

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 67.

1. *Die Feinstruktur der roten Wasserstofflinie und ihr Zeemaneffekt; von Otto Oldenberg.*

Die Quantentheorie des Zeemaneffekts ergibt für die Feinstruktur der Wasserstoffserienlinien nach der Untersuchung Sommerfelds¹⁾ die einfache Behauptung, daß jede einzelne Komponente normalen Zeemaneffekt aufweist. In der vorliegenden Arbeit handelt es sich um die Prüfung dieser Theorie an der Feinstruktur der roten Wasserstofflinie H_α . Anschließend wird die Ursache einer hierbei auftretenden Linienverbreiterung untersucht. Außerdem wird die ohne Magnetfeld bestehende Aufspaltung dieser Linie, deren bisherige Messungen Widersprüche untereinander und mit der Theorie aufweisen, gemessen. Diese Widersprüche machen eine eingehende Untersuchung der Fehlerquellen erforderlich.

I. Literatur.

Über die Feinstruktur von H_α ohne Magnetfeld liegen drei neuere Arbeiten vor. Merton²⁾ stellt die Balmerreihe in ausgezeichneter Schärfe her durch Kühlung des Geißlerrohrs mit flüssiger Luft und Beimischung von Helium zum Wasserstoff. Er vernachlässigt bei seiner Messung das scheinbare Zusammenrücken der Maxima durch Überlagerung der Dublett Komponenten (s. u. S. 264), das vielleicht nicht bei H_α , wahrscheinlich aber bei H_β eine Rolle spielt. Vor allem aber ist wohl die Messung des Abstandes benachbarter Ordnungen an einem scharfen Trabanten der grünen Quecksilberlinie unzulässig, wenn sie nicht bei der gleichen Stellung des Stufengitters erfolgt, wie die Aufnahme des Wasserstoffdubletts (s. u. S. 262).

1) A. Sommerfeld, *Physik. Zeitschr.* 17. S. 491—507. 1916. Vgl. auch P. Debye, *Physik. Zeitschr.* 17. S. 516. Anm.

2) T. R. Merton, *Proc. Roy. Soc. A.* 97. S. 307—320. 1920.

Daß diese Bedingung außer Acht gelassen ist, scheint mir daraus hervorzugehen, daß H_α und H_β in „Doppelordnungstellung“ aufgenommen sind (verschiedene Stellungen des Gitters!) und beide Aufnahmen auf dieselbe Quecksilberaufnahme bezogen werden. Dieselbe Fehlerquelle beeinträchtigt gewiß auch die Messung der Linienbreite, die Merton auf die Messung des Abstandes benachbarter Ordnungen zurückführt, eine Methode, die allerdings auf die Messung einer kleinen Differenz großer Werte hinausläuft. Da Mertons Lichtquelle die Balmerreihe wohl schärfer zeigt, als jemals vorher beobachtet, scheint eine Wiederholung seiner Messung sehr erwünscht. Nach seinen Zahlenergebnissen könnte man vermuten, daß die grüne Quecksilberlinie bei der gleichen Gitterstellung wie H_α , nicht aber wie H_β , aufgenommen ist.

Gehreke und Lau¹⁾ messen die Feinstruktur der Balmerreihe an einem weiten Wasserstoffrohr, das den wesentlichen Vorzug hat, die Linien ohne Starkeffektverbreitung zu zeigen. Dieser Vorzug kommt vor allem H_β und H_γ zugute (H_γ ist gegen Starkeffekt, gemessen in ν , $4\frac{1}{2}$ mal so empfindlich wie H_α). Die Anordnung eignet sich ausgezeichnet zur Messung des Gewichts des Emissionszentrums aus der Linienbreite nach Buisson und Fabry. Gegen die Bestimmung der Intensitätsverteilung aus dem Umriß der reproduzierten Aufnahmen scheinen Bedenken möglich, wenn auch die Methode eine bisher schwierig meßbare Kurve (Intensität als Funktion der Wellenlänge) ohne Photometrieren zugänglich macht. Das übergelagerte kontinuierliche Spektrum, das nach der dortigen Fig. 7 bei H_γ sogar 54% der Maximalintensität der Linie ausmacht, hat großen, kaum genau bestimmbaren Einfluß auf die Höhenlage der Abszissenachse der Fig. 5—7 und damit auch auf die Zerlegung der gemessenen Intensitätskurve in zwei benachbarte Gaußsche Fehlerkurven e^{-x^2} . Die Unsicherheit dieser Zerlegung macht sich bei der Messung der Aufspaltung $\Delta\lambda$ und der Linienbreite $\delta\lambda$ geltend. Die Intensitätskurve von H_α zeigt allerdings so scharfe Maxima, daß diese Fehlerquelle kaum eine Rolle spielen kann.

1) E. Gehreke u. E. Lau, Ann. d. Phys. 65. S. 564—576. 1921; Phys. Zeitschr. 21. S. 634—635. 1920 und 22. S. 556—557. 1921; Zeitschr. f. Instr. Kde. 41. S. 99—101. 1921.

Bei der Übereinstimmung der beobachteten „Halbweite“ $\delta\lambda$ mit der für das Atom berechneten $\delta\lambda_1$, ist ferner zu bedenken, daß nach Koch der Spektralapparat die wahre Halbweite nur mit einer Verschlechterung wiedergibt, die z. B. an einem idealen Stufengitter für die rote Cd-Linie 0,01 A.-E. beträgt.¹⁾

Mc. Lennan und Lowe²⁾ messen die Aufspaltung von H_α zu 0,154 A.-E., das ist etwas größer als der theoretische Wert. Da ihre Aufnahmen anscheinend nicht photometriert sind, könnte hierbei die subjektive Fehlerquelle von St. John (s. u. S. 263) eine Rolle spielen. An den vier ersten Balmerlinien finden sie eine mit der Ordnungszahl zunehmende Verkleinerung der Aufspaltung $\Delta\nu$. Da sie das scheinbare Zusammenschrumpfen der Dubletts durch Überlagerung nicht berücksichtigen, kann in ihrem Ergebnis wohl nicht ein Widerspruch gegen die Theorie erblickt werden. Daß diese Fehlerquelle mit der Ordnungszahl zunehmen kann, folgt daraus, daß eine wesentliche Ursache der Unschärfe, der Starkeffekt der Atomfelder, die höheren Glieder bevorzugt trifft.

Von besonderem Interesse ist die Beobachtung der vier ersten Balmerlinien als Tripletts, die Mc. Lennan und Lowe bei Kühlung des Wasserstoffrohrs mit flüssiger Luft machen. Über die Herkunft der neuen Komponenten kommen sie zu keiner Entscheidung. Durch Beobachtungen an einem Stickstoffrohr ist kürzlich die Zuordnung der neuen Linien zu den Stickstoffbanden wahrscheinlich gemacht.³⁾

Sind die Widersprüche in der Messung der Aufspaltung von H_α durch Verschiedenheit der Versuchsanordnung zu erklären? Gut vergleichbar sind wohl die Messungen von Gehrcke und Lau einerseits und Mc. Lennan und Lowe andererseits. Denn für beide Arbeiten charakteristisch ist die Verwendung eines langen, weiten Wasserstoffrohres in Längsdurchsicht, also geringer Stromdichte.⁴⁾ Zufällig bringt die

1) P. P. Koch, *Ann. d. Phys.* **34**, S. 413 u. Fig. 1 der Tafel, 1911.

2) J. C. Mc. Lennan und P. Lowe, *Proc. Roy. Soc. A.* **100**, S. 217—226. Nov. 1921.

3) O. Oldenberg, *Ann. d. Phys.* **67**, 69—72, 1922.

4) Eine Besonderheit besitzt allerdings die Anordnung von Mc. Lennan und Lowe in der Kühlung mit flüssiger Luft. Jedoch besteht kein Grund, einen Einfluß der Temperatur auf die Aufspaltung

Arbeit von Mc. Lennan und Lowe den größten, jemals gemessenen Wert mit 0,154, dagegen die endgültige Veröffentlichung von Gehrcke und Lau einen der kleinsten Werte mit 0,117 A.-E. Vielleicht nur ein Anzeichen für die überraschende Größe des trotz aller Sorgfalt möglichen Fehlers.

Auch beim Zeemaneffekt der Feinstruktur zeigen die experimentellen Ergebnisse Widersprüche. Blythswood und Allen¹⁾ teilen 1902 mit wenigen Worten mit, daß jede Komponente von H_α für sich normalen Zeemaneffekt aufweist. Dem stehen Messungen von Erochin²⁾ gegenüber. Er untersuchte mit einer Lummerplatte den Zeemaneffekt von H_α in Feldern bis zu 14500 Gauss. Für die p -Komponenten, die der Theorie zufolge nicht vom Magnetfeld beeinflußt werden, findet er ein mit dem Magnetfeld zunehmendes Zusammenrücken ungefähr proportional dem Quadrat der Feldstärke. Weniger wesentlich ist wohl eine Anomalie der s -Komponenten, deren Beobachtung durch das Zusammenfließen der unscharfen Linien gleicher und benachbarter Ordnungen kaum einwandfrei möglich erscheint. Das Geißlerrohr liegt bei Erochin in der Richtung der Magnetkraftlinien; damit ist von vornherein die Fehlerquelle vermieden, daß das Magnetfeld die elektrische Strömung an die Wand der Kapillare drängt³⁾, dadurch die Stromdichte vergrößert und so mittelbar zur Ursache eines Starkeffektes wird.

Über den Zeemaneffekt der Feinstruktur von $\lambda 4686$ des wasserstoffähnlichen, ionisierten Heliums liegen eingehende Messungen von Hansen und Jacobsen⁴⁾ vor. Bei kleinen Feldern ergibt sich für die p -Komponenten normales Verhalten und für die s -Komponenten eine so geringe Abweichung vom normalen Effekt, daß wohl eine geringe Ungenauigkeit der

anzunehmen. Das Feld der Atome, das nach Kramers die Aufspaltung um wenige Prozent vergrößern kann, ist nach Holtsmark (Ann. d. Phys. 58. S. 577—630. 1919) von der Temperatur unabhängig. Bei meinen Messungen ergab sich die Aufspaltung bei der Temperatur der flüssigen Luft und bei Zimmertemperatur als merklich die gleiche.

1) Blythswood und H. S. Allen, Nature 65. S. 74. 1902.

2) P. Erochin, Ann. d. Phys. 42. S. 1054—1060. 1913.

3) Vgl. F. Croze, Compt. rend. 157. S. 1061—1063. 1913.

4) H. M. Hansen und J. C. Jacobsen, Kgl. Danske Vid. Selsk.; math.-fys. Medd. III¹¹. 1920.

Messung zur Erklärung hinreicht. Von einer bei großen Feldern beobachteten Besonderheit wird unten (S. 270) die Rede sein.

II. Meßmethode.

a) Apparat.

Als Spektralapparat diente nach Vorzerlegung des Lichts durch ein Prismenspektroskop ein 33-plattiges Stufengitter von Hilger, das Koch¹⁾ eingehend untersucht und beschrieben hat. Sein theoretisches Auflösungsvermögen ist im Rot 300000. Durch Photographieren der einfachen Quecksilberlinie 4916 wurde nachgeprüft, daß das Gitter frei von Geistern ist, obwohl es infolge unvollkommener Berührung der Glasplatten an vereinzelt Stellen Newtonsche Farben zeigt. Um das Gitter für die stundenlangen Belichtungen auf konstanter Temperatur zu halten²⁾, wurde es von einem Blechkasten mit doppelten Wänden und mit zwei Fenstern aus Spiegelglas umgeben. Zwischen den Blechwänden wurde durch eine kleine Turbine dauernd eine Wasserströmung aus einem großen Kessel von ca. 150 Liter Inhalt aufrecht erhalten. Dieser Kessel war durch eine mit Holzwole gefütterte Kiste gegen Temperaturschwankungen des Zimmers geschützt. Eine Schicht Paraffinöl verhinderte Abkühlung des Wassers durch Verdunstung. Drei Bohrungen im Boden des Blechkastens gestatteten, das Gitter auf die Grundplatte seiner Aufstellung unmittelbar aufzusetzen. Unter die Metallfüße des Gitters wurden dünne Hartgummiplatten gelegt, weil sonst Temperaturschwankungen des Zimmers durch das Metall zum Gitter hätte dringen können. Vor den Aufnahmen wurde die Wasserzirkulation etwa 24 Stunden lang in Betrieb gesetzt. Außerdem wurde das Zimmer möglichst auf der Temperatur des Wassers gehalten. Ein Vorzug dieser Anordnung ist, daß ihre Temperaturkonstanz durch Aufstellung in einem gut abgeschlossenen Kellerraum noch weit gesteigert werden kann.

Zur Aufnahme dienten Panchromatic-C-Platten von Wratten und Wainwright, die trotz ihres Alters von mehreren Jahren ausgezeichnet arbeiteten.

Ein vor den Spalt der Vorzerlegung gestellter Nicol ge-

1) P. P. Koch, *Ann. d. Phys.* **34**. S. 384. 1911 und **30**. S. 849. 1909.

2) Über die große Temperaturempfindlichkeit des Stufengitters vgl. P. P. Koch, *Ann. d. Phys.* **34**. S. 404ff. 1911.

stattete gesonderte Beobachtung von p -Komponenten und s -Komponenten des Zeemaneffektes.

Das Geißlerrohr wurde wie bei Erochin durch die Bohrung der Magnetpole, also parallel den Kraftlinien gelegt. Dadurch wurde eine seitliche Verdrängung der Stromlinien vermieden; Einschalten des Magnetfeldes hatte keinen merklichen Einfluß auf die Stromstärke. Das Rohr wurde für kleine Stromstärken ohne Kühlung benutzt, für größere war es rings umgeben von einem weiteren Glasrohr, durch das Kühlwasser floß. Das Geißlerrohr war zur Verbesserung der Kühlung aus sehr dünnem Glas hergestellt; besonders dünn war die Glaswand der Kapillare, die einfach durch Ausziehen eines Rohrstückes auf eine lichte Weite von 1—1,5 mm hergestellt wurde. Verwendung eines weiteren Rohrs nach Gehrcke und Lau war wegen der Inhomogenität des Magnetfeldes unzulässig. Für Versuche mit Kühlung durch flüssige Luft war ein Eintauchen des Rohres in ein doppelwandiges Gefäß nicht anwendbar.

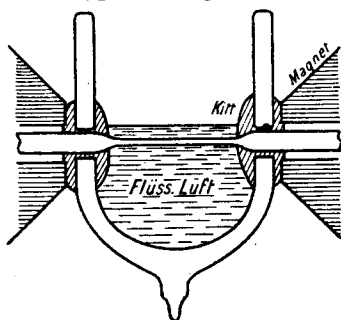


Fig. 1.

Denn es genügt nicht, allein die Kapillare in die Kraftrichtung zu legen; wenn auch nur ein angrenzender Teil des Rohres quer zum Magnetfeld verläuft, ist dort die Stromverdrängung und damit die Vergrößerung der entstehenden Wärme so stark, daß das Glas springt. Deshalb wurde das Geißlerrohr quer durch ein doppelwandiges Gefäß geführt (Fig. 1), in dessen Wände zwei kurze Stücke Glasrohr quer eingeschmolzen waren. In diese wurde das Geißlerrohr eingekittet.¹⁾

1) Kitt für flüssige Luft: Wasserglas und Talkum, sehr gleichmäßig gemischt, in mehreren dünnen Schichten nacheinander aufgetragen und im Luftzug getrocknet.

Der Wasserstoff — im Kippschen Apparat, gelegentlich auch elektrolytisch hergestellt und über P_2O_5 getrocknet — kann durch Verunreinigungen zu bevorzugter Emission der Balmerreihe angeregt werden.¹⁾ Wasserdampf verliert verständlicherweise — im Gegensatz allerdings zu einer Beobachtung von Wood — bei der Temperatur der flüssigen Luft diese Wirkung. Kaum kontrollierbare Verunreinigungen bewirken oft, insbesondere bei der starken Kühlung, daß die Intensität von H_α sogar der Größenordnung nach schwankt. Wesentlich für Linienschärfe ist geringe Stromdichte. Die hierdurch bedingte Lichtschwäche machte eine Belichtungsdauer von 4–8, ausnahmsweise bis zu 16 Stunden erforderlich. Der Druck wurde konstant gehalten durch Beobachtung der Dunkelraumlänge an der Kathode. Durchweg war Quecksilber vermieden, weil sein Dampf das Wasserstoffspektrum schwächt. Als Stromquelle diente ein Induktorium mit Turbinenunterbrecher. Der Magnet mit längs durchbohrten Polschuhen gab bei einem Luftspalt von 4 mm bei Dauerbelastung ein Feld bis zu 18000 Gauss, bei dem für das Dewargefäß erforderlichen, größeren Polabstand 3500 Gauss. Die Feldstärken wurden mit der Wismutspirale gemessen, nur für stärkere, inhomogene Felder durch die Aufspaltung der s -Komponenten von H_α , die — abgesehen vom Verschwinden der Feinstruktur — nach Croze normal ist.

1) R. W. Wood, Proc. Roy. Soc. A. 97. S. 465ff. 1920; Phil. Mag. 42. S. 729. 1921; F. Paschen, Ann. d. Phys. 39. S. 921. 1912.

Woods Angabe, daß Verunreinigung mit Wasserdampf die Intensität der Balmerreihe steigert, wird durch folgende Beobachtung bestätigt: In schlecht getrocknetem Wasserstoff schlug sich auf der Innenwand der gekühlten Kapillare eine Verunreinigung nieder, die nach Aufhören der Kühlung beim Verdampfen zunächst das Rohr überraschend grün färbte, nach wenigen Sekunden schlug die Farbe in ein besonders hell leuchtendes Rot der Balmerreihe um. Vermutlich gehört die Grünfärbung dem Spektrum der verdampfenden Moleküle an, deren letzte Spuren sich nur durch Verstärkung der Balmerreihe bemerkbar machen. Daß Wasserdampf die Ursache ist, folgt daraus, daß die Erscheinung bei besserer Trocknung ausblieb, jedoch wieder hervorgerufen wurde, sobald eine Spur reinen Wassers zur gekühlten Kapillare hinüberdestilliert wurde. Das grüne Leuchten zeigte in einem Handspektroskop Banden, nach kurzen Wellen abgeschattiert, mit den Kanten $607\mu\mu$, 561 (hell), 520 (hell) 484 , 451 (? schwach).

b) Die Intensitätskurve der Spektrallinie.

Die Messung der Intensitätskurve der Spektrallinie erfolgte im wesentlichen nach den von Koch¹⁾ ausgearbeiteten Methoden; ihr großer Vorzug ist, daß die Fehlerquellen durch Koch eingehend untersucht sind. Jedoch ist für den Übergang von der photometrisch gemessenen Schwärzung zur Intensität des Lichtes die von Koch ausführlich diskutierte Methode der Intensitätsmarken, die mit Hilfe einer Nernstlampe und einer veränderlichen Blende gedruckt werden, nicht mit Sicherheit anwendbar. Denn wie Koch hervorhebt, hängt der Schwärzungsverlauf bei intermittierendem Licht, also beim Geißlerrohr mit Induktorium, von der Art der Intermittenz ab.²⁾ An Stelle der Nernstlampe einfach das Geißlerrohr zu benutzen, ist unzulässig, da seine Lichtstärke zeitlich nicht hinreichend konstant bleibt. Wenn auch diese Fehlerquellen möglicherweise keine große Rolle spielen, so sind sie doch durch die folgende Methode leicht zu vermeiden; diese ist wohl von Interesse dadurch, daß sie für jede gleichbleibende Intermittenz anwendbar ist.

Die Kapillare des Geißlerrohrs wird längs auf den Spalt des Vorzerlegungsspektroskopes projiziert. Dicht vor diesem Spalt wird ein Stück photographischer Platte befestigt, das in Stufen von ca. 1 mm Breite zunehmend geschwärzt ist und entsprechend die durchgelassenen Intensitäten in einem meßbaren Verhältnis stufenweise schwächt. *Zeitliche* Intensitätsschwankungen des Geißlerrohrs sind hierbei unschädlich.

Statt dessen macht sich jetzt die Gefahr geltend, daß die Intensität *örtlich* längs des Geißlerrohrs wechselt oder daß durch Besonderheiten des Spektrographen in verschiedenen Höhen des Spektrums verschiedene Intensitäten wirken. Diese geringe Fehlerquelle berücksichtigen wir quantitativ durch eine Kontrollaufnahme ohne die Intensitätsstufen. Aus der Schwärzung der Kontrollaufnahme entnehmen wir die längs des Geißlerrohrs herrschende Intensitätsverteilung graphisch durch sukzessive Annäherung: In erster Annäherung nehmen wir die Lichtstärke des Geißlerrohrs als örtlich konstant an,

1) P. P. Koch, Ann. d. Phys. 30. S. 841—872. 1909.

2) Vgl. K. Schwarzschild, Astrophys. J. 11. S. 92—99. 1900.

zeichnen also die mit den Intensitätsstufen hergestellte Kurve: Schwärzung als Funktion der Intensität (Fig. 2). Jedem gemessenen Punkt dieser Kurve entspricht ein bestimmter Ort des Geißlerrohrs, der auf die entsprechende Stufe projiziert war. Die größte Intensität bezeichnen wir mit 100. Die zur Schwärzung s gehörige Intensität OB sei z. B. kleiner, als der betreffenden Stufe entspricht, weil diese Stelle des Geißlerrohrs weniger intensiv leuchtet, als die zur Intensität 100 gehörige. Das Intensitätsverhältnis dieser Stellen des Geißlerrohrs entnehmen wir der ohne die Stufen aufgenommenen Kontrollaufnahme durch folgende Überlegung: An den entsprechenden Stellen zeigt dies Bild z. B. die Schwärzungen a und b , die nahe der größten Schwärzung liegen werden. Unsere erste Annäherung liefert uns das dazugehörige Intensitätsverhältnis $OC:OD$. Wir korrigieren die zu s gehörige Intensität mit diesem Quotienten. So erhalten wir einen Punkt E der zweiten Annäherung. Von ihr aus können wir entsprechend zu einer dritten Annäherung fortschreiten. Praktisch genügt wohl immer die zweite.

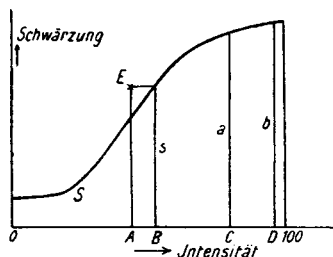


Fig. 2.

Besondere Vorsicht erfordert die Aichung der von den Stufen durchgelassenen Intensitäten. Der nächstliegende Weg, Schwärzungsmessung der Stufen mit dem Mikrophotometer, ist nicht zulässig, da nach Callier¹⁾ die Absorption in der photographischen Schicht etwas vom Strahlengang abhängt. Deshalb muß diese Messung von vornherein im endgültigen Strahlengang erfolgen. Hierzu wurde nach der erwähnten Methode von Koch die Schwärzungskurve einer Platte im Spektralapparat gemessen, dadurch, daß das Licht einer Nernstlampe durch eine verstellbare Blende an der Collimatorlinse meßbar geschwächt wurde. (Daß die Collimatorlinse gleichmäßig mit Licht erfüllt war, wurde durch die gleichmäßige Schwärzung einer dicht dahinter gestellten Platte nachgeprüft.)

1) A. Callier, Zeitschr. f. wiss. Phot. 7. S. 257—272. 1909; vgl. auch P. P. Koch, Ann. d. Phys. 30. S. 845. 1909.

Auf die gleiche Platte mit diesen Intensitätsmarken wurde die mit den Stufen hergestellte Markenfolge gedruckt. Die für jede Stufe charakteristische Intensität wurde sodann aus der Schwärzungskurve der Platte abgelesen. Diese Methode hatte annähernd dasselbe Ergebnis wie die Schwärzungsmessung der Stufen im Mikrophotometer.

c) Fehlerquellen.

Die Aufnahmen wurden mit Einfachordnungstellung des Stufengitters ausgeführt, um von vornherein die von Merton untersuchte Verzerrung der Intensitätskurve durch den Einfluß des Stufengitters zu vermeiden.

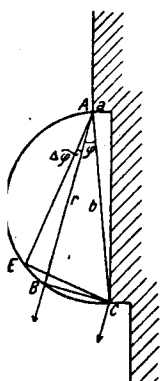


Fig. 3.

Der zugehörige Abstand benachbarter Ordnungen wurde an einem scharfen Trabanten der Quecksilberlinie 5461 gemessen und auf die Wellenlänge von H_α umgerechnet. Das Stufengitter muß für diese Hilfsaufnahme unverändert stehen bleiben und darf nicht, wie es vielleicht zunächst am günstigsten erscheint, auf Doppelordnungstellung des grünen Trabanten neu eingestellt werden. Diese Forderung, die in den vorliegenden Arbeiten und Lehrbüchern anscheinend nicht berücksichtigt wird, ist durch eine Erweiterung der üblichen Überlegung (vgl. P. Drude, Lehrbuch der Optik, 2. Aufl. Leipzig 1906. S. 214) zu begründen. Fig. 3 zeigt eine einzelne Stufe des Gitters (a = Breite der Stufe; b = Abstand benachbarter Glasecken; r = Länge des Strahls zwischen A und dem über b als Durchmesser geschlagenen Halbkreis; φ = Winkel zwischen r und b). Die gezeichneten, parallelen Strahlen bei B und C mögen sich um ein ganzes Vielfaches von λ , z. B. 8000λ , unterscheiden; in dieser Richtung liegt also Helligkeit. Die links benachbarte Ordnung liegt in der Richtung des Strahles AE , dessen Länge (begrenzt durch den Halbkreis) sich von AB um λ unterscheidet. Wie groß ist $\Delta\varphi = \angle EAB$? $r = b \cdot \cos \varphi$; also $dr = -b \cdot \sin \varphi d\varphi$. Für den Abstand benachbarter Ordnungen ergibt sich hieraus, wenn $\sin \varphi = \varphi$ gesetzt wird, unter Vernachlässigung des Vorzeichens $\Delta\varphi = \lambda/b \cdot \varphi$.

Für den normal zu den Platten auffallenden Strahl ist

speziell $\varphi = a/b$, also $\Delta\varphi = \lambda/a$, die übliche Formel, aus der jedoch nicht geschlossen werden darf, daß $\Delta\varphi$ von φ unabhängig ist. Die allgemeine Formel wurde durch Messung an einem Trabanten der grünen Quecksilberlinie bei verschiedenen Gitterstellungen bestätigt.¹⁾ Wie groß kann der durch diese Unsicherheit entstehende Fehler in der Messung der Aufspaltung werden? Um die Doppelordnungsstellung einzustellen, muß das Gitter (gemessen an dem Beispiel des hier vorhandenen Stufengitters) in einem Bereich von etwa $1,1^\circ$ gedreht werden, vorausgesetzt, daß in der Nähe des normal zu den Platten einfallenden Strahls beobachtet wird; dem entspricht nach Theorie und Messung eine Änderung von $\Delta\varphi$ um 20% . Diese Unsicherheit verschwindet, wenn an jede Wasserstoffaufnahme bei gleicher Gitterstellung die zugehörige Quecksilberaufnahme angeschlossen wird. Da die Objektive der benutzten Gitteraufstellung gut achromatisch waren, machten sie bei der Umrechnung von einer Farbe auf die andere keine Korrektion erforderlich.

Um den von St. John²⁾ bei Messung enger Dubletts nachgewiesenen, subjektiven Fehler zu vermeiden, wurde die Linie mit dem Hartmannschen Mikrophotometer oder dem Kochschen registrierenden Mikrophotometer photometriert. Aus der Schwärzungskurve wurde an Hand der Intensitätsmarken die Intensitätskurve als Funktion von λ gezeichnet und diese wie bei Gehrcke und Lau nach Augenmaß in zwei Summanden vom Typ e^{-x^2} zerlegt. Auf Anregung von Herrn Geheimrat Sommerfeld hat Herr Sen eine Methode zur willkürfreien Berechnung der beiden Einzelmaxima ausgearbeitet, über die er demnächst berichten wird.

1) Lord Blythswood und E. W. Marchant (Phil. Mag. 49. S. 391 bis 392, 1900) weisen darauf hin, daß eine Drehung des Stufengitters in der einen Richtung aus der „direkten Stellung“ den Abstand benachbarter Ordnungen wachsen läßt, während eine Drehung in der anderen Richtung ihn unverändert läßt. Dies letzte scheint mir unzutreffend und dementsprechend die Begründung der Verff. nicht ganz zureichend.

Die von Twyman beobachtete, geringe Linsenwirkung des Stufengitters hängt bei dem benutzten Stufengitter von der Drehung des Gitters ab, so daß nach einer Drehung der Fokus neu eingestellt werden muß.

2) C. E. St. John und L. W. Ware, Astrophys. J. 44. S. 15 bis 38. 1916.

Welchen Einfluß hat zahlenmäßig die Überlagerung eng benachbarter Linien auf den Abstand der Intensitätsmaxima? Für zwei nahe benachbarte Gaußssche Fehlerkurven (Abstand der Maxima der Einzelkurven = a ; Breite der einzelnen Kurve in halber Höhe = b) ergibt die Rechnung, daß der Abstand der Maxima der Summationskurve um einen Betrag Δa zusammenschrumpft; und zwar erhalten wir die prozentuale Verkleinerung $\Delta a/a$ aus der Gleichung

$$\left(\frac{b}{a}\right)^2 = \frac{2,77 \left(1 - \frac{\Delta a}{a}\right)}{\log \text{nat} \left(\frac{2 - \frac{\Delta a}{a}}{\frac{\Delta a}{a}} \right)}.$$

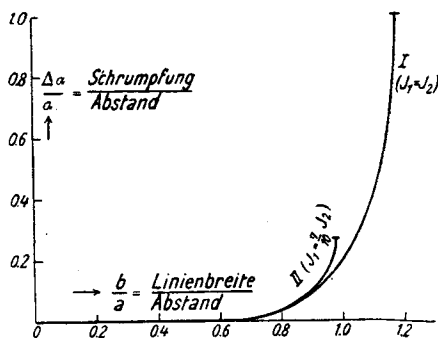


Fig. 4.

Hiernach ist Kurve I der Fig. 4 berechnet; sie zeigt, daß die scheinbare Schrumpfung des Dubletts erst von einer gewissen Unschärfe ab, etwa $b/a = 0,8$, merklich wird; dann aber nimmt sie mit zunehmender Unschärfe so schnell zu, daß schon für $b/a = 1,18$ beide Maxima zusammenfließen ($\Delta a/a = 1$).¹⁾ Für das Verhältnis der Maximalintensitäten 7:10 ergibt die umständlichere Rechnung Kurve II. (Hierbei kommt es nicht mehr zu vollem Zusammenrücken beider Maxima, da schon vorher das Maximum der schwächeren Linie vom steilen Ab-

1) Erochins Beobachtung, daß das Zusammenrücken der p -Komponenten ungefähr proportional dem Quadrat der Feldstärke erfolgt (Ann. d. Phys. 42. S. 1058. 1913), ist wohl durch die Form der Kurve von Fig. 4 zu erklären.

fall der stärkeren aufgenommen wird und hier nur mehr eine Ausbuchtung bewirkt).

Da das Auge enge Dubletts infolge von Kontrastwirkung als völlig aufgelöst wahrnimmt, zwischen denen das Mikrophotometer kaum eine schwache Einsattelung der Schwärzungskurve nachweist, mag diese Fehlerquelle sich wohl viel häufiger geltend machen, als es zunächst den Anschein hat. Als Kriterium dafür, daß die Messung eines Dubletts von diesem Fehler frei ist, genügt deshalb nicht der subjektive Eindruck der Linienschärfe im Okular, noch weniger der Eindruck völlig getrennter Linien auf der Platte. Auch ohne das mühsame Photometrieren kann die Möglichkeit dieses Fehlers — allerdings nicht sein Betrag — beurteilt werden, wenn der Schwellenwert der wirksamen Intensität durch Vorbelichtung herabgedrückt und die Platte mit starker Vergrößerung betrachtet wird.

Der Übergang von der Schwärzung der Platte zur Intensität des Lichts wird durch Vorbelichtung der Platte sehr erleichtert. Die Schwärzungskurve der Platte hat etwa die in Fig. 2, S. 261, gezeichnete Form. Geringe Intensitäten bringen hiernach kaum eine merkbare Schwärzung zustande. Ist jedoch die Platte durch Vorbelichtung etwa bis zum Punkt *S* geschwärzt, wächst ihre Empfindlichkeit. Vor allem kommen auch die schwachen Intensitäten am Rand der Spektrallinie richtig zur Geltung, so daß der Rand wesentlich weiter nach außen verfolgt werden kann. Das ist für die Zerlegung der Intensitätskurve wertvoll. Schärfer allerdings erscheint die Linie aus demselben Grund auf der nicht vorbelichteten Platte.¹⁾ Deshalb wurde mitunter zur möglichst genauen Messung der Aufspaltung ein Teil der Platte gegen die Vorbelichtung abgedeckt, so daß die Linie über den vorbelichteten und den anderen Teil der Platte reichte.

1) Vgl. R. W. Wood, *Physik. Zeitschr.* 9. S. 355—356. 1908. Das Verfahren hat Wert, wenn es auf große Empfindlichkeit der Platte oder auf Messung der wahren Intensitätsverteilung ankommt, nicht aber, wenn vor allem auf Linienschärfe Wert gelegt wird, erst recht nicht, wenn es sich um die Aufgabe handelt, ein Linienspektrum aus einem störenden kontinuierlichen Grund herauszuheben.

Die bei Gehrcke und Lau auftretende Unsicherheit durch Überlagerung eines kontinuierlichen Spektrums kam nicht zur Geltung. Das liegt vor allem daran, daß beim Stufengitter durch die Benutzung enger Spalte das kontinuierliche Spektrum stark herabgedrückt werden kann.¹⁾ Auch wird es wohl in der Kapillare von der Balmerreihe stärker überstrahlt als in den von Gehrcke und Lau benutzten, weiten Röhren. Außerdem gestattet die Meßmethode auf den vorbelichteten Platten das Einbiegen der Intensitätskurven in die Horizontale gut zu verfolgen (vgl. Fig. 5 und 6).

III. Ergebnisse.

a) H_{α} ohne Magnetfeld.

Mit diesen Methoden wurde zunächst die Aufspaltung von H_{α} ohne Magnetfeld mit Kühlung durch flüssige Luft gemessen. Auf den Aufnahmen, vor allem ohne Vorbelichtung, glaubt das Auge beide Komponenten völlig getrennt durch einen nicht geschwärzten Zwischenraum wahrzunehmen. Wie groß hierbei die Täuschung durch Kontrastwirkung ist, zeigt die Intensitätskurve (Fig. 5a). Nach Zerlegung in zwei Gauss'sche Fehlerkurven ergibt sich die wahre Aufspaltung im Mittel zu 0,140 A.-E. möglicher Fehler 0,008. Der Abstand der Schwärzungsmaxima ist etwa 5% kleiner. Zur Beurteilung des möglichen Fehlers wurde die Zerlegung durch mehrere Beobachter unabhängig voneinander ausgeführt. Theoretisch berechnet Kramers²⁾ in Erweiterung der Sommerfeldschen Theorie die Aufspaltung von H_{α} dadurch, daß er das Intensitätsverhältnis der Komponenten auf Grund des Korrespondenzprinzips zunächst ohne elektrisches Feld abschätzt, zu 0,141 A.-E.; je nach der Stärke des zwischenmolekularen, elektrischen Feldes wird der Wert noch um einige Prozent größer. Die Übereinstimmung zwischen Messung und Theorie ist gut.

1) Über die bei Stufengitter und Lummerplatte zu benutzenden Spaltbreiten vgl. E. Gehrcke, Die Anwendung der Interferenzen, Braunschweig 1906, S. 71.

2) H. A. Kramers, Intensities of spectral lines. Dän. Ges. d. Wiss. 1919. S. 287—384. Vgl. auch die Zahlenbeispiele bei R. T. Birge, Phys. Rev. 17. S. 594. Fig. 1. 1921.

b) Zeemaneffekt der Feinstruktur.

Bei der Messung des Zeemaneffekts handelt es sich in erster Linie um Aufklärung des von Erochin beobachteten, anomalen Zusammenrückens der beiden p -Komponenten, die nach der Theorie unverschoben bleiben, mit wachsendem Magnetfeld. Aus Fig. 4 folgt, daß eine solche Erscheinung zu erklären ist, entweder durch Verbreiterung der einzelnen Komponenten oder durch tatsächliches Zusammenrücken der Komponenten, das jedoch wegen der Steilheit der Kurve von Fig. 4 nur geringfügig zu sein braucht. Eine Entscheidung wird möglich, wenn wir aus der Schwärzungskurve die Intensitätskurve konstruieren und diese in zwei Kurven vom Typ e^{-x^2} zerlegen. An den von Erochin veröffentlichten Kurven ist diese Überlegung nicht nachträglich durchzuführen, da sie nur Schwärzungen darstellen; deshalb beweist auch seine Aufnahme Fig. 7 der im Magnetfeld scheinbar verengerten Linie nur ein Verschwimmen, aber nicht mit Sicherheit eine Verengung des Dubletts.

Die Aufnahmen, bei denen immer H_α mit und ohne Magnetfeld auf dieselbe Platte photographiert wurde, ebenso subjektive Beobachtung, zeigten den von Erochin beob-

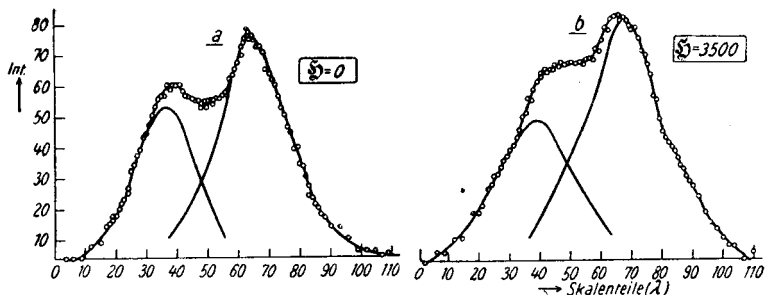


Fig. 5.

achteten Effekt. Das Zusammenrücken der beiden p -Komponenten schien sogar noch etwas schneller zu erfolgen, als von Erochin angegeben. Eine Aufnahme mit Kühlung des Geißlerrohres durch flüssige Luft zeigt Fig. 5, b mit Magnetfeld von 3500 Gauss, a zum Vergleich ohne Feld unter sonst gleichen Bedingungen. Die Zerlegung, die vor allem bei b unvermeidlich etwas hypothetisch ist, führt an beiden Kurven

auf merklich die gleiche Aufspaltung. Die Breite der einzelnen Komponente ($= b$ der Formel von S. 264) wird im Magnetfeld etwas vergrößert und bewirkt hier das Verschwimmen des Dubletts. Die Zahlenwerte sind in der Tabelle zusammengestellt.

λ	$\Delta\lambda$ (A.-E.)	b (A.-E.)	Intens.-Verh.
0	0,143	0,13	6,7 : 10
3500	ca. 0,143	ca. 0,15	ca. 6,1 : 10

Die letzte Spalte enthält das Verhältnis der Maximalintensitäten; die längere Welle ist die intensivere.

Die Aufnahmen mit stärkeren Feldern konnten nicht mit Kühlung durch flüssige Luft ausgeführt werden, da in dem engeren Polabstand das Gefäß für flüssige Luft nicht mehr Raum fand. Bei stärkeren Feldern zeigten diese Aufnahmen, daß das Dublett der p -Komponenten zu einer einzigen Linie zusammenfloß, deren Zerlegung in zwei Nachbarlinien nur hypothetisch durchgeführt werden konnte, deren Breite jedoch so gering war, daß hier doch wohl ein Zusammenrücken der einzelnen Linien angenommen werden muß. Z. B. bei einem Feld von 18000 Gauss führte die Zerlegung der Intensitätskurven auf ein Dublett, das um 23—28 Proz. enger war als das ohne Feld gemessene (Fig. 6). Hierbei wurde der Schwerpunkt des Dubletts, beobachtet im Fadenkreuz des Okulars, nicht verschoben. Stärkere Felder standen nicht zur Verfügung. Beim Kommutieren des Magnetstroms blieb der Effekt unverändert. Dies Zusammenrücken der beiden Komponenten hängt zusammen mit dem von Erochin beschriebenen Zusammenrücken der beiden Schwärzungsmaxima, ist jedoch wesentlich geringer. Diese Anomalie ist klein verglichen mit der normalen Zeeman-aufspaltung. Um festzustellen, ob im Magnetfeld die Linie nur infolge geringerer Intensität durch Fehler der Methode schmaler erscheint, wurde diese Aufnahme gelegentlich erheblich kräftiger belichtet als die Vergleichsaufnahme ohne Magnetfeld (s. Fig. 6). Das Ergebnis ist jedoch immer dasselbe, unabhängig von der Belichtungsdauer.

Die Genauigkeit der Messung reicht nicht hin, um das Gesetz erkennen zu lassen, dem das Zusammenrücken der Kom-

ponenten folgt. Eine Aufnahme bei 4300 Gauss zeigte die Wirkung vielleicht schon, deutlicher eine Aufnahme bei 6700 Gauss. Der Einfluß des Magnetfeldes auf die Breite der einzelnen Komponente (Fig. 5) ist nicht auf allen Aufnahmen nachweisbar, und gerade bei starkem Feld (18000 Gauss; Fig. 6)

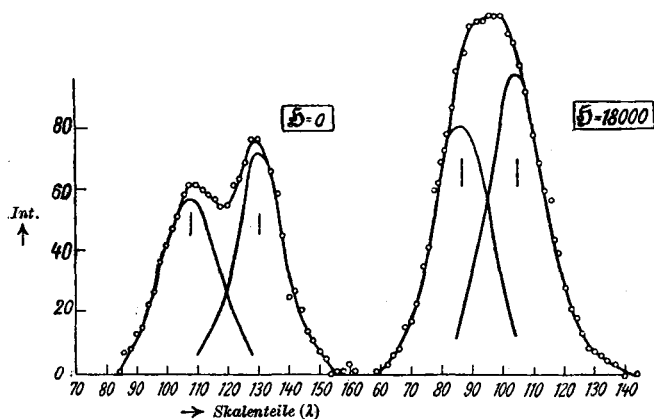


Fig. 6.

sehr unerheblich; dieser Beobachtung ist deshalb kein großes Gewicht beizulegen. Dagegen ist das Zusammenrücken der Komponenten bei starken Feldern auf allen Aufnahmen zu erkennen. Eine genauere Messung dieser kleinen Abstände verschwimmender, unscharfer Wasserstofflinien erscheint völlig aussichtslos. Die Schwierigkeit dieser Messung folgt schon aus den widerspruchsvollen Ergebnissen, zu denen in den letzten Jahren die weit einfachere Messung der Aufspaltung ohne Magnetfeld geführt hat.

Diese Aufnahmen wurden durch subjektive Beobachtung bestätigt. Schon bei schwachem Feld fällt das Verschwimmen des Dubletts auf, während das Zusammenrücken der Komponenten ungefähr von 8000 Gauss ab sichtbar wird. Beim Einschalten von 18000 Gauss ist deutlich das Zusammenrücken der Komponenten zu einer einzigen Linie zu erkennen, schmaler als das ursprüngliche Dublett, wenn auch noch nicht so schmal wie eine einzelne Komponente. Daß bei 18000 Gauss die Komponenten jedenfalls noch nicht zu einer ganz schmalen Linie zusammengefloßen sind, ist besonders deutlich zu sehen, wenn

das Geißlerrohr durch aufgespritzte flüssige Luft gekühlt wird. Diffuse Ränder treten nicht auf, so daß dies Verschwimmen des Dubletts durch *Zusammenrücken* der Komponenten auch subjektiv wohl sicher unterscheidbar ist von einem Verschwimmen durch *Verbreiterung* der Komponenten.

Dieser Beobachtung an H_α entspricht völlig die von Hansen und Jacobsen für starke Felder an den p -Komponenten der Linie $He^+ \lambda 4686$ beschriebene „geringe allmähliche Änderung des Bildes bei wachsender Feldstärke, die einer Verminderung des Abstandes der Feinstrukturkomponenten entsprechen würde“. ¹⁾ Diese Übereinstimmung bestätigt das Ergebnis um so sicherer, als die Messungen an H und He mit wesentlich verschiedenen Anordnungen ausgeführt sind.

Bei Untersuchung der s -Komponenten des Zeemaneffekts verschwammen bei Erochin ²⁾ die vier entstehenden Komponenten und außerdem noch die benachbarten Ordnungen miteinander. Beim Stufengitter ist der Abstand benachbarter Ordnungen größer. Trotzdem ist die genaue Messung der Aufspaltung, wenn auch nur vier nicht völlig scharfe Linien einander überlagern, nicht durchführbar, da wie wir sahen, schon das Verschwimmen von zwei Nachbarlinien miteinander eine merkliche Verschiebung ihrer Lage vortäuschen kann. Deshalb genügte für die s -Komponenten subjektive Beobachtung. Zu erwarten ist, wenn der Theorie entsprechend normaler Zeemaneffekt eintritt, eine Vereinfachung der Erscheinung für ein Feld von 3500 Gauss; denn hierfür fallen gerade die inneren Komponenten zusammen. In der Tat sind bei dieser Feldstärke, ganz gut auch noch bei benachbarten Werten, im Okular drei äquidistante Linien zu sehen, deren mittlere weit aus intensiver leuchtet als die äußeren. Auch bei Kühlung des Geißlerrohrs mit flüssiger Luft sind diese Linien leider nicht scharf genug, um etwa durch möglichst scharfe Einstellung dieses scheinbaren Triplets eine genaue Messung der Zeemanaufspaltung zu ermöglichen.

Bei stärkeren Feldern erschien auf jeder Seite nur eine nicht ganz scharfe s -Komponente, die keine Spur mehr von

1) Vgl. die oben S. 256 genannte Arbeit, S. 23.

2) Vgl. die S. 256 angegebene Arbeit, S. 1059.

der ursprünglichen Dublettstruktur der ungestörten Linie H_α erkennen ließ, ein Beweis dafür, daß auch die s -Komponenten durch Einwirkung des Magnetfeldes unscharf werden; ob auch an ihnen ein Zusammenrücken der Feinstrukturkomponenten eintritt, war nicht mit Sicherheit zu entscheiden, da für starke Felder die Messung durch Überlagerung benachbarter Ordnungen erschwert wird. Die beste Auflösung gelang bei etwa 11000 Gauss; sie schien ein Zusammenrücken um etwa 14 Proz. zu zeigen.

Bei Beobachtung der s -Komponenten war trotz des Nicols am Ort der p -Komponenten die Spur einer Linie erkennbar und auch das umgekehrte, wenn auch wohl noch schwächer.

Das beschriebene, anomale Verhalten von H_α deutet nicht mit voller Sicherheit auf eine Abweichung von der Sommerfeldschen Theorie hin. Denn ausgeschlossen ist die Erklärung nicht, daß diese scheinbaren, kleinen Verschiebungen nur durch Veränderung des Intensitätsverhältnisses der zusammengefloßenen Feinstrukturkomponenten vorgetäuscht werden. Bei dieser Auffassung müßte eine Abschwächung der „erlaubten Komponenten“ gleichzeitig mit einem Aufleuchten von „verbotenen“ angenommen werden. Nähere Überlegung zeigt, daß für H_α und für die Heliumlinie „verbotene“ Komponenten in Frage kommen, denen der Sprung 0 der azimutalen Quantenzahl gemeinsam ist.

Sehen wir von dieser Deutung ab, so weisen die Beobachtungen, insbesondere an den genauer untersuchten p -Komponenten, auf einen Paschen-Backeffekt hin. Jedoch soll diese Bezeichnung nicht auf Gleichheit des Vorgangs im Atom des Wasserstoffs und etwa des Natriums hindeuten. Dem Paschen-Backeffekt entspricht, daß Croze¹⁾ an H_α , H_β , H_γ und H_δ — ohne Zerlegung in Feinstruktur — bei starken Feldern (24000 Gauss) normalen Zeemaneffekt nachgewiesen hat. Ein Unterschied gegenüber allen anderen Mehrfachlinien besteht jedoch darin, daß hier für schwache Felder keine anomale Aufspaltung eintritt. Auch scheint diese Wirkung des Magnet-

1) F. Croze, *Compt. rend.* **154**. S. 1410—1411. 1912; **155**. S. 1607 bis 1610. 1912; **157**. S. 1061—1063. 1913. *Ann. de phys.* [9] **1**. S. 35—134. 1914.

feldes auf H_α schwächer zu sein, als Paschen und Back¹⁾ sie am Beispiel des Sauerstofftripletts 3947 beschreiben. Diese Beobachtungen am Wasserstoff zusammen mit denen von Hansen und Jacobsen am ionisierten Helium deuten vielleicht auf das folgende, einfache Gesetz hin: Die Linien des Wasserstoffes und der wasserstoffähnlichen Atome zeigen in schwachen Feldern normalen Zeemaneffekt jeder einzelnen Feinstrukturkomponente; in starken Feldern rücken die Komponenten zusammen zu einer einzigen Linie, die als ganzes ebenfalls normalen Zeemaneffekt aufweist. Bewiesen ist dies Gesetz jedoch erst, wenn die Untersuchung ausgedehnt ist auf die s -Komponenten mit Hilfe eines Rowlandschen Gitters, auf stärkere Felder und wenn möglich auf die höheren Glieder der Serien; diese Messungen sind mit den mir zur Verfügung stehenden Mitteln nicht durchführbar. Nur das Verhalten in schwachen Feldern bestätigt die Sommerfeldsche Theorie, während ein Übergang zum Paschen-Backeffekt nicht mit ihr vereinbar zu sein scheint.

IV. Über die Ursache der im Magnetfeld auftretenden Unschärfe.

a) Beziehungen zum Starkeffekt.

Wegen der großen Bedeutung des Starkeffektes für die Linienverbreiterung ist zu fragen, ob das mit dem Magnetfeld zunehmende Verschwimmen der Dublett Komponenten von H_α mit diesem Effekt zusammenhängt. Einige Wahrscheinlichkeit hierfür entnehmen wir einem Vergleich verschiedener Linien. Hierzu dürfen jedoch Beobachtungen, bei denen der Strom quer zum Magnetfeld stand, nicht herangezogen werden. Die Unschärfe tritt bei H_α auf. Ob sie bei der Linie H_γ mit ihrer viel höheren Empfindlichkeit gegen Starkeffekt entsprechend stärker auftritt, war nicht nachzuweisen, da H_γ in der Kapillare von vornherein so unscharf erschien, daß diese Zunahme der Unschärfe sich genauer Messung entzog. An der Linie 4686 des He^+ , die ebenfalls Starkeffekt zeigt, ist diese Art Verbreiterung durch Hansen und Jacobsen²⁾ beobachtet. Als

1) F. Paschen u. E. Back, Ann. d. Phys. 39. S. 897—932. 1912, insbesondere Bild 18 der Tafel VII.

2) Vgl. die auf S. 256 angegebene Arbeit S. 19—20.

Gegenbeispiel können die Grundlinien der zweiten Triplett-nebenserie des Zinks dienen, die nach den von Stark gefundenen Gesetzmäßigkeiten¹⁾ frei von Starkeffekt sind. Daß sie ihre volle Schärfe im Magnetfeld bewahren, ist aus folgenden Beobachtungen zu schließen: Fortrat²⁾ aicht den Zeemaneffekt der Zinklinie 4680 an Stelle eines Präzisionsmeßinstruments für starke Felder. Weiss und Cotton³⁾ führen die Messungen bis 36000 Gauss durch und betonen, daß die Genauigkeit um so größer ist, je stärker das Feld; beides Beweise dafür, daß das Feld keine Unschärfe verursacht. Die vorliegenden Beobachtungen sind jedoch viel zu spärlich, um den Zusammenhang mit dem Starkeffekt sicher zu stellen.

Gegen einen solchen Zusammenhang spricht andererseits, daß die bei starken Magnetfeldern beobachtete *Verengung* des Dubletts nicht zu der von Kramers⁴⁾ durchgeführten Theorie der Intensitätsverhältnisse bei schwachen elektrischen Feldern paßt. Kramers findet, daß der Starkeffekt von H_a beginnt mit dem Auftauchen von zwei schwachen Komponenten, die dicht *außen* neben den ursprünglichen liegen, die also den Eindruck einer *Erweiterung* des Dubletts bewirken.

Ist dieser Gegensatz zwischen der beschriebenen magnetischen Verengung des Dubletts und der Starkeffektverbreiterung auch im Versuch nachweisbar? Zur Prüfung dieser Frage wurden beide Erscheinungen unmittelbar miteinander verglichen. Im selben Geißlerrohr wurde mit dem Stufengitter beobachtet zunächst das geschilderte Zusammenfließen der *p*-Komponenten im Magnetfeld, sodann ohne Magnetfeld das Zusammenfließen der Komponenten bei Parallelschaltung einer oder mehrerer Leydener Flaschen. In der Tat war bei Flaschenentladung die Linie wesentlich breiter und ihr Rand viel unschärfer als im starken Magnetfeld, in dem trotz des Verschwimmens beider Komponenten der äußere Rand des Dubletts scharf blieb. Wie sicher dieser Gegensatz erkennbar ist, zeigt folgender Versuch: Kapazität bzw. Magnetfeld wurden

1) J. Stark, Elektrische Spektralanalyse chemischer Atome. Leipzig 1914. S. 75.

2) R. Fortrat, Compt. rend. 155. 1237—1239. 1912.

3) P. Weiss u. A. Cotton, Journ. d. Phys. 6. 429—445. 1907.

4) Vgl. die S. 266 angegebene Arbeit.

so eingestellt, daß das Dublett eben verschwamm; auch wurden ihre Größen variiert. Der Beobachter konnte am Okular des Stufengitters lediglich aus dem Anblick des verschwimmenden Dubletts in 14 aufeinander folgenden Versuchen ohne Zögern ausnahmslos richtig aussagen, ob Flaschenentladung oder Magnetfeld die Ursache des Verschwimmens ist; die Schaltung wurde ohne Wissen des Beobachters von einem anderen hergestellt. Besonders wurde darauf geachtet, daß die verschiedenen Schaltungen sich nicht durch die Lichtstärke der Linie oder sonst eine Nebensächlichkeit unterscheiden. Zur Sicherung wurde diese subjektive Beobachtung am Okular von zwei Beobachtern ausgeführt. Ganz dasselbe Ergebnis hatte die Aufnahme der Intensitätskurven. Die Breite des gesamten Dubletts H_α , gemessen in halber Höhe des Intensitätsmaximums, ergab sich, wenn sie an der ungestörten Linie zu 1 gesetzt wird, an der Linie im Magnetfeld zu 0,75, dagegen an der Linie ohne Feld mit Flaschenentladung zu 1,2. Außerdem ruft Flaschenentladung einen kontinuierlichen Grund hervor, der im Magnetfeld ausbleibt. Der Versuch beweist, daß hier ein Fall von Verschwimmen eines Dubletts vorliegt, der nicht wie die Stromverbreiterung lediglich durch Starkeffekt des Atomfeldes zu erklären ist. Trotzdem bleibt ein Zusammenhang mit dem Starkeffekt immerhin denkbar, da vielleicht die Wirkung des hypothetischen elektrischen Feldes durch das gleichzeitig wirkende Magnetfeld beeinträchtigt wird.

Diese mögliche Erklärung führt auf die Frage, ob allgemein die durch Starkeffekt der Atomfelder hervorgerufene Linienverbreiterung durch ein Magnetfeld zum Zusammenschrumpfen gebracht werden kann. Daß dies der Fall zu sein scheint, zeigt folgender Versuch: Durch Kondensatorentladung wurde H_α zu kräftiger Verbreiterung gebracht. Beim Einschalten von 18000 Gauss schrumpfte die Linie, betrachtet in der p -Komponente, merklich zusammen.

b) Ist eine Ursache für Starkeffekt nachweisbar?

Wodurch kann bei der benutzten Anordnung ein unbeabsichtigter Starkeffekt entstehen? Zunächst ist zu prüfen, ob er vom Potentialgefälle in der Kapillare herrührt. Daß dies Gefälle vom Magnetfeld erhöht wird, gilt für Röhren, die

quer zum Feld liegen. In unserem Fall wäre eine solche Wirkung immerhin denkbar, wenn z. B. durch Inhomogenität des Eisens der Polschuhe das Feld verzerrt wird. Zur Entscheidung der Frage wurde das Potentialgefälle längs der Kapillare mit Sonden gemessen. Die Fehlerquellen der Sondenmethode¹⁾ stören die Messung einer Spannungsänderung nicht, so lange das Magnetfeld nicht den Vorgang an der Sonde beeinflusst. Um dies zu vermeiden, wurden die Sonden nach Möglichkeit dem Magnetfeld entzogen. Zwei Platinsonden wurden in die dem Feld ausgesetzte Kapillare eingeschmolzen und zwar so, daß sie in die Bohrung der Polschuhe zu liegen kamen, wo bei der besonders großen Eisenmasse der benutzten Polschuhe kein erhebliches Feld herrschen konnte. Die Röhre wurde durch eine Influenzmaschine mit Gleichstrom betrieben, die Sondenspannung und die Gesamtspannung mit Braunschen Elektrometern gemessen. Das Ergebnis ist: Durch Einschalten des Magnetfeldes *sank* die Sondenspannung etwas, während dieser Einfluß bei der viel größeren Gesamtspannung nicht bemerkbar war. Ob dieser geringe Effekt durch einen Vorgang an der Sonde vorgetäuscht wird, kann unentschieden bleiben. Bestimmt aber trat keine so wesentliche Steigerung des Spannungsgefälles ein, daß wir ihr einen merklichen Stark-effekt zuschreiben können. Das Potentialgefälle ohne Magnetfeld betrug 60 Volt pro Zentimeter; mit Magnetfeld kann es nicht zahlenmäßig angegeben werden, da die Sonden ein Stück Kapillare herausgriffen, das nur zum Teil im Felde lag.

Hansen und Jacobsen²⁾ weisen auf die Möglichkeit hin, daß bei Untersuchung des Zeemaneffektes ein geringer Starkeffekt zustande kommt an den leuchtenden Atomen, deren Wärmegeschwindigkeit eine erhebliche Komponente quer zum Magnetfeld besitzt. W. Wien³⁾ hat einen derartigen Effekt theoretisch vorhergesagt und an Kanalstrahlen, die quer zum Magnetfeld verlaufen, nachgewiesen. Für unsere Versuche läßt sich der Betrag dieses Effektes abschätzen. Nehmen wir die Temperatur zu 300° C. an und das Feld zu 6000 Gauss, so

1) Vgl. R. Reiger, Verh. d. d. phys. Ges. 15. 271—285. 1913.

2) Vgl. die S. 256 genannte Abhandl. S. 24.

3) W. Wien, Ann. d. Phys. 49. S. 842—850. 1916.

werden die Atome, deren Wärmebewegung zufällig senkrecht zum Feld erfolgt, einen Starkeffekt erleiden durch ein scheinbares, in Richtung des Vektors [v. \vec{p}] gelegenes elektrisches Feld von 22 Volt pro Zentimeter. Dies reicht nicht zur Erklärung der beobachteten Linienverbreiterung hin.

Bestätigt wird diese Abschätzung durch den auf S. 267 beschriebenen Versuch: Auch bei der Temperatur der flüssigen Luft macht sich diese Linienverbreiterung stark geltend (s. Fig. 5 b); sie kann also nicht mit der Wärmebewegung der Atome zusammenhängen.

Die Ergebnisse über die Ursache eines Starkeffektes, der als mittelbare Folge des Magnetfeldes auftritt, sind also nur negativ.

Um das Problem der vorstehenden Arbeit, die Aufspaltung der Feinstrukturkomponenten, auch für den Starkeffekt zu lösen — soweit das bei dem zu erwartenden Linienreichtum denkbar ist — erscheint wegen ihrer Lichtstärke die Anordnung von Lo Surdo am günstigsten, also die Untersuchung des Effektes in der ersten Kathodenschicht. Der Versuch ergab jedoch, daß die Lichtintensität dieser Schicht nicht annähernd zur Beobachtung mit dem Stufengitter hinreicht.

Die Ergebnisse der Arbeit stehen für die feldfreie Aufspaltung und für den Zeemaneffekt kleiner Felder im Einklang mit der Sommerfeldschen Theorie. Im Widerspruch zu ihr scheint jedoch das für stärkere Felder beobachtete Zusammenrücken der Feinstrukturkomponenten zu stehen.

Für die Anregung zu dieser Arbeit und ihre mannigfache Förderung schulde ich Herrn Geheimrat W. Wien aufrichtigen Dank.

Zusammenfassung.

Die Sommerfeldsche Quantentheorie der Feinstruktur und des Zeemaneffektes wird an der Feinstruktur der roten Wasserstofflinie H_α durch Messung mit einem Stufengitter geprüft. Zur Aufklärung von Widersprüchen zwischen früheren Messungen werden Fehlerquellen, die teils speziell die Stufengitteraufnahmen, teils allgemein die Messung enger, unscharfer Dubletts beeinträchtigen, eingehend untersucht.

Die Aufspaltung des Dubletts H_α ohne Magnetfeld ergibt sich zu 0,140 A.-E., möglicher Fehler 0,008.

Für die p -Komponenten des Zeemaneffektes ergibt die Messung, daß bei schwachen Feldern die Dublett Komponenten sich nicht merklich verschieben, sich jedoch etwas verbreitern und dadurch ein Zusammenrücken der Maxima vortäuschen. Für stärkere Felder fließen die Komponenten zusammen zu einer Linie, die schmaler ist, als daß sie als Summe der beiden ursprünglichen, nunmehr verbreiterten aufgefaßt werden kann. Die Zeemanaufspaltung der s -Komponenten ist für kleine Felder normal; für starke Felder zeigen auch sie ein Verschwimmen der Feinstrukturaufspaltung. Diese Beobachtungen zusammen mit Messungen am He^+ geben, falls sie nicht durch Änderung des Intensitätsverhältnisses der Komponenten erklärt werden können, den Eindruck eines Paschen-Backeffektes, der für kleine Felder von normaler Aufspaltung der einzelnen Feinstrukturkomponenten ausgeht.

Die Möglichkeit eines unbeabsichtigten Starkeffektes wird nachgeprüft. Zunächst zeigt ein Vergleich des Zeemaneffektes von H , He^+ und Zn , daß gerade die gegen Starkeffekt empfindlichen Linien im Magnetfeld unscharf werden. Gegen den Zusammenhang mit dem Starkeffekt spricht andererseits ein sicher erkennbarer Gegensatz zwischen der magnetischen *Verengung* des Wasserstoffdubletts und seiner *Erweiterung* durch große Stromdichte. Jedenfalls entsteht kein Starkeffekt dadurch, daß das Magnetfeld das Potentialgefälle in der Kapillare erhöht, und ebenfalls nicht durch die Wärmebewegung der Atome quer zum Magnetfeld.

München, Physikal. Institut der Universität, 18. März 1922.

(Eingegangen 18. März 1922.)
