

**11. Über die Begleiterscheinung
des inversen longitudinalen Zeemaneffektes;
von Ludwig Geiger.**

(Auszug aus der Göttinger Dissertation.)

Einleitung.

Die Erscheinungen des Zeemaneffektes wurden theoretisch hauptsächlich von Lorentz und W. Voigt in Angriff genommen. Lorentz¹⁾ ging von der Vorstellung magnetisierter Elektronen aus und nahm besonders den direkten Effekt in Angriff; Voigt²⁾ behandelte den inversen Effekt, indem er den Durchgang einer ebenen Welle durch ein mit schwingungsfähigen Vektoren begabtes absorbierendes Medium im magnetischen Felde untersuchte; der Kirchhoffsche Satz gestattet schließlich den Übergang zum direkten Effekt. Dabei folgerte Voigt aus seinen Gleichungen ganz auffallende Begleiterscheinungen des Zeemaneffektes: Unter anderem sollte bei Beobachtung parallel den magnetischen Kraftlinien das Azimut linear polarisierten Lichtes im Bereich einer Absorptionslinie außerordentlich stark gedreht werden. Qualitativ wurde dieses Resultat kurz vor seiner Mitteilung von Macaluso und Corbino³⁾ tatsächlich an Natriumdampf beobachtet, quantitativ von Hallo⁴⁾ an Natrium näher untersucht und die drei Parameter der Voigtschen Theorie für A.E./5896 berechnet. Ursprünglich gab Voigt seine Theorie nur für den einfachsten Fall des longitudinalen Duplets; nachdem aber eine Reihe komplizierterer Typen bekannt geworden waren, zeigte er, wie man durch Einführen von „magnetischen Koppelungen“ der Vektoren auch diese neuen Fälle erklären könne.⁵⁾ Aus seinen Grundformeln habe ich für den speziellen Fall eines longitudi-

1) H. Lorentz, *Astrophys. Journ.* **9.** p. 37—46. 1899.

2) W. Voigt, *Wied. Ann.* **67.** p. 345 ff. 1899.

3) D. Macaluso u. O. M. Corbino, *Compt. rend.* **127.** p. 548. ff.

4) J. J. Hallo, *Amsterdamer Diss.* 1902.

5) W. Voigt, *Wied. Ann.* **68.** p. 352 ff. 1899.

nalen Quatruplets die Drehung χ'_{IV} der Polarisationssebene ausgerechnet¹⁾ zu

$$(1) \quad \chi'_{IV} = \frac{2l \varepsilon_i \delta^2 c_i R}{v \{4\delta^2 - d_i'^2 \vartheta_{i0}^2\}^2 - 4c_i^2 R^2 \delta^2},$$

worin

- l Dicke des absorbierenden Mediums;
- ε_i eine für das gewöhnliche optische Verhalten des Mediums charakteristische elektrische Konstante;
- R Stärke des äußeren Magnetfeldes;
- v Lichtgeschwindigkeit im Vakuum;
- c_i für die Wirkung von R charakteristische Konstante;
- d_i' ist Funktion von R , eine magnetische Konstante;
- ϑ_{i0} Schwingungszahl der ungestörten Welle;
- δ Unterschied der Schwingungszahlen der gestörten und ungestörten Welle.

Setzen wir darin

$$d_i' = 0,$$

so erhalten wir die Gleichung für *das longitudinale Duplet*:

$$(2) \quad \chi'_{II} = \frac{l \varepsilon_i c_i R}{8v \delta^2},$$

die Voigt auf direktem Wege gefunden hat.

Durch Hallo ist allerdings die einfache Theorie an der Natriumlinie A.E./5896 bestätigt, und sind die drei Parameter derselben berechnet worden. Jedoch war zur Befestigung der Theorie und der Aufsuchung von quantitativen Beziehungen zwischen den Parametern der Theorie für verschiedene Absorptionslinien eine quantitative Untersuchung anderer Linien des Natriums und anderer Elemente geboten, weshalb Hr. Geheimrat W. Voigt mir vorschlug, in dieser Richtung einige Versuche anzustellen. Die Ziele dieser Untersuchung können dahin formuliert werden:

a) Es ist bei einigen Elementen und bei jedem von diesen wiederum an verschiedenen Linien seines Spektrums der inverse longitudinale Zeemaneffekt und der Verlauf der Drehung quantitativ zu untersuchen.

b) Bei der Wahl der zu untersuchenden Linien sind vor allem solche zu berücksichtigen, die einer der von Kayser und Runge gefundenen Serien angehören. Es ist dann zu versuchen, für eine solche Serie eine Gesetzmäßigkeit für die

1) L. Geiger, Göttinger Dissertation 1907.

Drehung zu finden, parallel zu der von Preston für den Zeemaneffekt gefundenen Regel.

c) Es ist die Abhängigkeit der Drehung von der physikalischen Natur der Absorptionsflamme zu untersuchen.

Prinzipien der verwendeten Methoden.

a) *Die Keilmethode* nach Voigt ist bereits von Hallo zu quantitativen Versuchen mit Erfolg verwendet worden. Der ihr zugrunde liegende Gedankengang ist folgender: Man schleift zwei kongruente Prismen, das eine aus Links-, das andere aus Rechtsquarz, und fixiert ihre Hypothenusenflächen so gegeneinander, daß das Ganze ein Parallelopiped bildet. Die Verwendung von Kanadabalsam ist dabei wegen dessen Undurchlässigkeit für das unsichtbare Spektrum ausgeschlossen. Geht dann linear polarisiertes Licht durch den Doppelkeil, so wird sein Azimut im allgemeinen gedreht, und zwar nach links, wenn der Weg im Linkskeil, nach rechts, wenn derjenige im Rechtskeil der längere ist. Ein Analysator, dessen Azimut auf demjenigen des Polarisators senkrecht steht, vermag also nur diejenigen Strahlen auszulöschen, die im Doppelkeil gar nicht oder um Vielfache von $\pm 180^\circ$ gedreht sind. Man wird also im Fernrohr ein horizontales System heller und dunkler Streifen sehen, die sich im Bereiche einer Absorptionslinie deformieren, wenn wir in den Strahlengang unsere magnetisierte Flamme einschalten. Wir können also mit einem Blick den Verlauf der Drehung übersehen und auch ausmessen, weil wir ja wissen, daß sich das Azimut zweier dunkler Streifen um 180° unterscheidet.

b) *Die Methode der gekreuzten Nicols* ist die von Macaluso und Corbino bereits erprobte; sie geht aus der eben beschriebenen hervor, wenn man den Doppelkeil wegläßt, dafür aber den Polarisator drehbar macht. Bei einem gewissen Winkel φ zwischen den Azimuten des Polarisators und Analysators ist der Absorptionsstreifen auf beiden Seiten von einem System heller und dunkler Streifen begleitet, die zu wandern beginnen, wenn man den Polarisator dreht. Das Azimut je zweier benachbarter dunkler Streifen ist um 180° verschieden, so daß man aus dem Orte der Streifen und dem Winkel φ successive den Verlauf der Drehung erhält.

Die Apparate.

A. Beschreibung der Konstruktion der Apparate.

Die Projektionslinse J wirft das Licht des Kohlebogens L , nachdem es im Polarisator P linear polarisiert worden ist, durch einen der Länge nach durchbohrten Elektromagneten M . Dieser Magnet kehrt seine Pole nach innen, seine maximale Feldstärke liegt also bei c . J ist so aufgestellt, daß die Strahlen gerade zwischen den Magnetpolen vereinigt werden und am anderen Ende des Magneten schwach divergent austreten. Die Linse l vereinigt sie wieder auf den Spalt S des Spektrometers. Vor dem Spalt sind bei der Keilmethode der

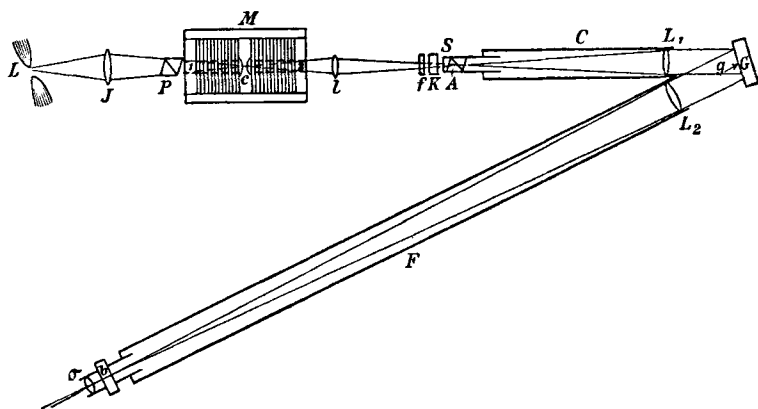


Fig. 1.

Quarzdoppelkeil K aufgestellt, und bei Beobachtungen im roten und gelben Teile des Spektrums ein Strahlenfilter f , das die violetten und ultravioletten Strahlen absorbiert. Das Spektrometer selbst hat keine Prismen, sondern ein Plangitter G , braucht also einen Kollimator C mit der Linse L_1 und ein Fernrohr F mit dem Objektiv L_2 . Im Kollimator muß das Licht noch den Analysator A passieren. Das Fernrohrobjektiv L_2 entwirft am Orte b ein reelles Spektralbild, das nun entweder durch das Okular o betrachtet oder durch eine in b selbst aufgestellte photographische Platte dauernd fixiert wird. Die zu untersuchende Absorptionsflamme wird bei c zwischen die Pole des Magneten gebracht.

Wir wollen jetzt die einzelnen Teile etwas ausführlicher besprechen:

Der *Elektromagnet M* ist von Max Kohl in Chemnitz nach Voigts Angaben angefertigt und von B. Bavink¹⁾ beschrieben.

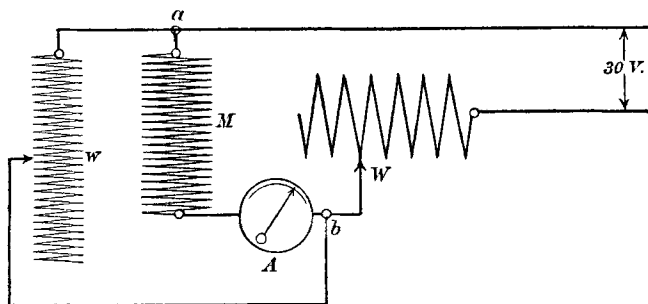


Fig. 2.

Die Speisung des Magneten erfolgte mitunter durch die städtische elektrische Leitung von 220 Volt, deren Spannung durch einen großen variablen Widerstand bis auf 30 Volt abgedrosselt wurde, in der Regel jedoch durch eine auf 30 Volt geschaltete Akkumulatorenbatterie von 30 Zellen. Zuerst geht deren Strom durch einen Vorschaltwiderstand W von 0,1 Ohm und wird dann verzweigt: der Hauptstrom geht durch ein Ampèremeter A und dann durch den Magneten M . Um aber die Stromstärke im Magneten genau konstant erhalten zu können, wurde der Magnet durch einen Nebenschluß teilweise umgangen. Dieser Nebenschluß bestand aus einem von 0 bis ∞ variablen Widerstande w , so daß man durch Variieren dieses letzteren die am Ampèremeter A beobachtete Stromstärke im Magneten leicht bis auf $\frac{1}{5}$ Amp. konstant erhalten konnte. Meistens betrug die Stromstärke 26,5 Amp., so daß deren Schwankungen unter 1 Proz. blieben.

Der *Quarzdoppelkeil K* ist 1,5 cm hoch und breit und 1 cm dick und erzeugt im ganzen Gesichtsfelde drei dunkle Streifen.

Das große *Rowlandsche Plangitter G*, das sein Besitzer, Hr. Kommerzienrat Dr. Hauswaldt in Magdeburg, dem Institut in lebenswürdigster Weise zur Verfügung gestellt hat²⁾, ist

1) B. Bavink, Göttinger Dissert. 1904 und Neues Jahrb. für Mineralogie etc. Beil.-Bd. XIX.

2) Physik. Zeitschr. 6. p. 891. 1905.

auf einer Fläche von 7×13 cm geteilt und besitzt nach einer von Rowland darauf eingeritzten Notiz 15000 Linien pro inch.

Um auch im unsichtbaren Spektrum experimentieren zu können, wurden von H. Heele in Berlin die beiden *Linsen* L_1 und L_2 aus dem neuen „Uviolglas“ von Schott und Genossen geschliffen, das zwar weit hinter Quarz zurücksteht, aber für die in Frage kommenden Gebiete vollkommen ausreicht.

Das *Doppelokularmikrometer* ist von Spindler & Hoyer in Göttingen konstruiert. Es besitzt ein Andreaskreuz und einen getrennten Vertikalfaden. Durch Drehen der einen Trommel wird das ganze Fadensystem als solches verschoben, durch Drehen der anderen Trommel nur der Vertikalfaden relativ zum Kreuz. Handelt es sich also wie im vorliegenden Falle um Messungen kleiner Abstände von Spektrallinien, so genügt eine einzige Ablesung an einer Trommel, was natürlich bei vielen Messungen erheblich Zeit spart.

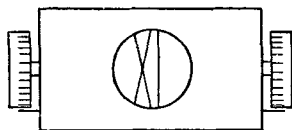


Fig. 3.

Die *Kamera*, die zur Aufnahme von Kassetten dient, ist höchst einfach: Ein rechteckiger Rahmen von U-förmigem Querschnitt trägt als Füllungen zwei Bleche B , so daß das Ganze einer Plattenkassette sehr ähnlich sieht. Eine Schmalseite des Rahmens ist geschlitzt (s), so daß hier eine gewöhnliche Kassette für Platten 9×12 cm eingeschoben werden kann. Die Vorderwand der Kamera hat ein Fenster von 3×4 cm Öffnung und trägt einen aufgeschraubten Fassungsring r , der direkt an den Auszug des Fernrohres gesteckt werden kann. Die Kassetten haben an einer Längsseite zwei Kerben, in die eine an der Kamera angeschraubte federnde Nase n einschnappt. Dadurch können auf einer Platte nacheinander drei Aufnahmen gemacht werden.

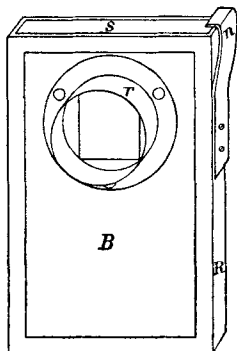


Fig. 4.

Zu den photographischen Aufnahmen wurden *Platten* von Schleussner und von Perutz verwendet. Die Photogramme

von A.E./4047 bis A.E./3070 wurden auf gewöhnlichen Schleussnerplatten gemacht. Die Belichtungszeit hing natürlich stark von der Spaltweite, der Spektralordnung und der Wellenlänge ab und mußte in jedem Falle neu bestimmt werden. Für A.E./5890 waren diese Platten schon zu unempfindlich, deshalb wurden Perutz' Perchromoplaten verwendet. Diese mit Erytrosinsilber sensibilisierte Platte ist für dieses Spektralgebiet sehr zu empfehlen, jedoch fällt von da an gegen rot ihre Empfindlichkeit rapide. Schon für A.E./6708 ist die Platte unbrauchbar. Von hier an bis A.E./7702 leistete das mir durch Hrn. Dr. Lehmann in Jena empfohlene Dicyanin ausgezeichnete Dienste. Dieser Sensibilisator wird von Meister, Lucius & Brüning in Höchst a/M. dargestellt.

Schließlich müssen wir noch mitteilen, *wie die absorbierenden Flammen erzeugt wurden*. Weil sehr viel darauf ankommt, daß die Flamme von einem Versuch zum anderen gleich hergestellt werden kann, und es ferner erwünscht war, einigen Aufschluß über die Menge der verdampften Salze zu erhalten, war die zunächst liegende Methode, die Salze am Platindraht einzuführen, unbrauchbar. Ich will der Kürze halber alle Vorversuche übergehen und nur mitteilen, wie ich schließlich brauchbare Flammen erhielt.

a) *Methode von Gouy* (vgl. Kayzers Handb. 1. p. 149). Eine kleine Glasbläserlampe wird einerseits mit Leuchtgas gespeist, dessen Druck an einem Wassermanometer kontrolliert werden kann, andererseits mit Druckluft, der ein Nebel von feingemengter Salzlösung beigemischt ist. Den dazu nötigen Sprayapparat zeigt Fig. 5.

I ist ein Kolben von 1 l Inhalt, der zwei weite Tuben *a* und *b* besitzt und nach unten in ein enges Rohr *e* mit seitlichem Ansatz *s* übergeht. Ein Schlauchstück mit Quetschhahn verschließt *e*. *II* ist eine kleinere Vorlage mit auch zwei Tuben *c* und *d*. Durch den Tubus *a* wird der eigentliche Zerstäuber gesteckt. Dieser besteht aus einem T-Rohr, das an dem Ende, wo es in den Kolben *I* ragt, zu einer Spitze ausgezogen ist. Das andere Ende ist verkorkt und trägt einen aufgegipsten überragenden Messingring *r*, der drei Stellschrauben besitzt. Durch das T-Rohr führt der Länge

nach ein etwas längeres enges Rohr L , das in eine feine Spitze mündet und andererseits durch einen Gummischlauch mit dem Ansatz s kommuniziert. Die Spitze dieses engen Rohres liegt nun gerade in der weiteren Spitze des **T**-Rohres und kann durch die drei Schrauben zentriert werden. Wird also durch den Ansatz des **T**-Rohres Luft geblasen, so wird diese an der Spitze von L saugen. Befindet sich im Ballon I eine Salzlösung, so steigt diese bis zu der engen Spitze und wird dort äußerst fein zersprüht. Die größten Tropfen fallen wieder zur

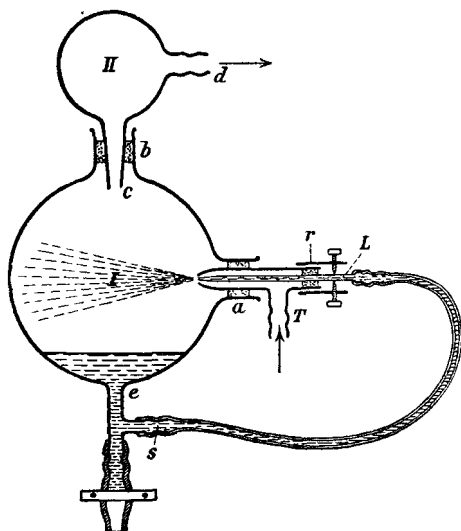


Fig. 5.

Vorratslösung, die feineren steigen mit dem Luftstrom in die Vorlage II , und nur die allerfeinsten gelangen schließlich von dort mit der Luft in die Gebläselampe. Sorgt man also dafür, daß der speisende Luftstrom konstant bleibt, so wird auch eine konstante Salzmenge der Flamme zugeführt. Diese ist sogar direkt aus der Gewichtsabnahme des ganzen Apparates und der Konzentration der Lösung bestimmbar.

Diese Methode ist äußerst zuverlässig, jedoch hat sich aus Versuchen an Kalium gezeigt, daß auch bei Anwendung gesättigter Kaliumsalzlösungen die der Flamme zugeführte Salzmenge nicht hinreicht, um eine gute Umkehr der Kaliumlinien

zu erzielen. Ich mußte deshalb noch nach einer anderen Methode suchen, die erlaubt, viel größere Salzmenngen in die Flamme zu bringen, und die doch über die Menge des zugeführten Salzes einigermaßen Aufschluß gibt. Nach längeren meist vergeblichen Versuchen gelang mir dies endlich auf folgendem Wege:

b) *Methode der Pulverspritze.* Ein starkes Glasrohr *K* von 2 cm im Lichten und 80 cm Länge wurde zweimal knieförmig gebogen, wie Fig. 6 zeigt. Es wurde an beiden Enden verkorkt und vertikal fixiert. Vom oberen Ende führt ein Entbindungsrohr zur Flamme, durch den unteren Kork geht ein spitz auslaufendes, vertikal um 10 cm verschiebbares Glasrohr *R*. Ein daran befestigter Zeiger *z* zeigt an einer außen befindlichen Skala die Höhe der Spitze an. Wird nun das Rohr *K* etwa 8 cm hoch mit Salzpulver beschickt und durch *R* Luft geblasen, so wirbelt diese das über der Spitze liegende Pulver vulkanartig auf und wirft es gegen das gegenüberliegende Knie. In dem toten Winkel bei *e* lagert sich fast aller Staub wieder ab, und nur die feinen Partikelchen werden von dem aufsteigenden Luftstrome mitgeführt. Auf diesem Wege werden die schwereren Teilchen durch ihr größeres Gewicht nach *e* zurückfallen, und nur die allerfeinsten werden durch das Entbindungsrohr der Flamme zugeführt. Damit sich der Weg bei *e*

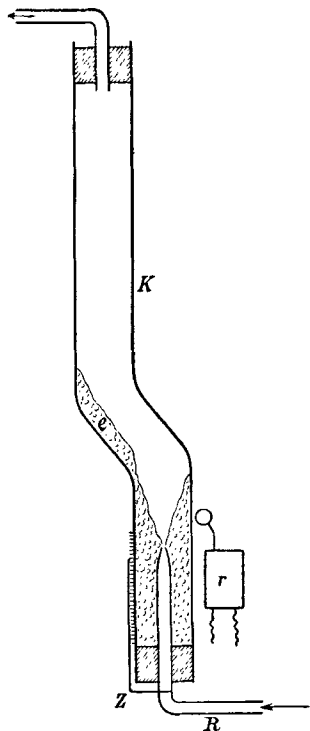


Fig. 6.

nicht verstopft, und um die Eruptionen auszugleichen, trommelt fortwährend ein elektrisches Rasselwerk *r* gegen den Apparat. Wie bei der Methode von Gouy wird die der Flamme zugeführte Salzmenge aus der Gewichtsabnahme des ganzen Apparates bestimmt. Läßt man den Apparat stundenlang funktionieren, so wird allmählich weniger Staub weggeführt.

Deshalb wurde zu jedem Versuche der Apparat mit frischem Pulver gleich hoch beschickt.

B. Die Apparatkonstanten.

a) Die *Feldstärke* wurde aus der Widerstandsänderung einer von Hartmann & Braun geeichten Wismutspirale bis auf 1 Proz. bestimmt. Zunächst wurde für sechs verschiedene Poldistanzen die zugehörige Feldstärke gemessen (Fig. 7). Aus

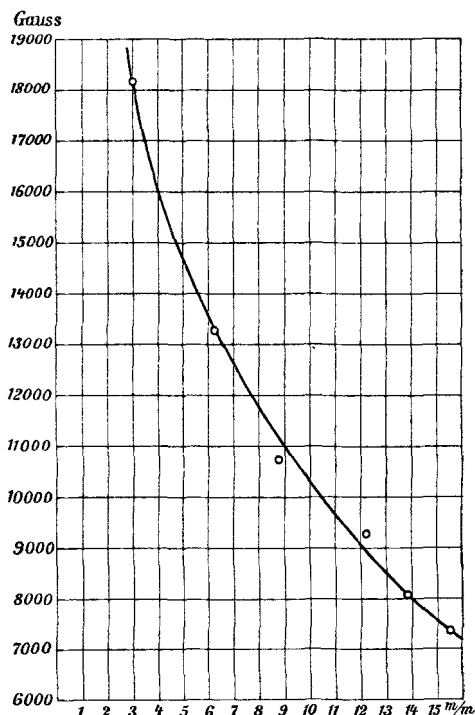


Fig. 7.

Gleichung (2) p. 759 folgt, daß die Drehung χ proportional dem Produkt aus der Feldstärke R und der Poldistanz l ist. Um also dieses Optimum der Poldistanz zu finden, wurden aus den Werten der Fig. 7 diese Produkte gebildet (Fig. 8). Man sieht, daß die Kurve bei etwa 17 mm ein flaches Maximum erreicht, doch konnte diese Poldistanz aus technischen Gründen nicht verwendet werden, sondern nur diejenige von 10,0 mm.

Aber das zugehörige Produkt beträgt schon ca. 90 Proz. des Optimums. Für diese Poldistanz von 10,0 mm wurde endlich die Feldstärke als Funktion der Stromstärke bestimmt (Fig. 9). Diese Kurve erlaubte es, die Versuche bei verschiedenen

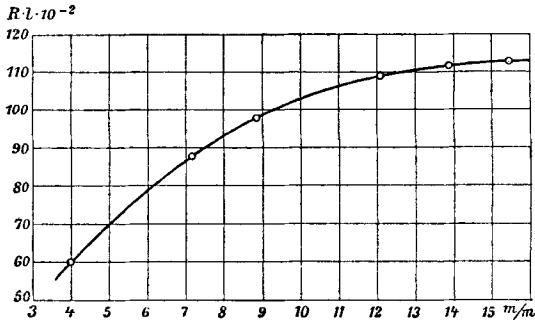


Fig. 8.

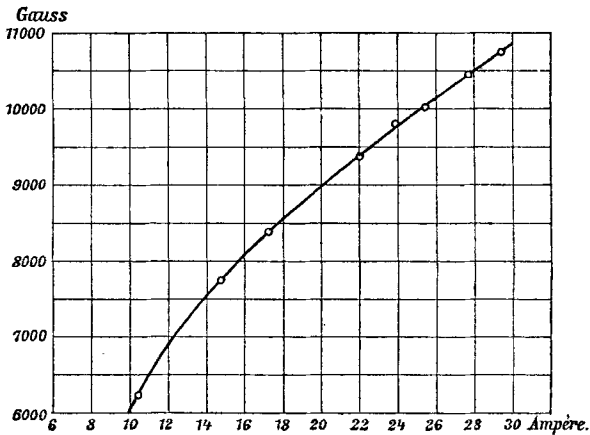


Fig. 9.

Stromstärken auszuführen; weil man ihr sofort die zugehörige Feldstärke entnehmen kann und der Effekt dieser proportional ist, kann man leicht die Messungen auf eine gemeinsame Feldstärke reduzieren.

b) *Dispersion des Gitters.* Es empfiehlt sich sehr, in einer Spektralordnung für eine Reihe bekannter Emissionslinien des Kohlebogens die zugehörigen Gitterstellungen experimentell zu bestimmen und daraus graphisch die Dispersionslinie zu konstruieren. Die Ausgleichung der Fehler ist dabei äußerst ein-

fach, weil ja die Kurve eine Gerade ist. Besitzt man einmal die Dispersionslinie, so kann man sowohl für jede Wellenlänge interpolieren als auch *beliebig weit* extrapolieren. Für alle

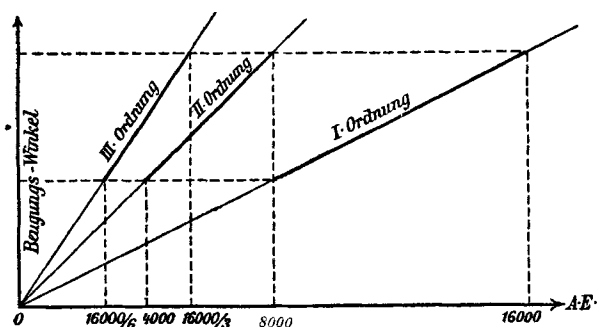


Fig. 10.

anderen Ordnungen kann man die Dispersionslinien aus dieser einen konstruieren, weil an *einer* Stelle des Spektrums die Wellenlängen λ , $\lambda/2$, $\lambda/3$... der verschiedenen Ordnungen streng koinzidieren (Fig. 10).

c) *Auswertung der Spektrogramme.* Aus b) kennen wir die Dispersion für jede Ordnung, ferner wissen wir, daß die Brennweite des Fernrohres stark durch die Wellenlänge bedingt ist.

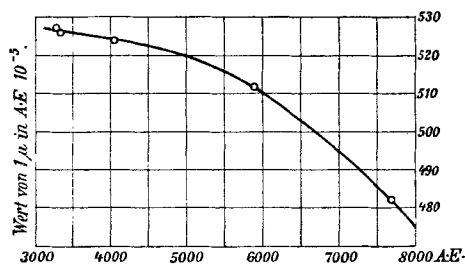


Fig. 11.

Einem gleichen Intervalle zweier Linien auf der Platte entspricht deshalb in jeder Farbe ein anderer Beugungswinkelbez. Wellenlängenunterschied, er ist in rot kleiner als in violett.

Man muß deshalb für jede Farbe diesen Wert gesondert bestimmen, indem man auf einer Platte den Abstand zweier gut bekannter Linien (etwa Dupletten) mißt, und daraus rechnet,

welcher Wellenlängenunterschied der Längeneinheit entspricht. Graphisch kann man dann für jede Wellenlänge interpolieren. Von der n^{ten} zur m^{ten} Ordnung geht man über durch Multiplikation mit n/m .

d) *Dampfdichte in der Absorptionsflamme.* Absolut können wir d nur der Größenordnung nach bestimmen, weil wir ja nicht wissen, wieviel von dem eingeführten Metall verdampft, und wir annehmen müssen, d sei in der ganzen Flamme V gleich groß.

Zur Messung von d an Natrium mit dem Apparat von Gouy wurde zunächst eine „Urlösung“ hergestellt:

| | |
|--------------------------|---------------|
| NaCl | 36,0 g |
| destilliertes Wasser . . | 100,0 g |
| | <hr/> 136,0 g |

die also 10,5 Proz. Na enthält.

aa) Der Apparat wird mit Urlösung beschickt und gewogen (a), dann während n Sek. in Betrieb gesetzt und wieder gewogen (a'). Dann ist

$$d = \frac{(a - a') \cdot 0,105}{n \cdot V}.$$

bb) Die Urlösung wird auf $1/m$ verdünnt und analog verfahren; es ist

$$d = \frac{(a - a') \cdot 0,105}{n \cdot m \cdot V}.$$

Der Apparat von Gouy erzeugte bei 26 cm Hg Luftüberdruck und 2,5 cm Wasser Gasüberdruck die folgenden d :

| | Natrium | | | | | Lithium |
|----------------|---------|-------|-------|--------|--------|---------|
| $1/m$ | $1/2$ | $1/4$ | $1/8$ | $1/16$ | $1/32$ | $1/1$ |
| $d \cdot 10^9$ | 1880 | 1150 | 591 | 283 | 128 | 966 |

Zur Bestimmung von d an Lithium wurde so verfahren: eine bei $15,7^\circ$ C. konzentrierte Lösung von LiCl wird auf $3/4$ verdünnt und heißt „Urlösung“.

Bei $15,7^\circ$ besteht eine konzentrierte Lösung von LiCl aus

| | |
|------------------|--------------|
| LiCl | 77 g |
| Wasser | 100 g |
| | <hr/> 177 g; |

sie enthält also 8,65 Proz. Li und die Urlösung enthält 6,50 Proz. Li.

Mit der Pulverspritze kann die Bestimmung ganz analog ausgeführt werden, liefert aber Werte, die mit den eben zitierten keinen absoluten Vergleich erlauben. In der Drehung beim longitudinalen Zeemaneffekt bekommen wir nämlich später (p. 779) ein Kriterium für d , das zu diesem Schlusse führt. Wahrscheinlich ist der Teil, der verdampft, bei der ersten Methode viel größer. Immerhin dürfte die absolute Größenordnung der d oben richtig gefunden sein, und relativ zueinander sind die Werte recht zuverlässig.

Die Versuchsergebnisse.

In allererster Linie mußte genauer untersucht werden, welche Metallflammen Absorptionslinien liefern und unter was für Bedingungen diese zustande kommen. Nach dem Gesetz von Kirchhoff entspricht allerdings jeder Emissionslinie eine Absorptionslinie, aber leider sind wir in den seltensten Fällen imstande, künstlich die zur Umkehr notwendigen Bedingungen herzustellen. Liveing und Dewar haben eine Reihe eingehender Untersuchungen an den verschiedensten Elementen angestellt und erhielten bei hohen Drucken, Dampfdichten, Temperaturen und dicken Schichten auch viele Linien umgekehrt. Bei der Untersuchung des inversen Zeemaneffektes ist die Sache aber noch dadurch kompliziert, daß die Schichtdicke kaum über 1 cm wachsen darf, weil sonst die magnetische Feldstärke zu gering ist. Man ist also genötigt, bei großen Dampfdichten zu arbeiten, und dies ist einzig durch gefärbte Flammen erreichbar. Es wurden deshalb zunächst Salze von Na, Sr, Li, Mg, K, Th, Cd, Co, Cr, Mn auf ihre Umkehrbarkeit untersucht, und zwar im Bunsenbrenner, einem Luftgebläse und einer Knallgasflamme. Als direkte Lichtquelle diente die oben beschriebene Bogenlampe. Es zeigte sich eine Umkehr bei Na/5896, Na/5890, Na/3303, Na/3302, Li/6708, Th/5350, K/7702, K/7669, K/4047, K/4044, K/3447, K/3217. In der Folge wurde versucht, die Drehung an diesen Linien zu untersuchen, wir lassen die Ergebnisse hier folgen:

A. Natrium.

I. Drehung an A.E./5896 und A.E./5890.

Zunächst wurde nach der Methode der gekreuzten Nicols (vgl. p. 760) der Verlauf der Drehung der Polarisationssebene an den beiden Linien A.E./5896 und A.E./5890 in erster Ordnung photographisch aufgenommen. Platte 117a enthält die Absorptionslinien ohne Feld bei der Dampfdichte $d = 1700 \times 10^{-9}$ (vgl. p. 771 u. 779), 117b bis 118c die Drehung bei $\varphi = 85^\circ, 70^\circ, 40^\circ, 20^\circ, 10^\circ$; d ist immer $1700 \cdot 10^{-9}$, die Stromstärke im Magneten ist gleich 26,5 Amp., also die Feldstärke $R = 10250$ Gauss (vgl. Fig. 7). Zur Bestimmung der Breite der Absorptionslinien auf 117a wurde auf jeden Rand 10mal eingestellt, und der Mittelwert und sein mittlerer Fehler daraus berechnet. Bei den Effektaufnahmen wurde auf die Mitte der Absorptionslinie und die hellste bez. dunkelste Stelle der begleitenden Streifen je 10mal eingestellt und Mittelwert und mittlerer Fehler berechnet. Aus der Eichkurve (Fig. 11) folgt $1\mu = 0,00513$ A.E.; man erhält also für jede Messung $d\lambda$ in A.E. und nach Division durch λ^2 die Abweichungen vom Orte der Urlinie in Schwingungsdifferenzen. Jedem Photogramm entspricht also eine Tafel wie die folgende:

Platte 117b: Drehung von 85° . 26,5 Amp. = 10250 Gauss.

$$d = 1700 \cdot 10^{-9}.$$

| Linie | Beobachtungen | Mittel | Mittlerer Fehler | δ in μ | Mittlerer Fehler | $d\lambda$ in A.E. | $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$ |
|------------------|---------------|--------|------------------|----------------------|------------------|-----------------------|------------------------------|
| $\lambda/5896$ | 10 Ablesungen | 11243 | 2,0 | — | — | — | — |
| 85° rot | „ „ | 11349 | 1,6 | 106 | 2,5 | 0,543 | 1,56 |
| 85° viol. | „ „ | 11128 | 1,5 | 115 | 2,0 | 0,589 | 1,70 |
| $\lambda/5890$ | „ „ | 10085 | 1,0 | — | — | — | — |
| 85° rot | „ „ | 10241 | 1,3 | 156 | 1,6 | 0,800 | 2,30 |
| 85° viol. | „ „ | 9937 | 2,5 | 148 | 3,0 | 0,800 | 2,31 |

Die Tafel jedes Photogrammes hier wiederzugeben, wäre zu weitschweifig; ich lasse deshalb nur eine Zusammenstellung

der Resultate folgen. Darin ist unter „Drehung 0⁰“ die Breite der Absorptionslinien ohne Feld verstanden. Für jede andere Drehung sind je zwei Werte tabuliert, von denen der erste die Drehung auf der infraroten, der zweite diejenige auf der ultravioletten Seite der Absorptionslinie bedeutet. Wie man sieht, sind diese beiden Werte im allgemeinen etwas voneinander verschieden, jedoch zeigt ein Vergleich der Messungen an Natrium, Kalium und Lithium, daß keine systematische Asymmetrie vorliegt. Zunächst könnte man erwarten, daß in dem Gebiete zwischen den beiden Linien der natürlichen Duplette eine Superposition der durch beide Linien einzeln verursachten Drehungen stattfindet, und bei den Versuchen von G. Hallo war dies auch sicher der Fall. Bei meinen Versuchen wurden aber solch geringe Dampfdichten verwendet, daß in dem fraglichen Gebiete keine merkliche Drehung zustande gekommen ist. Wir dürfen also die Abweichungen durch die Schwierigkeit der Messungen erklären.

Verlauf der Drehung an Natrium A.E./5896 in 1. Ordnung. $l = 1,0$ cm.

| Drehung | Feldstärke in Gauss | $d \cdot 10^9$ | $d\lambda$ in A.E. | Mittlerer Fehler | $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$ | Bemerkungen |
|---------|------------------------|----------------|-----------------------|---------------------|------------------------------|--|
| 0° | — | 1700 | 0,421 0,42 | 0,005 0,01 | 1,21 1,21 | |
| 40 | 10250 | 1700 | 1,085 0,98 | 0,005 0,008 | 3,13 2,82 | } Auf dem gleichen Spektrogramm ist die 130°-Drehung |
| 70 | 10250 | 1700 | 0,69 0,62 | 0,02 0,02 | 1,98 1,78 | |
| 85 | 10250 | 1700 | 0,54 0,59 | 0,015 0,01 | 1,56 1,70 | |
| 100 | 10250 | 1700 | 0,629 0,45 | 0,005 0,007 | 1,81 1,30 | } Die 10°-Drehung war zu diffus, um vermessen zu werden |
| 110 | 10250 | 1700 | 0,57 0,49 | 0,01 0,01 | 1,64 1,41 | |
| 130 | 10250 | 1700 | 0,528 0,431 | 0,005 0,005 | 1,52 1,24 | } Auf dem gleichen Spektrogramm ist die 40°-Drehung |
| | | | | | | |

Verlauf der Drehung an Natrium A.E./5890 in 1. Ordnung. $l = 1,0$ cm.

| Drehung | Feldstärke in Gauss | $d \cdot 10^9$ | $d\lambda$ in A.E. | Mittlerer Fehler | $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$ | Bemerkungen |
|---------|------------------------|----------------|-----------------------|---------------------|------------------------------|--|
| 0° | — | 1700 | 0,51 | 0,008 | 1,47 | Auf dem gleichen Spektro- gramm ist die 130°-Drehung |
| | | | 0,51 | 0,008 | 1,47 | |
| 40 | 10250 | 1700 | 1,37 | 0,01 | 3,95 | |
| | | | 1,16 | 0,01 | 3,35 | |
| 70 | 10250 | 1700 | 0,88 | 0,01 | 2,54 | Die 10°-Drehung war zu diffus, um vermessen zu werden |
| | | | 0,85 | 0,01 | 2,45 | |
| 85 | 10250 | 1700 | 0,80 | 0,01 | 2,30 | |
| | | | 0,80 | 0,016 | 2,31 | |
| 100 | 10250 | 1700 | 0,84 | 0,01 | 2,42 | Die 20°-Drehung war zu diffus, um vermessen zu werden |
| | | | 0,59 | 0,01 | 1,70 | |
| 110 | 10250 | 1700 | 0,68 | 0,01 | 1,96 | |
| | | | 0,64 | 0,01 | 1,85 | |
| 130 | 10250 | 1700 | 0,682 | 0,007 | 1,96 | Auf dem gleichen Spektro- gramm ist die 40°-Drehung |
| | | | 0,581 | 0,005 | 1,67 | |

Fig. 12 und 13 zeigen den Effekt in der Skala der Schwingungszahlen:

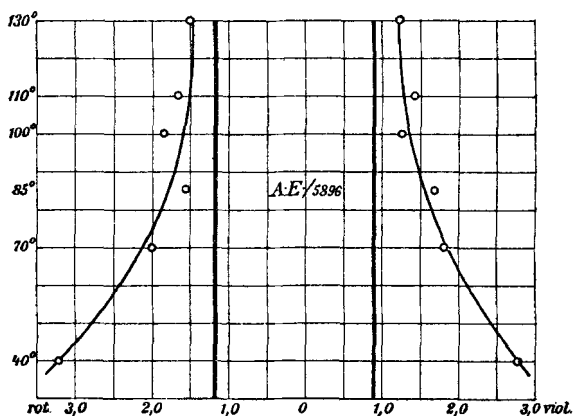


Fig. 12.

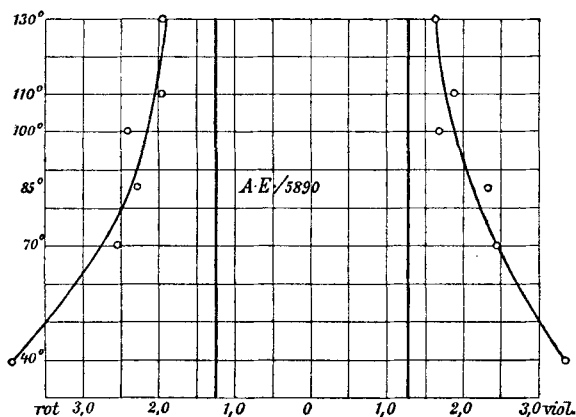


Fig. 13.

II. Magnetische Zerlegung von A.E./5896 und A.E./5890.

Weil wir zur Berechnung der Voigtschen Konstante c aus der Gleichung $c \cdot R = \delta_m$ die magnetische Trennung kennen müssen, wurde versucht, diese Zerlegung in erster Ordnung zu photographieren. Zuerst versuchte ich, zwischen den Magnetpolen eine Funkenstrecke so zu konstruieren, daß der Funke durch den durchbohrten Pol longitudinal beobachtet wird. Das nötige Natrium wurde von der Pulverspritze eingeblasen, was gleichzeitig den Funken kühlte. So konnte bei einer Feldstärke von ca. 20000 Gauss der Effekt sehr gut okular beobachtet werden, doch war der Funke zu lichtschwach, um Photogramme zu liefern. Ich verließ deshalb diesen Weg und versuchte, eine vollkommene Trennung der mit natürlichem Licht erzeugten Absorptionslinien selbst zu erhalten. Dies gelingt auch ohne eigentliche Schwierigkeit, man hat nur darauf zu achten, daß die Dampfdichte d nicht allzu klein ist. Auf den Photogrammen erhält man natürlich nicht nur die Zerlegung der Urlinie, sondern diese selbst auch noch, weil sie ja stets im Spektrum des Kohlebogens als feine selbstumgekehrte Linie auftritt. Bei einer Feldstärke von 18350 Gauss ist die Zerlegung an A.E./5896 sehr gut meßbar, die Komponenten sind scharf von der selbst umgekehrten Linie des Bogens getrennt. Es ergab sich:

| Feldstärke | $d\lambda$ in A.E. | Mittlerer Fehler | $d\lambda/\lambda^2$ |
|------------|--------------------|------------------|----------------------|
| 18350 | 0,86 | 0,01 | 1,03 |
| | 0,87 | 0,01 | 1,07 |

An der gleichen Linie hat Runge¹⁾ die Zerlegung senkrecht zu den Kraftlinien gemessen und findet bei einer Feldstärke von 32000 Gauss für die Komponenten, die senkrecht zu den Kraftlinien schwingen, die also bei longitudinaler Beobachtung einzig übrig bleiben, für $d\lambda/\lambda^2 \pm 1,86$. Reduziert man diesen Wert auf unser Feld von 18350 Gauss, so erhält Runge $\pm 1,03$, ich im Mittel $\pm 1,05$, also eine sehr gute Übereinstimmung. Dieses Resultat ist insofern für uns wichtig, als es beweist, daß unsere Feldstärken direkt mit denen von Runge verglichen werden können, und deshalb auch beide Feldmessungen Anspruch auf absolute Richtigkeit erheben dürfen.

Bei A.E./5890 ist dem Effekt durch Ausmessen der Platte schwerlich beizukommen: Runges Beobachtungen an dieser Linie senkrecht zu den Kraftlinien zeigen nämlich ein Sextuplet, bei dem nur die beiden innersten Komponenten parallel den Kraftlinien schwingen. In Richtung der Kraftlinien werden also nur diese beiden Komponenten verschwinden, so daß ein zirkular polarisiertes Quatruplet übrig bleiben muß, dessen Komponenten nicht mehr getrennt werden können. Doch scheint es mir nicht riskiert zu sein, die Rungeschen Werte für A.E./5890 auf mein Feld reduziert zu übernehmen, weil ja an A.E./5896 die Richtigkeit der Theorie erwiesen worden ist. So erhält man den Effekt:

$$18350 \text{ Gauss} \quad -1,28 \quad -0,78 \quad +0,78 \quad +1,28.$$

Zur Konstantenberechnung müssen dann diese Zahlen noch auf ein Feld von 10250 Gauss reduziert werden, so daß folgende Werte in Rechnung zu bringen sind:

| Feldstärke | Linie | $d\lambda/\lambda^2$ | | | |
|------------|-----------|----------------------|-------|-------|-------|
| 10250 | A.E./5896 | -1,05 | | +1,05 | |
| | A.E./5890 | -1,28 | -0,78 | +0,78 | +1,28 |

1) C. Runge, Kayzers Handbuch II. p. 670.

Nach dem Gesetz von Preston ist dieser Effekt für alle Linien der gleichen Serie gleich. A.E./5896 und A.E./5890 sind aber Glieder der beiden Hauptserien des Natriums ($n=3$). Das nächste Linienpaar ($n=4$) hat die Wellenlängen A.E./3303,07 und A.E./3302,47. Für Untersuchungen an diesen beiden Linien braucht also nur die Drehung gemessen zu werden, die magnetische Zerlegung ist die oben mitgeteilte.

III. Drehung an A.E./3303 und A.E./3302.

Hier wurde nicht der ganze Verlauf der Drehung aufgenommen, sondern nur der Ort einer bestimmten Drehung (40°) gesucht. Daraus kann man dann mit der von der Theorie gegebenen Formel die ganze Kurve leicht berechnen. Die Messungen an diesen Linien sind aber schon recht ungenau, sowohl die Bestimmung der „Breite“ der Absorptionslinie, als auch des Ortes der 40° -Drehung. Hier beträgt eben der Unterschied der Wellenlängen beider Linien nur noch $\frac{1}{12}$ von demjenigen der Linien A.E./5896 und A.E./5890, so daß alle dortigen Unsicherheiten hier zwölfmal so groß auftreten. Es existierten zwei Photogramme vom 40° -Effekt und eines der Absorptionslinien unter gleichen Bedingungen, deren Resultate hier folgen:

Drehung an Natrium A.E./3303,07 in 2. Ordnung. $l = 1,0$ cm.

| Drehung | Feldstärke | $d \cdot 10^9$ | $d\lambda$ in A.E. | Mittlerer Fehler | $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$ | Bemerkungen |
|------------|------------|----------------|-----------------------|------------------|------------------------------|------------------------|
| 40° | 10250 | 950 (?) | 0,27 — | 0,02 — | 2,48 — | } Zu diffus zum Messen |
| 40 | 10250 | 950 (?) | 0,264 — | 0,005 — | 2,39 — | |
| 0 | — | 950 (?) | 0,12 0,12 | 0,01 0,01 | 1,10 1,10 | |

Drehung an Natrium A.E./3302,47 in 2. Ordnung. $l = 1,0$ cm.

| | | | | | | |
|------------|-------|---------|--------------|--------------|--------------|------------------------|
| 40° | 10250 | 950 (?) | — 0,25 | — 0,03 | — 2,29 | } Zu diffus zum Messen |
| 40 | 10250 | 950 (?) | — 0,32 | — 0,02 | — 2,93 | |
| 0 | — | 950 (?) | 0,14 0,14 | 0,01 0,01 | 1,99 1,29 | |

Gibt man den einzelnen Beobachtungen die aus den mittleren Fehlern folgenden Gewichte, so ergeben sich als Mittelwerte für $d\lambda/\lambda^2$ bei 40°-Drehung:

| Linie | $d\lambda/\lambda^2$ |
|--------------|----------------------|
| A.E./3303,07 | 2,39 |
| A.E./3302,47 | 2,71 |

Die Dampfdichte bleibt zwischen 900 und 1700, konnte aber direkt nicht genauer bestimmt werden. Aus den Überlegungen auf p. 779 ergibt sich, daß, wenn man diese Werte in die Fig. 14 einfügt, d den Wert 950 erhält, was also in die direkt gefundenen Grenzen fällt.

IV. Abhängigkeit der Drehung und Linienbreite von der Dampfdichte.

Die magnetische Zerlegung einer Absorptionslinie ist durchaus unabhängig von der Dichte etc. des absorbierenden Dampfes. Dagegen ist die Breite einer Absorptionslinie von diesen Faktoren stark abhängig, und ebenso die „Stärke“ der Drehung. Bei okularen Beobachtungen des Effektes mit Doppelkeil sieht man, wie sich bei der geringsten Änderung in der Flamme der „Berg“ sehr stark ausreckt oder einschrumpft. Die photographische Untersuchung bietet den großen Vorteil, daß sie von selbst die mittlere Effektstärke aufzeichnet, die der gemessenen mittleren Dampfdichte durchaus entspricht. Weil bis jetzt noch sehr wenig über den Zusammenhang zwischen der Linienbreite mit der Dampfdichte bekannt ist, und meine Apparate eine solche Untersuchung gestatten, habe ich systematisch die Absorptionslinien A.E./5896 und A.E./5890 bei sieben verschiedenen Dampfdichten gemessen und jedesmal die zugehörige Drehung aufgenommen. In allen Fällen war die Feldstärke 10250 Gauss, die Flammendicke 1,0 cm und die Drucke von Gas und Luft konstant. Ich lasse zunächst eine Zusammenstellung der Resultate folgen (vgl. p. 780 u. 781); aus den Kolumnen d und $d\lambda/\lambda^2$ sind die Werte zur Konstruktion der Fig. 14 entnommen; sie gibt uns also das Abhängigkeitsgesetz der Drehung von der Dampfdichte.

Man sieht, daß der Gang der 130°-Drehung bei beiden Linien linear ist; dasselbe gilt noch vom 40°-Effekt an

A.E./5896, jedoch steigt der Effekt bei A.E./5890 noch etwas langsamer an; die Abweichung ist aber unerheblich.

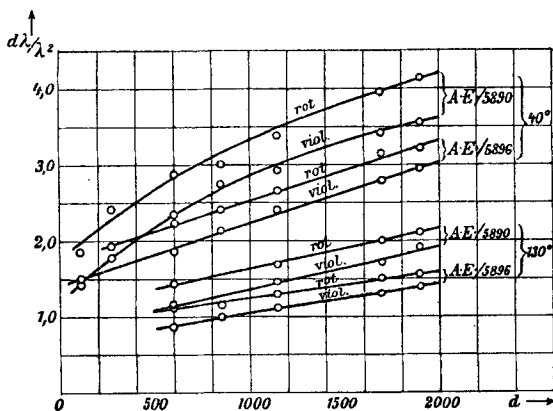


Fig. 14.

Außer den Messungen bei bekanntem d enthält unsere Tabelle (p. 780 u. 781) aber auch noch zwei Fälle mit unbekanntem d . Die zugehörigen Effekte lassen sich nun in die Kurven sehr gut einfügen, so daß dadurch ein Weg gegeben ist, in zweifelhaften Fällen d zu bestimmen. So findet man für die beiden Fälle $d \cdot 10^9 = 1700$ bez. $= 860$. Durch dieses Verfahren ist es auch einzig möglich, eine Brücke von den d -Werten der Pulverspritze zu denen des Sprays zu schlagen. Dabei hat sich gezeigt, daß bei der Spraymethode die Verbrennung der eingeführten Substanzen viel vollkommener ist. Sowohl zur Berechnung der Konstanten als überhaupt zum Studium der Linienstruktur in ihrer Abhängigkeit von d ist es sehr wichtig, die „Breite“ der Absorptionslinien ohne Feld aber bei gleicher Flammendicke, Dampfdichte etc. zu bestimmen. Auf die Frage, was man unter „Breite“ zu verstehen hat, werde ich im letzten Kapitel zurückkommen. Hier sei nur mitgeteilt, daß ich den Faden so einstellte, daß er eine Grenze zwischen „wesentlich hell“ und „wesentlich dunkel“ bildet. Dieser Ort ist ziemlich gut zu messen. Eine weitere Schwierigkeit bei der Breitemessung bietet der Umstand, daß sich über die von der Flamme erzeugte Absorptionslinie stets noch die durch Selbstumkehr im Kohlebogen entstandene Absorptionslinie lagert

Verlauf der Drehung mit der Dampfdichte an Na A.E./5896 in 1. Ordnung.
 $l = 1,0 \text{ cm.} \cdot 10250 \text{ Gauss.}$

| $d \cdot 10^9$ | Drehung | $d\lambda$ in A.E. | Mittlerer Fehler | $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$ | Bemerkungen |
|----------------|---------|-----------------------|---------------------|------------------------------|---|
| 1900 | 40° | 1,11 | 0,01 | 3,19 | Die gleiche Aufnahme. d direkt bestimmt |
| | | 1,04 | 0,01 | 2,99 | |
| | 130 | 0,54 | 0,01 | 1,55 | |
| | | 0,48 | 0,01 | 1,38 | |
| 1700 | 40 | 1,085 | 0,005 | 3,13 | Die gleiche Aufnahme. d später bestimmt (vgl. p. 779) |
| | | 0,978 | 0,008 | 2,82 | |
| | 130 | 0,527 | 0,005 | 1,52 | |
| | | 0,430 | 0,005 | 1,24 | |
| 1150 | 40 | 0,92 | 0,01 | 2,64 | Die gleiche Aufnahme. d direkt bestimmt |
| | | 0,84 | 0,01 | 2,42 | |
| | 130 | 0,468 | 0,008 | 1,35 | |
| | | 0,378 | 0,005 | 1,09 | |
| 860 | 40 | 0,83 | 0,01 | 2,39 | Die gleiche Aufnahme. d später bestimmt (vgl. p. 779) |
| | | 0,75 | 0,01 | 2,16 | |
| | 130 | 0,40 | 0,01 | 1,15 | |
| | | 0,35 | 0,01 | 1,01 | |
| 600 | 40 | 0,777 | 0,006 | 2,24 | Die gleiche Aufnahme. d direkt bestimmt |
| | | 0,649 | 0,008 | 1,87 | |
| | 130 | 0,388 | 0,005 | 1,12 | |
| | | 0,309 | 0,007 | 0,89 | |
| 280 | 40 | 0,67 | 0,01 | 1,93 | Zu unscharf } Die gleiche Aufnahme. } d direkt bestimmt Existiert nicht } |
| | | — | — | — | |
| | 130 | — | — | — | |
| | | — | — | — | |
| 130 | 40 | 0,47 | 0,016 | 1,35 | Die gleiche Aufnahme. d direkt bestimmt Existiert nicht } |
| | | 0,50 | 0,015 | 1,44 | |
| | 130 | — | — | — | |
| | | — | — | — | |

Verlauf der Drehung mit der Dampfdichte an Na A.E./5890 in 1. Ordnung.
 $l = 1,0 \text{ cm. } 10250 \text{ Gauss.}$

| $d \cdot 10^\circ$ | Drehung | $d \lambda$ in A.E. | Mittlerer Fehler | $\frac{d \lambda}{\lambda^2}$ | Bemerkungen |
|--------------------|---------|------------------------|---------------------|-------------------------------|---|
| 1900 | 40° | 1,43 | 0,01 | 4,12 | Die gleiche Aufnahme. d direkt bestimmt. |
| | | 1,25 | 0,01 | 3,60 | |
| | 130 | 0,72 | 0,01 | 2,07 | |
| | | 0,65 | 0,01 | 1,87 | |
| 1700 | 40 | 1,37 | 0,008 | 3,95 | Die gleiche Aufnahme. d später bestimmt (vgl. p. 779) |
| | | 1,16 | 0,008 | 3,35 | |
| | 130 | 0,680 | 0,007 | 1,96 | |
| | | 0,579 | 0,005 | 1,67 | |
| 1150 | 40 | 1,15 | 0,01 | 3,31 | Die gleiche Aufnahme. d direkt bestimmt |
| | | 1,01 | 0,01 | 2,91 | |
| | 130 | 0,58 | 0,01 | 1,67 | |
| | | 0,51 | 0,01 | 1,47 | |
| 860 | 40 | 1,04 | 0,01 | 3,00 | Die gleiche Aufnahme. d später bestimmt (vgl. p. 779) |
| | | 0,93 | 0,015 | 2,68 | |
| | 130 | — | — | — | |
| | | — | — | — | |
| 600 | 40 | 0,978 | 0,006 | 2,82 | Die gleiche Aufnahme. d direkt bestimmt |
| | | 0,80 | 0,009 | 2,31 | |
| | 130 | 0,499 | 0,005 | 1,44 | |
| | | 0,392 | 0,008 | 1,13 | |
| 280 | 40 | 0,808 | 0,008 | 2,33 | Die gleiche Aufnahme. d direkt bestimmt |
| | | 0,621 | 0,008 | 1,79 | |
| | 130 | — | — | — | |
| | | — | — | — | |
| 130 | 40 | 0,64 | 0,015 | 1,84 | Die gleiche Aufnahme. d direkt bestimmt |
| | | 0,50 | 0,01 | 1,44 | |
| | 130 | — | — | — | |
| | | — | — | — | |

und die erstere meist ganz überflutet. Die Messungen sind also nur bei relativ großem d zulässig:

Breite der Absorptionslinien von Natrium als Funktion der Dampfdichte.
1. Ordnung. $l = 1,0$ cm.

| Linie | $d \cdot 10^9$ | $d \lambda$ in A.E. | Mittlerer Fehler | $\frac{d \lambda}{\lambda^2}$ | Bemerkungen |
|-----------|----------------|------------------------|---------------------|-------------------------------|--|
| A.E./5896 | 1900 | 0,39 | 0,013 | 1,12 | } d direkt bestimmt |
| | | 0,39 | 0,013 | 1,12 | |
| | 1700 | 0,419 | 0,005 | 1,21 | } d später bestimmt (vgl. p. 779) |
| | | 0,42 | 0,01 | 1,21 | |
| | 1150 | 0,32 | 0,017 | 0,92 | } d direkt bestimmt |
| | | 0,32 | 0,017 | 0,92 | |
| A.E./5890 | 1900 | 0,537 | 0,008 | 1,55 | } d direkt bestimmt |
| | | 0,541 | 0,008 | 1,56 | |
| | 1700 | 0,510 | 0,008 | 1,47 | } d später bestimmt (vgl. p. 779) |
| | | 0,510 | 0,008 | 1,47 | |
| | 1150 | 0,41 | 0,01 | 1,18 | } d direkt bestimmt |
| | | 0,41 | 0,01 | 1,18 | |
| | 860 | 0,35 | 0,015 | 1,01 | } d später bestimmt (vgl. p. 779) |
| | | 0,35 | 0,015 | 1,01 | |
| | 600 | 0,34 | 0,01 | 0,98 | } d direkt bestimmt |
| | | 0,34 | 0,01 | 0,98 | |

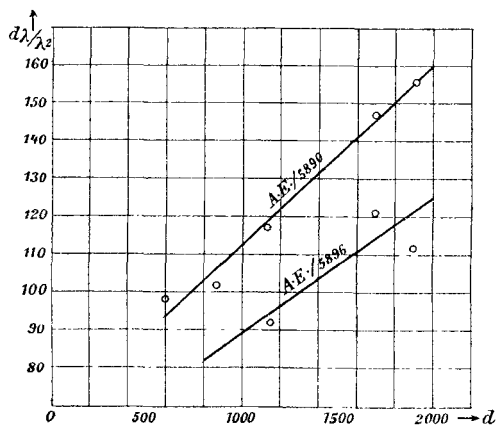


Fig. 15.

Die Fig. 15 gibt den Verlauf der Breite als Funktion der Dampfdichte. Man sieht, daß die Abhängigkeit linear ist, so daß man also berechtigt ist, die Linie für A.E./5890 bis in das durch Selbstumkehr verdeckte Gebiet zu extrapolieren. Für eine gewisse Dampfdichte ist das Verhältnis der Breiten von A.E./5890 zu A.E./5896 gleich $1,27 \pm 0,02$. Auf die daran anschließende Berechnung der Konstanten kommen wir später zurück.

B. Kalium.

I. Drehung an A.E./7702 und A.E./7669.

Nach der Methode der gekreuzten Nicols wurde der Verlauf der Drehung an den beiden Linien der Hauptserie A.E./7702 und A.E./7669 photographisch aufgenommen. Das d der mit der Pulverspritze erzeugten Flamme war konstant gleich $350 \cdot 10^{-7}$, wieviel von diesem eingeführten Kalium verdampft, bleibt unbestimmbar.

Nun zeigte sich an den Photogrammen eine sehr unangenehme Störung: durch Spiegelung an der Hinterfläche der Platten gelangt Licht in unbelichtete Gebiete, so daß die Meßresultate den Tatsachen nicht mehr entsprechen. Für jede andere Farbe genügt ein Hinterkleiden der Platten mit Rotlack, hier im Rot selbst leistete ein schwarzer Mattlack gute Dienste. Unter Berücksichtigung dieser Vorsichtsmaßregel wurde gefunden:

Verlauf der Drehung an Kalium A.E./7702 in 1. Ordnung. $l = 1,0$ cm.

| Drehung | Feldstärke | $d \cdot 10^7$ | $d \lambda$ in A.E. | Mittlerer Fehler | $\frac{d \lambda}{\lambda^2}$ |
|---------|------------|----------------|------------------------|---------------------|-------------------------------|
| 0° | — | 350 | 1,8 | 0,1 | 3,0 |
| | | | 1,8 | 0,1 | 3,0 |
| 50 | 10250 | 350 | 3,9 | 0,1 | 6,6 |
| | | | 4,2 | 0,1 | 7,0 |
| 95 | 10250 | 350 | 2,8 | 0,1 | 4,7 |
| | | | 3,6 | 0,1 | 6,1 |
| 110 | 10250 | 350 | 2,6 | 0,1 | 4,4 |
| | | | 2,9 | 0,1 | 4,9 |

Verlauf der Drehung an Kalium A.E./7669 in 1. Ordnung. $l = 1,0$ cm.

| Drehung | Feldstärke | $d \cdot 10^7$ | $d \lambda$ in A.E. | Mittlerer Fehler | $\frac{d \lambda}{\lambda^2}$ |
|---------|------------|----------------|------------------------|---------------------|-------------------------------|
| 0° | — | 350 | 2,3 | 0,1 | 3,9 |
| | | | 2,3 | 0,1 | 3,9 |
| 50 | 10250 | 350 | 5,0 | 0,1 | 8,4 |
| | | | 5,4 | 0,1 | 9,1 |
| 95 | 10250 | 350 | 3,9 | 0,1 | 6,7 |
| | | | 4,0 | 0,1 | 6,8 |
| 110 | 10250 | 350 | 3,7 | 0,1 | 6,3 |
| | | | 3,8 | 0,1 | 6,5 |

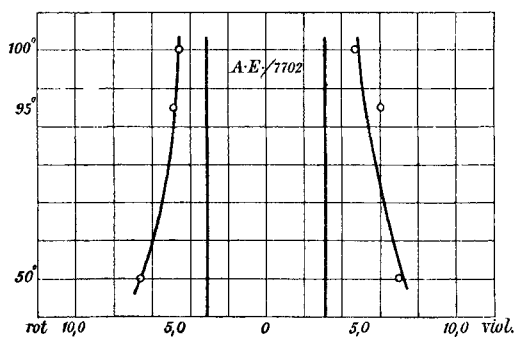


Fig. 16.

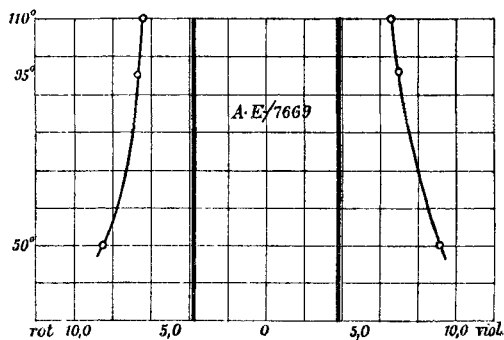


Fig. 17.

II. Magnetische Zerlegung der Absorptionslinien A.E./7701,92 und A.E./7668,54.

Hier gilt ganz dasselbe, was für die Natriumlinien p. 775 gesagt wurde. Die Messung der zerlegten Absorptionslinie wird

hier noch schwieriger, weil die Trennung relativ kleiner ist, und also kaum aus dem Bereiche der selbstumgekehrten Kohlebogenlinie heraustritt. Ich wandte deshalb das von A. Cotton angegebene Verfahren an: Nachdem das Licht aus dem Magneten ausgetreten ist, wird es durch ein $\lambda/4$ -Glimmerblättchen und dann durch einen Kalkspat geleitet. Das Glimmerblättchen verwandelt die beiden zirkularen Wellen in lineäre, die aufeinander senkrecht polarisiert sind. Der Kalkspat entwirft dann auf den Spalt zwei übereinanderliegende Bilder, wenn das auffallende Licht natürlich ist; ist der Glimmer aber so orientiert, daß die austretenden Wellen parallel und senkrecht zum Hauptschnitt des Kalkspates liegen, so wird nur die eine Welle durchgehen, die andere wird ausgelöscht. Dreht man dann den Glimmer um 90° , so kehren sich die vorigen Verhältnisse um. Im Gesichtsfelde sieht man also zwei übereinanderliegende Spektren; über beide weg geht die Kaliumabsorptionslinie des Kohlebogens, im oberen Spektrum ist sie nach der einen, im unteren nach der anderen Seite verbreitert. Nun weiß man aber noch nicht, wieviel von den Komponenten durch die Mittellinie verdeckt ist, man kennt also die Mitte der Komponenten nicht und kann ihren Abstand noch nicht bestimmen. Man kommt jedoch einigermaßen zum Ziele, wenn man berücksichtigt, daß die Trennung der Feldstärke proportional wächst. Man muß also den Effekt bei mindestens zwei bekannten Feldstärken aufnehmen, und kann dann aus der Verschiebung des äußeren Randes der Komponenten auf den Abstand der Mitten der Komponenten schließen. Es wurde in erster Ordnung gemessen:

| Linie | Feldstärke | $d\lambda$ in A.E. | Mittlerer Fehler | $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$ |
|-----------|------------|--------------------|------------------|------------------------------|
| A.E./7702 | 10250 | 1,14 | 0,015 | 1,92 |
| | | 1,14 | 0,015 | 1,92 |
| | 7400 | 1,07 | 0,02 | 1,81 |
| | | 1,07 | 0,02 | 1,80 |
| A.E./7669 | 10250 | 1,35 | 0,01 | 2,28 |
| | | 1,35 | 0,01 | 2,28 |
| | 7400 | 1,29 | 0,01 | 2,17 |
| | | 1,29 | 0,01 | 2,18 |

Man sieht, daß in beiden Fällen ein Zuwachs von 2850 Gauss eine Verschiebung von $0,11 \pm 1$ Proz. bewirkt, so daß man bei einem Felde von 10250 Gauss für $d\lambda/\lambda^2$ den Wert $\pm 0,40 \pm 4$ Proz. erhält. Natürlich ist es durchaus möglich, daß bei größerem Auflösungsvermögen sich diese beiden longitudinalen Duplette als komplizierter herausstellen.

III. Drehung an A.E./4047,36 und A.E./4044,29.

Diese beiden Linien bilden die nächsten Glieder der Hauptserie. An beiden wurde der Verlauf der Drehung unter den gleichen Bedingungen wie bei den oben besprochenen Linien untersucht. Es wurde gefunden:

Verlauf der Drehung an Kalium A.E./4047,36 in 2. und 3. Ordnung.
 $l = 1,0$ cm.

| Drehung | Feldstärke | $d \cdot 10^9$ | $d\lambda$ in A.E. | Mittlerer Fehler | $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$ | $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$ red. | Bemerkungen |
|---------|------------|----------------|-----------------------|---------------------|------------------------------|-----------------------------------|---------------------|
| 11° | 10500 | 20000 | 0,460 | 0,007 | 2,80 | 2,74 | } 2. Ordnung |
| | | | 0,471 | 0,007 | 2,87 | 2,80 | |
| 21° | 10250 | 20000 | 0,360 | 0,007 | 2,19 | 2,19 | } 2. Ordnung |
| | | | 0,362 | 0,007 | 2,20 | 2,20 | |
| 31° | 10400 | 20000 | — | — | — | — | unklar } 3. Ordnung |
| | | | 0,187 | 0,007 | 1,14 | 1,39 | |
| 41° | 10500 | 20000 | 0,220 | 0,003 | 1,31 | 1,31 | unklar } 3. Ordnung |
| | | | — | — | — | — | |

Verlauf der Drehung an Kalium A.E./4044,29 in 2. und 3. Ordnung.
 $l = 1,0$ cm.

| | | | | | | | |
|-----|-------|-------|-------|-------|------|------|---------------------|
| 11° | 10500 | 20000 | 0,472 | 0,007 | 2,87 | 2,80 | } 2. Ordnung |
| | | | 0,503 | 0,007 | 3,06 | 2,98 | |
| 21° | 10250 | 20000 | 0,39 | 0,01 | 2,38 | 2,38 | } 2. Ordnung |
| | | | 0,391 | 0,008 | 2,38 | 2,38 | |
| 31° | 10400 | 20000 | — | — | — | — | unklar } 3. Ordnung |
| | | | 0,291 | 0,008 | 1,77 | 1,74 | |

Die Spalte $d\lambda/\lambda^2$ red. enthält die Werte auf ein Feld von 10250 Gauss reduziert. Die Figg. 18 und 19 zeigen den Verlauf des Effektes:

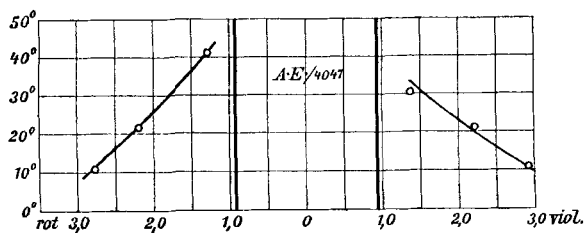


Fig. 18.

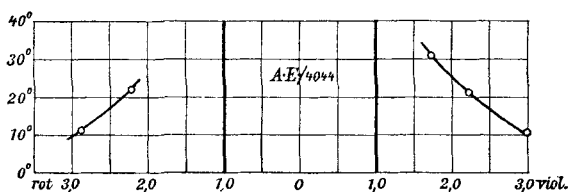


Fig. 19.

IV. Drehung an A.E./3447 und A.E./3446.

Diese beiden Linien bilden die dritten Glieder der Hauptserie, weshalb es sehr erwünscht war, die Drehung an diesen zu messen. Die Linien liegen aber schon so weit im Ultraviolett und sind so wenig getrennt, daß die Untersuchung sehr schwierig wird. Es gelang mir nur die Linien als Absorptionslinien zu photographieren, so daß die Konstante ϑ' wenigstens einigermaßen gefunden werden kann. Die Drehung selbst ist zwar offenbar vorhanden, aber leider auf keinem Photogramm einwandfrei zu messen. Ich lasse die Messungen der Linienbreite folgen:

| λ | $d\lambda/\lambda_2$ |
|-----------|----------------------|
| 3447,49 | $\pm 0,67$ |
| 3446,49 | $\pm 0,67$ |

C. Lithium.

I. Drehung an A.E./6708,2.

Weil wir bei Lithium nur *eine* Linie haben, stören sich die Effekte der Nachbarlinien nicht, wir können also die

Frage nach der Symmetrie des Effektes hier beantworten. Es wurde gemessen:

Verlauf der Drehung an Li A.E./6708,2 in 2. Ordnung. $l = 1,0$ cm.

| Drehung | Feldstärke | $d \cdot 10^9$ | $d\lambda$ in A.E. | Mittlerer Fehler | $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$ |
|---------|------------|----------------|--------------------|------------------|------------------------------|
| 0° | 10250 | 966 | 0,432 | 0,008 | 0,96 |
| | | | 0,428 | 0,008 | 0,95 |
| 20° | 10250 | 966 | 1,03 | 0,015 | 2,29 |
| | | | 1,03 | 0,02 | 2,29 |
| 40° | 10250 | 966 | 0,67 | 0,02 | 1,49 |
| | | | 0,62 | 0,02 | 1,38 |

Fig. 20 zeigt den Verlauf des Effektes:

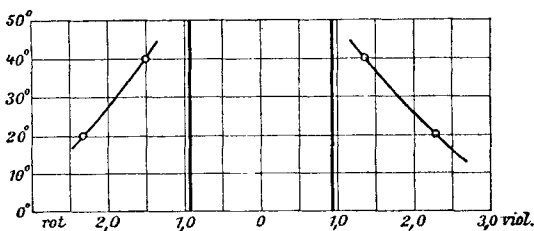


Fig. 20.

Man sieht, daß *merkliche Symmetrie* vorliegt.

II. Magnetische Zerlegung an A.E./6708,2.

Okulare und photographische Beobachtungen zeigten, daß das Magnetfeld die Komponenten nicht völlig zu trennen vermag. Man kann also den Ort der Komponenten nur mit $\lambda/4$ -Glimmerblättchen und Kalkspat bestimmen, wodurch man zwar die Trennung richtig erhält, aber eine eventuell vorhandene Asymmetrie der Beobachtung entgeht. Es wurde gefunden:

| Feldstärke | $d\lambda$ in A.E. | Mittlerer Fehler | $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$ |
|------------|--------------------|------------------|------------------------------|
| 10250 | 0,343 | 0,004 | 0,76 |
| | 0,338 | 0,004 | 0,75 |

Konstantenbestimmung.

Für den einfachsten Fall des longitudinalen Duplets ist das Gesetz der Drehung schon von Voigt abgeleitet:

$$\chi_{II} = \frac{\omega_0 l \varepsilon_i c_i R}{2 v^2} \cdot \frac{(4\delta^2 - c_i^2 R^2 - \vartheta_i'^2)}{(4\delta^2 - c_i^2 R^2 - \vartheta_i'^2)^2 + 16\delta^2 \vartheta_i'^2}$$

oder in großer Näherung

$$(2) \quad \chi'_{II} = \frac{l \varepsilon_i c_i R}{8 v \delta^2}.$$

Es handelt sich jetzt darum, die darin auftretenden Konstanten c_i , ε_i , ϑ_i' zu bestimmen.

1. *Bestimmung von c_i* : Der Abstand 2δ der beiden Absorptionsstreifen ist bestimmt durch

$$2\delta = c_i R.$$

Weil δ und R gemessen sind, ist einfach

$$(3) \quad c_i = \frac{2\delta}{R}.$$

2. *Bestimmung von ε_i* : Führt man den Wert für c_i in (2) ein und setzt $\omega_0/v = 1$ (vgl. 3.), so folgt

$$(4) \quad \varepsilon_i = \frac{8 v \delta^2 \chi'_{II}}{l c_i R},$$

worin der Winkel χ'_{II} in absolutem Maße zu messen ist.

3. *Bestimmung von ϑ_i'* : Die Bestimmung dieser Konstanten macht am meisten Schwierigkeiten. Für eine Absorptionslinie i gilt nach Voigt¹⁾ im Falle, daß kein äußeres Magnetfeld wirkt, die Gleichung:

$$(5) \quad 2\kappa n^2 = \frac{\varepsilon_i \vartheta_i^0 \vartheta_i' e_i}{4\delta^2 + \vartheta_i'^2},$$

worin κ der Absorptionsindex ist.

Nun ist die Intensität proportional $e^{-\kappa n}$, und gerade im Gebiete des Absorptionsstreifens verläuft n unregelmäßig. Immerhin werden wir keinen irgendwie merklichen Fehler begehen, wenn wir auch im Streifen selbst $n = \text{konst.} = 1$ annehmen. Wir haben es ja doch mit Gasen zu tun, wo n nur sehr wenig von 1 abweicht. Dann wird Gleichung (5) lauten:

$$\kappa = \frac{\frac{1}{2} \vartheta_i^0 \vartheta_i' e_i}{4\delta^2 + \vartheta_i'^2}.$$

1) W. Voigt, Wied. Ann. **67**. p. 345 ff. 1899.

Setzen wir darin δ gleich 0, ϑ'_i , $2\vartheta'_i$, $3\vartheta'_i$, ..., so können wir den Verlauf von κ aufzeichnen:

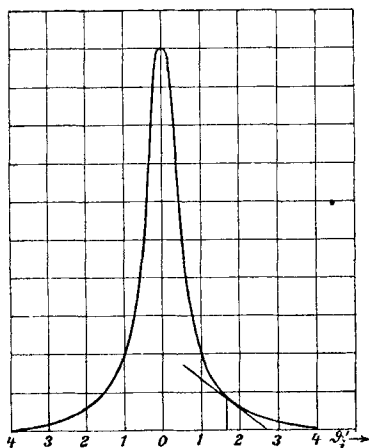


Fig. 21.

J. J. Hallo machte nun die Annahme, daß er bei seinen „Breitenmessungen“ der Natriumlinien auf den Ort $\delta = 3\vartheta'_i$ eingestellt habe, so daß er ϑ'_i aus

$$\vartheta'_i = \frac{\delta}{3}$$

berechnet.

Bei meinen „Breitenmessungen“ wurde der Faden so eingestellt, daß er eine Grenze zwischen „wesentlich hell“ und „wesentlich dunkel“ bildete. Analytisch bedeutet dies wohl denjenigen Ort der κ -Kurve, wo sich die Steigung am raschesten

ändert, ihre Krümmung also am größten ist, also wo

$$\frac{\partial^2 \kappa}{\partial \delta^2} = \text{Max.}$$

Ich habe diesen Ort durch graphisches Probieren zu ermitteln versucht; er liegt bei

$$\delta = 1,65 \vartheta'_i,$$

so daß sich ϑ'_i aus meinen Messungen nach der Gleichung

$$(6) \quad \vartheta'_i = 0,6 \delta$$

berechnet. —

Longitudinale Beobachtungen an der Natriumlinie A.E./5890 zeigen ein Quatruplet. Dafür hatten wir gefunden:

$$(1) \quad \lambda'_{IV} = \frac{2l \delta^2 \varepsilon_i c_i R}{v \{ (4\delta^2 - d_i'^2 \vartheta_{i0}^2)^2 - 4c_i^2 R^2 \delta^2 \}}.$$

Die darin enthaltene Konstante d_i' tritt hier zum erstenmal auf.

4. Bestimmung von c_i und d_i' : Der Abstand der inneren beiden Absorptionsstreifen wird bestimmt durch die Gleichung

$$2\delta_i = -\frac{1}{2} c_i R + \sqrt{\frac{1}{4} c_i^2 R^2 + d_i'^2 \vartheta_{i0}^2},$$

derjenige der beiden äußeren Streifen durch

$$2\delta_e = +\frac{1}{2} c_i R + \sqrt{\frac{1}{4} c_i^2 R^2 + d_i'^2 \vartheta_{i0}^2}. \quad 1)$$

1) L. Geiger, Göttinger Diss. 1907. p. 12.

Aus diesen beiden Gleichungen folgt

$$(7) \quad c_i = \frac{2(\delta_e - \delta_i)}{R},$$

und

$$(8) \quad d'_i = \frac{2\sqrt{\delta_e \delta_i}}{g_i^0}.$$

An Hand der Formeln (3), (4), (6), (7), (8) können wir jetzt aus den Beobachtungen die vier Parameter zahlenmäßig bestimmen.

I. Die magnetischen Konstanten c_i und d'_i .

Für das longitudinale Quatruplet von Natrium A.E./5890 ist

| δ_e | δ_i | R | $c_i \cdot 10^4$ | $d'_i \cdot 10^4$ |
|------------|------------|-------|------------------|-------------------|
| 2,56 | 1,56 | 10250 | 1,95 | 2,37 |

Für die longitudinalen Duplette ist:

| Element | λ | 2δ | R | $c_i \cdot 10^4$ |
|---------|-----------|-----------|-------|------------------|
| Natrium | 5896,52 | 2,10 | 10250 | 2,05 |
| Kalium | 7701,92 | 0,80 | 10250 | 0,8 |
| | 7668,54 | 0,80 | 10250 | 0,8 |
| Lithium | 6708,2 | 1,51 | 10250 | 1,47 |

Nimmt man die Gültigkeit der Prestonschen Regel an, so müssen diese Konstanten auch für die höheren Glieder der Hauptserien von Na und K dieselben Werte besitzen.

II. Die elektrische Konstante ϵ_i .

Wir geben im folgenden eine Zusammenstellung der Werte ϵ_i , wie sie aus jeder einzelnen Beobachtung folgen. Dabei ist zu beachten, daß die Theorie für das Bereich einer Absorptionslinie das Produkt $\chi \delta^2$ als merklich konstant erwarten läßt; bestätigt sich dies, so werden dadurch die theoretischen Voraussetzungen gestützt. Um bei Natrium und Kalium sicher frei vom störenden Einfluß der Nachbarlinien zu sein, sind immer nur die Drehungen auf der von der Nachbarlinie abgewandten Seite berücksichtigt (vgl. p. 773).

1. Für Natrium A.E./5896 ist $\frac{8v}{l c_i R} = 1,14 \cdot 10^{11}$, und

| δ | χ | $\chi \delta^2$ |
|----------|--------|-----------------|
| 2,8 | 0,70 | 5,5 |
| 1,7 | 1,22 | 3,5 |
| 1,6 | 1,48 | 3,8 |
| 1,3 | 1,75 | 3,0 |
| 1,4 | 1,92 | 3,8 |
| 1,25 | 2,27 | 3,6 |

Für den Mittelwert $\chi \delta^2 = 3,9$ ist $\varepsilon_i = 4,5 \cdot 10^{11}$.

- Für A.E./5890 ist $\frac{8v}{l c_i R} = 1,2 \cdot 10^{11}$, und

| δ | χ | $\chi \delta^2$ |
|----------|--------|-----------------|
| 3,4 | 0,70 | 8,1 |
| 2,45 | 1,22 | 7,3 |
| 2,3 | 1,48 | 7,9 |
| 1,7 | 1,75 | 5,1 |
| 1,8 | 1,92 | 6,2 |
| 1,6 | 2,27 | 6,0 |

Für den Mittelwert $\chi \delta^2 = 6,8$ ist $\varepsilon_i = 8,2 \cdot 10^{11}$.

- Für A.E./3303,07 ist $\varepsilon_i = 4,5 \cdot 10^{11}$,
für A.E./3302,47 ist $\varepsilon_i = 8,7 \cdot 10^{11}$.

2. Für Kalium A.E./7702 ist $\frac{8v}{l c_i R} = 3 \cdot 10^{11}$, und

| δ | χ | $\chi \delta^2$ |
|----------|--------|-----------------|
| 6,6 | 0,87 | 57 |
| 4,7 | 1,66 | 78 |
| 4,4 | 1,92 | 61 |

Für den Mittelwert $\chi \delta^2 = 65$ ist $\varepsilon_i = 196 \cdot 10^{11}$.

- Für A.E./7669 ist $\frac{8v}{l c_i R} = 3 \cdot 10^{11}$, und

| δ | χ | $\chi \delta^2$ |
|----------|--------|-----------------|
| 9,1 | 0,87 | 80 |
| 6,8 | 1,66 | 113 |
| 6,5 | 1,92 | 124 |

Für den Mittelwert $\chi \delta^2 = 106$ ist $\varepsilon_i = 317 \cdot 10^{11}$.

Für A.E./4047 ist $\frac{8v}{lc_i R} = 3 \cdot 10^{11}$, und

| δ | χ | $\chi \delta^2$ |
|----------|--------|-----------------|
| 2,75 | 0,19 | 1,4 |
| 2,40 | 0,37 | 2,1 |
| 1,30 | 0,72 | 1,2 |

Für den Mittelwert $\chi \delta^2 = 1,6$ ist $\epsilon_i = 4,8 \cdot 10^{11}$.

Für A.E./4044 ist $\frac{8v}{lc_i R} = 3 \cdot 10^{11}$, und

| δ | χ | $\chi \delta^2$ |
|----------|--------|-----------------|
| 3,0 | 0,19 | 1,7 |
| 2,4 | 0,37 | 2,1 |
| 1,75 | 0,54 | 1,6 |

Für den Mittelwert $\chi \delta^2 = 1,8$ ist $\epsilon_i = 5,4 \cdot 10^{11}$.

3. Für Lithium A.E./6708 ist $\frac{8v}{lc_i R} = 1,59 \cdot 10^{11}$, und

| δ | χ | $\chi \delta^2$ |
|----------|--------|-----------------|
| 2,3 | 0,35 | 1,8 |
| 1,45 | 0,70 | 1,5 |

Für den Mittelwert $\chi \delta^2 = 1,65$ ist $\epsilon_i = 2,6 \cdot 10^{11}$.

In allen sieben Fällen schwankt $\chi \delta^2$ unregelmäßig, nirgends ist ein ausgeprägter Gang, so daß aus den Resultaten ein Einwand gegen die Theorie nicht zu entnehmen ist.

III. Die Absorptionskonstante ϑ_i .

Aus den Messungen der „Linienbreite“ folgt:

| Element | λ | δ | ϑ_i |
|-------------|-----------|----------|---------------|
| Natrium . . | 5896 | 1,21 | 0,7 |
| | 5890 | 1,47 | 0,9 |
| | 3303 | 1,10 | 0,6 |
| | 3302 | 1,29 | 0,8 |
| Kalium . . | 7702 | 2,5 | 1,8 |
| | 7669 | 3,0 | 2,3 |
| | 4047 | 0,9 | 0,5 |
| | 4044 | 1,0 | 0,6 |
| | 3447 | 0,67 | 0,4 |
| | 3446 | 0,67 | 0,4 |
| Lithium . . | 6708 | 0,95 | 0,6 |

Vergleicht man die Werte für \mathcal{D}'_i von Na und K der geraden und ungeraden Glieder unter sich, so sieht man, daß \mathcal{D}'_i in allen vier Fällen mit λ abnimmt, bei Na nur ganz schwach, bei K viel stärker.

Zusammenfassung.

1. Die Begleiterscheinung des longitudinalen inversen Zeemaneffektes, d. i. die magnetische Drehung der Polarisations-ebene im Gebiet eines Absorptionsstreifens, wurde an den vier Linien der Hauptserien von Natrium und Kalium ($n=3$, $n=4$) und an der einfachen Lithiumlinie A.E./6708 quantitativ untersucht. Bei Lithium konnte der Effekt als merklich symmetrisch nachgewiesen werden.

2. Die Abhängigkeit der Breite der Absorptionslinien und der Drehung von der Dampfdichte wurde an Natrium untersucht; sie ergab sich als lineär.

3. Aus dem von Voigt erweiterten Ansatz wurde die Gleichung für die Drehung im Bereiche eines longitudinalen Quatruplets hergeleitet.

4. Die berechneten Konstanten zeigen die Brauchbarkeit der theoretischen Voraussetzungen.

Die vorliegende Arbeit wurde auf Anregung und unter Leitung von Hrn. Geheimrat Prof. Dr. W. Voigt im Institut für mathematische Physik in Göttingen ausgeführt. Ich möchte nicht versäumen, auch an dieser Stelle meinem verehrten Lehrer für sein reges Interesse und alle Hilfe meinen ergebensten Dank auszusprechen.

(Eingegangen 6. Juli 1907.)
