei andere ausgezeichnete Linien, die PLÜCKER »magnetische Axen« genannt hat. Sie haben die Eigenschaft, dass, wenn man eine von ihnen mit dem Aufhängefaden zusammenfallen lässt, für jede Orientirung $D = 0$, das Gleichgewicht also indifferent wird. Man sieht leicht, dass die Richtungen der magnetischen Axen durch die Kreisschnitte des Ellipsoids bestimmt sind. Offenbar liegen die magnetischen Axen symmetrisch zu den Magnetisirungsaxen, und es können dabei zwei Fälle auftreten: der spitze Winkel zwischen den magnetischen Axen kann entweder durch die Axe der grössten oder durch die der kleinsten Magnetisirbarkeit halbart werden; einen Körper ersterer Art kann man als positiv, einen der letzteren als negativ bezeichnen.

Verschiebung im ungleichförmigen Felde. Im ungleichförmigen Felde wird der Krystall sich nicht nur einstellen, sondern auch verschieben. Eine Betrachtung, die der auf pag. 219 angestellten analog ist, führt hier für die Aenderung der potentiellen Energie zu der Gleichung

$$dE = -\frac{v}{2} (\kappa_1 \lambda_1^2 + \kappa_2 \lambda_2^2 + \kappa_3 \lambda_3^2) d(F^2).$$

Auch hier wird sich also der Körper nach den Stellen stärkster oder schwächster Kraft bewegen, je nachdem er para- oder diamagnetisch ist; aber diese Bewegungstendenz ist hier für verschiedene Orientirungen des Körpers verschieden; sie ist am grössten, wenn die Hauptaxe der algebraisch stärksten Magnetisirung (also des stärksten Para- oder des schwächsten Diamagnetismus) dem Felde parallel ist, am kleinsten, wenn sie auf ihm senkrecht steht. Auch hier ist wieder zu beachten, dass die Tendenz der stärksten Axe, sich dem Felde parallel zu stellen, und die Tendenz des Körpers, sich nach einer bestimmten Stelle des Feldes zu bewegen, mit einander in Konflikt kommen und dadurch eigenthümliche, scheinbar paradoxe Erscheinungen hervorgerufen werden können. Noch verwickelter würden die Verhältnisse bei einem Körper werden, für welchen die drei Haupt-Susceptibilitäten verschiedene Vorzeichen haben, ein Fall, der zwar in der Natur nicht vorzukommen scheint, aber künstlich hergestellt werden kann, indem man als Medium, welches hier natürlich von Einfluss ist, ein solches wählt, dessen Susceptibilität dem Zahlenwerthe nach zwischen denen des Krystalls liegt.

Schwingungen. Lässt man die Kugel der Reihe nach um jede der drei Haupttaxen schwingen, so erhält man Schwingungsdauern t_1, t_2, t_3 , die der Proportion

$$\frac{1}{t_1^2} : \frac{1}{t_2^2} : \frac{1}{t_3^2} = \kappa_2 - \kappa_3 : \kappa_1 - \kappa_3 : \kappa_1 - \kappa_2,$$

und folglich auch der Gleichung

$$\frac{1}{t_1^2} + \frac{1}{t_3^2} = \frac{1}{t_2^2}$$

genügen, die sich leicht in Worten aussprechen lassen. Die Schwingungsdauer t um eine beliebige Axe lässt sich am besten durch die Winkel $\psi\psi'$ ausdrücken, welche diese Drehungsaxe mit den beiden »magnetischen Axen« bildet, und durch die Schwingungsdauer t_2 um die mittlere Hauptmagnetisierungsaxe:

$$t = t_2 \cdot \sin\psi \sin\psi'.$$

Einaxige Krystalle. Die obigen Formeln vereinfachen sich wesentlich, wenn die Struktur des Körpers gegen eine Gerade in ihm symmetrisch ist, also, kurz ausgedrückt, bei einaxigen Krystallen. Hier werden zwei von den κ einander gleich, das Inductionsellipsoid ein Rotationsellipsoid, woraus dann folgt, dass in sämtlichen, gegen die Axe senkrechten Richtungen die Susceptibilität gleich gross ist. Der Winkel zwischen den beiden magnetischen Axen (s. ob.) ist hier null, diese fallen also mit der Symmetrieaxe zusammen. Der Körper ist dann, um die Axe drehbar aufgehängt, in jeder Orientirung im indifferenten Gleichgewicht; ist die Axe senkrecht zur Drehungsaxe, so stellt er sich in bestimmter Weise ein, und zwar sind hier zwei Fälle zu unterscheiden: wenn das axiale κ grösser ist, als das äquatoriale κ' , stellt er sich mit der Symmetrieaxe dem Felde parallel, im anderen Falle senkrecht zu ihm. Man nennt einen Körper magnetisch positiv, wenn $\kappa > \kappa'$, negativ, wenn $\kappa < \kappa'$ ist. Da bei der Anwendung obiger Regel auf diamagnetische Körper die algebraischen Werthe (nicht die Zahlenwerthe) der κ zu vergleichen sind, erhält man folgendes Schema der Einstellung der Symmetrieaxe zum Felde:

paramagnetisch positiv	paramagnetisch negativ	diamagnetisch positiv	diamagnetisch negativ
	⊥	⊥	

(einfacher würde es gewesen sein, unabhängig vom para- oder diamagnetischen Charakter jeden Krystall positiv zu nennen, bei welchem die Axe des grösseren algebraischen κ -Werthes sich axial stellt).

Das Drehungsmoment, mit welchem ein einaxiger Krystall seine Axe in das Feld oder senkrecht dazu zu stellen sucht, ist

$$D = \pm v F^2 (\kappa - \kappa') \sin^2\vartheta \sin\varphi \cos\varphi,$$

(ϑ der Winkel zwischen der Axe und der Drehungsaxe und φ der Winkel der durch Axe und Drehungsaxe gelegten Ebene und der auf der Feldrichtung senkrechten Ebene).

Für die Schwingungsdauer brauchen hier natürlich keine der obigen analoge Beziehungen aufgestellt zu werden. Dafür sei hier die Schwingungsdauer t ausgedrückt in Beziehung zur Schwingungsdauer ohne magnetische Erregung t_0 , wobei natürlich das Trägheitsmoment K auftritt:

$$\kappa - \kappa' = \pm \frac{\pi^2 K}{v F^2 \sin^2\vartheta} \left(\frac{1}{t^2} - \frac{1}{t_0^2} \right).$$

Reguläre Krystalle. Wenn, wie beim regulären System, $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa_3$ wird, so findet ein verschiedenes, magnetisches Verhalten in verschiedenen Richtungen überhaupt nicht mehr statt, der Krystall verhält sich also magnetisch wie ein isotroper Körper.

Beobachtungen und Messungen. Die mathematische Theorie des Krystallmagnetismus ist ein klassisches Beispiel dafür, wie übersichtlich und in Folge dessen fast selbstverständlich die Erscheinungen in einem Gebiete werden,

in welchem sie ohne diese Theorie einen höchst verwickelten und zum Theil paradoxen Eindruck machen würden. Es dürfte daher hier ebenso wenig wie bei den isotropen, para- und diamagnetischen Stoffen Interesse darbieten, die zahlreichen Beobachtungen mitzuthellen, welche früher an Krystallen in magnetischer Hinsicht angestellt worden sind; denn entweder ist ihre Nothwendigkeit nach der Theorie sofort zu übersehen, oder ihre Complication ist nach der Theorie durch das Zusammenwirken verschiedener Umstände bedingt, das weiter zu verfolgen wenig lohnend ist. Es werden daher hier nur einige wenige der rein qualitativen Beobachtungen berücksichtigt werden. Von Wichtigkeit sind hingegen die quantitativen Bestimmungen, und diese kann man wieder in drei Klassen eintheilen. Bei den Untersuchungen der ersten Art handelt es sich lediglich um die experimentelle Prüfung der THOMSON'schen Theorie, bei den zweiten um die Feststellung des para- oder diamagnetischen Verhaltens, des positiven oder negativen Charakters und der Reihenfolge der Axen hinsichtlich der Stärke der Magnetisirung, bei den dritten endlich um Ermittlung von Zahlenwerthen für die magnetischen Constanten.

Grundversuche. PLÜCKER, der einen grossen Hufeisenmagneten benutzte, untersuchte zuerst grünen Turmalin, und fand, dass er zwar einerseits angezogen wird, sich aber andererseits mit der Axe äquatorial einstellt; ein Gegensatz, der ihn damals sehr überraschen musste, während wir jetzt die einfache Deutung kennen, dass der Turmalin paramagnetisch, aber negativ ist. Auch bei einigen anderen Krystallen fand er dasselbe Verhalten. Als bald darauf FARADAY entdeckte, dass sich ein Wismuthkrystall axial einstellt, glaubte er hierfür eine besondere Ursache, die Magnekrystallkraft, annehmen zu müssen. Erst durch seine und PLÜCKER's weitere Versuche gelangte er zu der Einsicht, dass alle krystallmagnetischen Erscheinungen einheitlichen Ursprungs sind und durch den Satz beschrieben werden können, dass ein Krystall im gleichförmigen Magnetfelde sich in diejenige Lage dreht oder zu drehen strebt, in der ihn die Kraftlinien am leichtesten durchsetzen können; man sieht den Zusammenhang dieses Satzes mit der obigen Theorie leicht ein. Die Auffindung des Gegensatzes zwischen positivem und negativem Charakter bei para- oder diamagnetischer Substanz brachte dann, nebst weiteren Versuchen von PLÜCKER und BEER, sowie von KNOBLAUCH und TYNDALL¹⁾ vollends Klarheit in die Verhältnisse. Die Letzteren prüften auch künstlich heterotrop gemachte Körper, z. B. schnell abgekühltes Glas und einseitig komprimirte Stoffe, ferner auch Holz, Elfenbein u. s. w. und fanden überall analoges Verhalten.

Eine quantitative Prüfung der THOMSON'schen Theorie erscheint in sofern nicht durchaus erforderlich, als diese Theorie an sich unanfechtbar ist, abgesehen von zwei Voraussetzungen, welche sich aber ebenfalls direkt als richtig erweisen lassen, nämlich, dass bei den Krystallen die Susceptibilität von der magnetisirenden Kraft unabhängig ist, und dass keine Remanenz existirt, Eigenschaften, die ebenso wie bei den isotropen schwach magnetischen Körpern auch bei den Krystallen sehr näherungsweise und höchstens mit speciellen Ausnahmen (s. w. u.) erfüllt sind. Immerhin ist es dankenswerth, dass, von früheren

¹⁾ KNOBLAUCH und TYNDALL, POGG. Ann. 79, pag. 233; 81, pag. 481. 1850. — TYNDALL, Phil. Mag. (4) 2, pag. 165. 1851 und (4) 10, pag. 153 und 257. 1855. — Phil. Mag. (4) 11, pag. 125. 1856. — POGG. Ann. 83, pag. 384.

beschränkteren Untersuchungen abgesehen, sich in neuester Zeit STENGER¹⁾ und W. KÖNIG²⁾ der Prüfung der Theorie unterzogen haben. Sie benutzten als Material Kalkspath und Quarz, gaben dem Krystall die Kugelform, arbeiteten im gleichförmigen Felde und prüften die Richtigkeit der obigen Formeln für das Drehungsmoment, das durch Torsion unifilarer Aufhängung oder die Schwerkraft bifilarer Aufhängung äquilibrirt wurde, sowie für die Schwingungsdauer. Nach letzterer Formel muss die Grösse $1/t^2 - 1/t_0^2$ *caeteris paribus* 1) mit $\sin^2 \vartheta$, 2) mit F^2 und 3) mit v proportional sein. Die Proportionalität mit $\sin^2 \vartheta$, die sich bei den ersten Versuchen STENGER's nicht herausgestellt hatte, wurde zuerst von KÖNIG und dann auch von STENGER, der seinen anfänglichen Apparat fehlerhaft befunden hatte, erwiesen, was nicht ganz leicht ist, da sich der Winkel ϑ bei so kleinen Kugeln nur sehr mühsam und mit einer gewissen Unsicherheit bestimmen lässt. Die Proportionalität der Grösse mit F^2 hat KÖNIG direkt geprüft, während STENGER in seiner ersten Arbeit nur mit einer und derselben Feldstärke arbeitete und in der zweiten den Einfluss von ϑ und F gemeinschaftlich untersuchte. Das Ergebniss ist für Kalkspath mit fast absoluter Sicherheit, für Quarz mit grosser Wahrscheinlichkeit die Richtigkeit der THOMSON'schen Theorie, also die Unabhängigkeit der Suszeptibilität, oder richtiger gesagt, der Differenz der beiden Suszeptibilitäten von der magnetisirenden Kraft, die bei STENGER von 300—1000, bei KÖNIG sogar bis 3000 absoluten Einheiten variirte. Bei Quarz fand zwar KÖNIG eine kleine Abnahme für grosse Kräfte, sie ist aber zu unsicher, als dass man sie für erwiesen erachten könnte. Im Zusammenhange mit dem Ergebniss oben auf pag. 216 sieht man also, dass wahrscheinlich alle schwach magnetischen Körper, isotrope und heterotrope, constante Suszeptibilität haben. KÖNIG hat auch noch die Frage geprüft, ob die Magnetisirung des Krystalls eine magnetische Rückwirkung auf das Feld ausübt, was sich an dem Betrage der Dämpfung der Schwingungen oder durch die Differenz der aus den Schwingungen und aus den Ablenkungen ermittelten Zahlenwerthe zu erkennen geben müsste; das Ergebniss war aber negativ.

Soweit die Schwingungsformel. Die Formel für das Drehungsmoment in abgelenkter Lage hat nur STENGER geprüft; für den Einfluss von ϑ und F ergibt sich nichts Neues, dagegen erlaubt sie auch noch den Einfluss des Winkels φ zu prüfen, also zu untersuchen, ob das Drehungsmoment der zur Aequilibrirung erforderlichen Torsion mit $\sin \varphi \cos \varphi$, oder mit $\sin 2 \varphi$ proportional ist; natürlich kann man auch hierauf, wenn man künstliche Torsion hervorruft, die Schwingungsmethode anwenden. Beide Male fand sich wiederum die Theorie vollauf bestätigt.

Die wichtigsten allgemeinen Resultate. Zunächst mögen diejenigen Ergebnisse angeführt werden, die lediglich den paramagnetischen (p) oder diamagnetischen (d), positiven (+) oder negativen (—) Charakter des betreffenden Krystalls resp. die Reihenfolge der krystallographischen Axen ($a > b > c$) bezüglich ihrer Magnetisirbarkeit feststellen. Die meisten Angaben stammen von PLÜCKER und BEER sowie von GRAILICH und von LANG³⁾ her.

¹⁾ STENGER, WIED. ANN. 20, pag. 304. 1883; 35, pag. 331. 1888.

²⁾ W. KÖNIG, WIED. ANN. 31, pag. 273. 1887; 32, pag. 222. 1887.

³⁾ GRAILICH u. v. LANG, WIEN. SITZ-BER. 32, pag. 43. 1868.

Einaxige Krystalle.

Hexagonal			Tetragonal		
Eisenspath, FeCO_3 . . .	p	+			
(Ca, Fe) CO_3	p	+			
(Mg, Fe) CO_3	p	+			
Turmalin	p	—	Vesuvian	p	—
Beryll	p	—	$(\text{NH}_4)\text{Cl} \cdot \text{CuCl} \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	p	—
Diopas	p	—	$\text{NiSO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	p	—
Kalkspath	d	+	Wulfenit	d	+
NaNO_3	d	+	Zirkon	d	—
Wismuth	d	—	$\text{H}_2(\text{NH}_4)\text{AsO}_4$	d	—
Antimon	d	—	$\text{Hg}(\text{CN})_2$	d	—
Arsen	d	—	Mellit	d	—
Eis	d	—			

Einige dreiaxige Krystalle verhalten sich nach zwei dieser Axen ziemlich gleich stark magnetisch, so dass sie als nahezu einaxig betrachtet werden können; unter ihnen ist Eisenvitriol p +, Bernsteinsäure d +, Borax d —, Kaliumnickelcyanid d —.

Rhombisches System.

Die älteren Angaben von PLÜCKER, KNOBLAUCH und TYNDALL sind wegen mangelnder Analyse unsicher und überdies meist nicht auf die Axen bezogen. Die folgenden Angaben rühren von GRALICH und v. LANG her; auch hier fehlt bei einigen Stoffen die Analyse.

Magnesiumcadmiumchlorid	$\text{MgCl}_2 \cdot 2\text{CdCl}_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$	d	bac
Nickelcadmiumchlorid	$\text{NiCl}_2 \cdot 2\text{CdCl}_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$	p	bac
Kobaltcadmiumchlorid	$\text{CoCl}_2 \cdot 2\text{CdCl}_2 \cdot 12\text{H}_2\text{O}$	p	bac
Kaliumeisencyanid		p	bca
Unterschwefelsaures Natrium . . .	$\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_6 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	d	acb
Ammoniumsulfat	$(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$	d	bca
Kaliumsulfat	K_2SO_4	d	bca
Kaliumchromat	K_2CrO_4	d	bca
Saures Kaliumsulfat	KHSO_4	d	abc
Anhydrid		d	abc
Baryt		d	cab
Cölestin		d	cab
Magnesiumsulfat	$\text{MgSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$	d	cba
Zinksulfat	$\text{ZnSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$	d	cba
Nickelsulfat	$\text{NiSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$	p	cba
Magnesiumchromat	$\text{MgCrO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$	d	acb
Arragonit		d	bca
Salpeter		d	bca
Uranyl Nitrat	$\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	d	bca
Topas		d	abc
Staurolit		p	acb
Lithiumacetat	$\text{Li}(\text{C}_2\text{H}_3\text{O}_2) \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	d	bca
Bariumformiat	$\text{Ba}(\text{CHO}_2)_2$	d	acb
Strontiumformiat	$\text{Sr}(\text{CHO}_2)_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$	d	bca
Citronensäure	$\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7 \cdot \text{H}_2\text{O}$	d	bac
Natriumnitrat	$\text{Na}_3\text{C}_5\text{H}_6\text{O}_7 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$	d	abc
Kaliumnatriumtetrat	$\text{KNaC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$	d	bca

Monoklines System.

Nach PLÜCKER sind hier magnetisch: Diopsid und Kaliumferricyanid (Axe b (010) am stärksten magnetisch) sowie Kupferformiat und Kupferacetat (Axe mittelstark magnetisch); diamagnetisch: unterschwefligsaures Natrium (Axe am stärksten magnetisch) sowie Natriumacetat und Bleiacetat (Axe am schwächsten magnetisch).

AMBRONN¹⁾ hat durch Dehnung heterotrop gemachte Gelatineplatten untersucht und gefunden, dass sie sich mit der Dehnungsrichtung äquatorial einstellen.

Zahlenmässige Ergebnisse. Für das Folgende ist in noch höherem Maasse als für das Voranstehende auf die Schwierigkeit hinzuweisen, welche krystallmagnetische Versuche in Folge der Geringfügigkeit der in Betracht kommenden Kräfte bereiten. Insbesondere muss auf peinlichste Sauberkeit und den Ausschluss selbst kleiner Fehlerquellen gehalten werden, da es sich hier nicht bloss wie bei isotropen schwach magnetischen Körpern um kleine Grössen, sondern sogar nur um deren Differenzen in verschiedenen Richtungen handelt. Vor allen Dingen darf natürlich kein Eisenstaub auf den Krystall kommen, und das Gehänge muss mit Sorgfalt magnetisch unwirksam gewählt werden; aber auch die feuchte Hand kann schon das Ergebniss völlig umgestalten.

Die älteren Experimentatoren arbeiteten im ungleichförmigen Felde eines Magnetpoles und maassen die Abstossung, theils indem sie den Ablenkungswinkel bestimmten, theils indem sie die Ablenkung durch Torsion compensirten. Als Verhältniss der Abstossungen parallel und senkrecht zur Axe fand für Wismuth HANKEL²⁾ 67:100, TYNDALL³⁾ 71:100; für Kalkspath TYNDALL im Mittel aus zwei recht gut übereinstimmenden Zahlen 100:91, für Eisenspath 100:81. Auch ROWLAND und JACQUES⁴⁾ benutzten ein veränderliches, wenn auch symmetrisches Feld, bestimmten aber nicht die Abstossung, sondern die Schwingungsdauer; leider sind die erhaltenen Zahlen in Folge irthümlicher Berechnung dem Vorzeichen und der Grössenordnung nach offenbar falsch⁵⁾. STENGER und KÖNIG⁶⁾ endlich benutzten gleichförmige Felder und erhielten somit aus den obigen Formeln die Differenz $\alpha - \alpha'$ der beiden Susceptibilitäten parallel und senkrecht zur Axe. Für Kalkspath ist $\alpha < \alpha'$ (algebraisch genommen), also $\alpha - \alpha'$ negativ, für $(\alpha' - \alpha) \cdot 10^{10}$ ergaben sich folgende Werthe:

KÖNIG			STENGER		
Kugel 1		1080	Kugel 2		803
„ 2		1168 und 1148	„ 3		900
„ 3		1067 und 1083	„ 5		788
			Parallelepiped	. .	797

Die Zahlen sind, wie man sieht, beträchtlich verschieden; ob dies auf Versuchsfehler oder auf Materialverschiedenheiten zurückzuführen sei, dürfte sich noch nicht entscheiden lassen. Was die beiden Susceptibilitäten α und α' selbst betrifft, so kann man sie durch Combination der TYNDALL'schen Verhältnissmessung und der KÖNIG'schen Differenzmessung ableiten, muss dann aber berücksichtigen, dass alle Beobachtungen in Luft angestellt sind, was zwar auf

¹⁾ AMBRONN, Ber. Sächs. Ges. 1891.

²⁾ HANKEL, Ber. Sächs. Ges. d. Wiss. 1851, pag. 99.

³⁾ TYNDALL, Phil. Mag. (4) 2, pag. 174. 1851; POGG: Ann. 83, pag. 397.

⁴⁾ ROWLAND u. JACQUES, Sill. Journ. (3) 18, pag. 360. 1879.

⁵⁾ Vergl. v. ETTINGSHAUSEN, Wied. Ann. 17, pag. 274. 1882.

⁶⁾ STENGER, a. a. O. — KÖNIG, a. a. O.

die Differenz keinen, wohl aber auf das Verhältniss einen Einfluss hat. Nach KÖNIG's Berechnung würde man hiernach für die beiden Susceptibilitäten des Kalkspaths in Luft

$$(\chi) = -1.25 \cdot 10^{-6} \quad (\chi') = -1.14 \cdot 10^{-6}$$

erhalten. Für Quarz sind die Zahlen, weil noch wesentlich kleiner, auch noch beträchtlich unsicherer. KÖNIG findet für zwei Kugeln 60.2 resp. 63.6, STENGER 43 bis 55 für $(\chi' - \chi) \cdot 10^{10}$.

Ueber das Verhalten des Bergkrystalls liegt auch eine Arbeit von TUMLIRZ¹⁾ vor, deren Resultate zu eigenthümlich sind, um nicht noch der Bestätigung und event. anderer Erklärung zu bedürfen, die aber jedenfalls erwähnt zu werden verdienen. Als nämlich eine vorher als diamagnetisch erkannte Quarzplatte in das homogene Feld gebracht wurde, stellte sie sich mit der Hauptaxe unter 60° gegen die Feldrichtung ein, und bei Umkehrung des Stromes begab sie sich in dieselbe Einstellung nach der anderen Seite. Nach der Schlussfolgerung des Verfassers muss hiernach der Krystall eine dauernde Polarität erworben haben, und ein weiterer Versuch zeigte, dass diese Polarität nicht diamagnetischen, sondern paramagnetischen Charakters war. Hinsichtlich der weiteren Ausführungen muss auf die Abhandlung selbst verwiesen werden.

F. AUERBACH.

Beziehungen des Magnetismus zu anderen Erscheinungen.

Uebersicht. Im Laufe der Zeit hat sich herausgestellt, dass es kaum eine Klasse physikalischer Erscheinungen giebt, zu welcher der Magnetismus nicht eine direkte oder indirekte Beziehung hätte. Eine der wenigen Ausnahmen hiervon bildet die Gravitation, deren Beziehungen zum Magnetismus nach den vielfachen Versuchen von FARADAY u. A. rein negativer Natur sind, wenigstens, wenn man davon absieht, dass die magnetischen Kräfte in vielen Fällen das Gewicht der Körper scheinbar modificiren, worauf doch z. B. die Anwendung aller Wägungsmethoden (s. ob.) beruht. Im Uebrigen sind Beziehungen des Magnetismus zur Elasticität, zu den Bewegungen, zum Schall, zur Wärme, zum Licht und zur statischen und dynamischen Elektrizität aufgefunden worden, und zwar sowohl Einflüsse der in diesen Gebieten wirksamen Kräfte auf den Magnetismus, als auch umgekehrt des Magnetismus auf diese Erscheinungen, eine Wechselwirkung, die nicht nur im Grossen und Ganzen zur Illustrirung des Principis von der Erhaltung der Energie dient, sondern vielfach auch quantitativ erlaubt, den einen Einfluss theoretisch vorherzubestimmen, wenn der umgekehrte experimentell ermittelt worden ist. Die Erscheinungen, von denen hier die Rede sein wird, sind theils an sich ausserordentlich interessant, theils tragen sie zur Klärung der Anschauungen über den Magnetismus selbst wesentlich bei; sie sind demgemäss auch mit solchem Eifer und von so vielen Seiten bearbeitet worden, dass hier nur eine ganz kleine Auswahl des Wichtigsten gegeben werden kann. Dabei sollen die Beziehungen des Magnetismus zur Elektrizität ausgeschlossen werden, weil diese in dem nächsten Artikel »Elektromagnetismus« gesonderte Darstellung finden werden.

¹⁾ TUMLIRZ, WIED. ANN. 27, pag. 133. 1886.