

Det Kgl. Danske Videnskabernes Selskab.

Mathematisk-fysiske Meddelelser. **III**, 11.

ÜBER DIE MAGNETISCHE
ZERLEGUNG DER FEINSTRUKTURKOM-
PONENTEN DER LINIEN DES HELIUM-
FUNKENSPEKTRUMS

VON

H. M. HANSEN UND J. C. JACOBSEN

MIT 1 TAFEL



KØBENHAVN

HOVEDKOMMISSIONÆR: ANDR. FRED. HØST & SØN, KGL. HOF-BOGHANDEL
BIANCO LUNOS BOGTRYKKERI.

1921

Einleitung.¹

FÜR diejenigen Spektren — das gewöhnliche Wasserstoffspektrum und das Spektrum des ionisierten Heliums (das Helium-Funkenspektrum), — für welche es möglich ist auf Grund der von BOHR auf der Quantentheorie aufgebauten Spektraltheorie eine detaillierte Erklärung zu geben, haben bekanntlich unabhängig von einander DEBYE² und SOMMERFELD³ eine Theorie des ZEEMAN-Effektes entwickelt. Diese Theorie, die sich zunächst nur mit den Frequenzen der möglichen Aufspaltungskomponenten beschäftigte, wurde von BOHR⁴ hinsichtlich der Intensitäts- und Polarisationsverhältnisse der Komponenten in Verbindung mit der Einführung des Korrespondenzprinzips weiter ausgebildet. Die Theorie verlangt von jeder Komponente der, durch die SOMMERFELD'sche Theorie erklärte, Feinstruktur der betreffenden Linien eine von den anderen Komponenten unbeeinflusste normale magnetische Zerlegung, also einen ZEEMAN-Effekt eines ganz anderen Typus als denjenigen der Komponenten

¹ Eine kurze Mitteilung über diese Arbeit und ihre Resultate wurde auf der ersten nordischen Physikerversammlung gegeben, welche in Kopenhagen 1.—3. September 1920 in Verbindung mit der Feier anlässlich H. C. ØRSTEDS Entdeckung des Elektromagnetismus vor hundert Jahren gehalten wurde. (Siehe Fysisk Tidsskrift **19**, p. 59, 1920, wo Referate der Verhandlungen dieser Versammlung gegeben sind).

² P. DEBYE: Phys. Zeitschr. **17**, 507, 1916.

³ A. SOMMERFELD: Phys. Zeitschr. **17**, 491, 1916.

⁴ N. BOHR: Kgl. D. Vid. Selsk. Skr. Nat.-Math. Afd. (8) IV. 1.

der gewöhnlichen Serienlinien, z. B. der bekannten Dublette der Hauptserien der Alkalispektren, die für kleine Feldstärken jede in eine grössere Anzahl von Komponenten zerlegt werden, während für wachsende Feldstärke, wie zuerst von PASCHEN und BACK¹ beobachtet, alle Komponenten des zerlegten Dublets zu einer einfachen normal zerlegten Linie (einem normalen ZEEMAN-Triplet) verschmelzen.

Eine genaue quantitative Prüfung dieser Theorie des einfachsten Falles einer magnetischen Zerlegung steht noch aus. Zwar scheint SOMMERFELD² der Meinung zu sein, dass die Resultate für Wasserstoff in der Arbeit von PASCHEN und BACK nicht mit der Theorie übereinstimmen. Diese Verfasser haben unter Versuchsbedingungen, die die Zerlegung der einzelnen Komponenten zu untersuchen nicht erlauben, für die Wasserstofflinien eine Zerlegung von anomalem Typus besonders hinsichtlich der Polarisierung beobachtet. Es ist aber zu bemerken, dass CROZE³ fast gleichzeitig unter Benutzung einer anderen Versuchsanordnung, die gleichfalls nur die Zerlegung der Linie als Ganzes zu untersuchen erlaubte, ein scheinbar normales Verhalten der Wasserstofflinien beobachtet hat. Der Unterschied zwischen den Versuchsanordnungen von PASCHEN und BACK einerseits und CROZE andererseits bestand darin, dass bei den ersten die Wasserstoffröhre senkrecht zum Magnetfeld stand, während sie bei dem letzten parallel mit den Kraftlinien angebracht wurde, und wie schon von CROZE be-

¹ F. PASCHEN und E. BACK: Ann. d. Phys. **39**, 897, 1912. Vgl. auch N. A. KENT: Phys. Zeitschr. **15**, 383, 1914.

² Vgl. A. SOMMERFELD: Atombau und Spektrallinien, Braunschweig 1919. p. 439. In der eben erschienenen 2. Auflage dieses Buches drückt sich jedoch SOMMERFELD über diesen Punkt mit grösserem Vorbehalt aus.

³ F. CROZE: C. R. **154**, 1410, 1912; **155**, 1607, 1912; **157**, 1061, 1913.

merkt, dürften die von PASCHEN und BACK beobachteten anomalen Verhältnisse auf die störenden Einflüsse des Magnetfeldes auf die elektrische Entladung zurückgeführt werden können; z. B. könnte man annehmen, dass sie durch das Auftreten starker elektrischer Kräfte hervorgebracht wurden, welche Annahme auch dadurch gestützt wird, dass PASCHEN und BACK wesentlich nur Polarisationsanomalien beobachtet haben. Die Nichtberücksichtigung solcher elektrischer Kräfte in den damaligen Versuchen ist um so mehr verständlich, als die Untersuchungen vor STARK's Entdeckung der unerwartet grossen Einwirkung elektrischer Felder auf die Wasserstofflinien ausgeführt wurden.

Es scheint daher, dass die bisherigen Versuche nicht erlauben die Frage zu entscheiden, und neue Versuche, in denen vor allem die Zerlegung der einzelnen Komponenten der Feinstruktur untersucht werden, sind folglich für die Prüfung der Theorie von grosser Wichtigkeit, weil ein etwaiges von dem theoretisch vorausgesagten abweichendes Verhalten mitführen würde, dass eine Erklärung der Einwirkung magnetischer Felder auf Spektrallinien — wie es besonders deutlich aus der einfachen Darstellung der Theorie, die man durch Heranziehung des Korrespondenzprinzips erreichen kann¹, hervorgeht — auf einer wesentlich anderen Grundlage gesucht werden muss, als die bisher angenommene.

Für Untersuchungen der erwähnten Art ist aber das Helium-Funkenspektrum besser geeignet als das Wasserstoffspektrum, nicht nur wegen des grösseren Komponentenabstandes, sondern auch, weil die Heliumlinien durch elektrische Felder wesentlich weniger gestört werden, und die ungestörten Linien wegen des grösseren Atomgewichtes

¹ Vgl. N. BOHR: Zeitschr. f. Phys. 2, 423, 1920.

schärfer sind. Schon vor einigen Jahren haben wir solche Untersuchungen in Angriff genommen, konnten sie aber zunächst nicht durchführen, weil wir in Röhren, die in einem Magnetfelde angebracht werden konnten, selbst die stärkste sichtbare Linie des Helium-Funkenspektrums (4686 Å. E.) nicht so intensiv erhalten konnten, dass es uns möglich gewesen wäre, diese mit dem uns damals allein zur Verfügung stehenden grossen MICHELSON-Plangitter-Spektrograph der hiesigen technischen Hochschule aufzunehmen. Erst als vor kurzem die Ausstattung des neuen Instituts für theoretische Physik an der Kopenhagener Universität in Angriff genommen wurde, und unter anderem ein grosses Stufengitterspektroskop und eine Lummerplatte angeschafft werden konnten, wurde es möglich die Untersuchung weiter zu führen. Dem Direktor des neuen Institutes, Herrn Professor N. BOHR, möchten wir auch an dieser Stelle für sein förderndes Interesse an der Arbeit sowie für die Überlassung der genannten Apparate unseren besten Dank aussprechen. Gleichzeitig möchten wir dem Direktor des physikalischen Laboratoriums der technischen Hochschule, Herrn Professor K. PRYTZ, herzlich danken für die Liebenswürdigkeit, womit er uns die Hilfsmittel seines Laboratoriums zur Verfügung gestellt hat.

Das Helium-Funkenspektrum.

Dieses zuerst von BOHR¹ dem Helium zugeschriebene Spektrum, dessen Linien, wenn die Relativitätsmodifikation vernachlässigt wird, durch $\nu = 4K \left(\frac{1}{n'^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ dargestellt werden können, wo K eine Konstante ist, die nur wenig von der in der BALMER-Serie auftretenden RYDBERG'schen Kon-

¹ N. BOHR: Phil. mag. **26**, 1, 1913.

stanten abweicht, wurde bekanntlich zum ersten Male in Laboratoriumsversuchen von FOWLER¹ dargestellt, obwohl früher einige seiner Linien in Sternspektren beobachtet waren. Durch die nähere Untersuchung von EVANS² wurde dieses Spektrum endgültig als dem Helium zugehörig erkannt, besonders durch die Beobachtung einer Serie von Linien, die nahe den Wasserstofflinien der BALMER-Serie liegen, ohne jedoch mit ihnen zusammenzufallen. Endlich wurden die Linien von PASCHEN³ genauer gemessen und ihre Feinstruktur entdeckt und eingehend untersucht. Bekanntlich stimmten PASCHEN's Resultate vorzüglich mit der Theorie dieser Feinstruktur überein, welche von SOMMERFELD⁴ schon vor ihrer Entdeckung entwickelt wurde, indem er die durch die Relativitätstheorie veranlasste Abweichung der Bewegung des Atoms von einer reinen Keplerbewegung berücksichtigte. Diese Theorie erlaubt indessen nur die Wellenlängen der Komponenten, nicht aber ihre relative Intensität, zu bestimmen. Eine Bestimmung dieser Intensität gestattet dagegen BOHR's Korrespondenzprinzip, das viele von den von PASCHEN beobachteten Komponenten in den ungestörten Linien ausschliesst und für andere eine so geringe Intensität voraussagt, dass auch sie in den ungestörten Linien kaum beobachtbar sein können. Wenn sie trotzdem von PASCHEN beobachtet wurden, rührt das nach BOHR davon her, das in seinen Lichtquellen Störungen durch schwache elektrische Felder eingetreten sind. Eine genauere Diskussion der relativen Intensitäten der Komponenten auf Grund des Korrespondenzprinzips und besonders eine eingehende

¹ A. FOWLER: Month. Not. Roy. Astr. Soc. **73**, Nr. 2, 1912.

² E. J. EVANS: Phil. mag. **29**, 284, 1915.

³ F. PASCHEN: Ann. d. Phys. **50**, 901, 1916.

⁴ A. SOMMERFELD: Ber. Akad. München p. 425 u. 459, 1915.

theoretische Untersuchung der Wirkung äusserer elektrischer Felder auf das Feinstrukturbild wurde später von KRAMERS in seiner Dissertation¹ gegeben. Da dieses Bild schon durch die Wirkung sehr schwacher Felder ausserordentlich gestört wird, ist ein für den Vergleich mit der Theorie hinreichend ungestörtes Spektrum sehr schwierig zu erhalten, wie es auch deutlich hervortritt aus dem grossen Unterschied des Feinstrukturbildes, welches PASCHEN unter verschiedenen Entladungsbedingungen erhält.

Um die erwähnten theoretischen Resultate näher zu prüfen, hat der eine von uns schon 1917 gleich nach der Entwicklung der BOHR'schen Theorie versucht, mit der erwähnten Plangitteraufstellung die Linie 4686 unter möglichst ungestörten Verhältnissen zu photographieren². Die Lichtquelle war PASCHEN's Heliumlampe nachgebildet, wurde aber mit möglichst niedrig gespanntem Gleichstrom getrieben. Dadurch wurde aber die Intensität des Helium-Funkenspektrums gering und die erforderliche Exponierung sehr lang (mehrere Tage), weshalb nur wenige Platten genommen wurden. Sie zeigen alle nur die 3 Komponenten der Feinstruktur, die nach BOHR in der ungestörten Linie in merklicher Intensität vorhanden sein dürfen, und die übrigen von PASCHEN beobachteten Komponenten scheinen jedenfalls relativ viel schwächer gewesen zu sein als sie auf den von diesem Verfasser veröffentlichten Reproduktionen hervortreten.

Apparate.

a. Die Lichtquelle. FOWLER hat das Helium-Funkenspektrum in einer Geissleröhre durch sehr kondensierte

¹ H. A. KRAMERS: Kgl. D. Vid. Selsk. Skr. Nat.-Math. Afd. (8) III, 3, 1919.

² Vgl. H. A. KRAMERS, l. c. p. 372.

elektrische Entladungen erhalten. Diese Methode, die kaum die Linien hinreichend ungestört für unseren Zweck geben könnte, haben wir trotzdem bei Vorversuchen mit der Plangitteraufstellung benutzt, indem die Röhre parallel mit den Kraftlinien angebracht wurde; aber die Röhre wurde durch die starken Entladungen schnell undurchsichtig gemacht und war nicht leicht auswechselbar. Die zweite Methode, die bisher benutzt worden ist, um einen so beträchtlichen Bruchteil der Emissionszentren ionisiert zu erhalten, dass das Helium-Funkenspektrum einigermaßen intensiv wird, — die Methode von PASCHEN —, benutzt das Licht im Inneren einer Zylinderkathode in einer Helium-Geissleröhre; aber diese Methode, die einen grossen Fortschritt hinsichtlich der Intensität und der Möglichkeit der Erzeugung ungestörter Linien bedeutet, ist im Magnetfelde nicht gut anwendbar. Wir haben uns deshalb mit Lichtquellen begnügen müssen, die das Funkenspektrum nur relativ schwach geben können.

Es wurde eine besondere Entladungsröhre, eine ganz flache »Zelle« mit ebenen, parallelen, nur 6—7 mm von einander entfernten Elektroden konstruiert, welche in solcher Weise im Magnetfelde angebracht wurde, dass die Bahnen des Entladungsstromes parallel den Kraftlinien verlaufen. Die Röhre war mit Pumpe und Helium-Reservoir verbunden und wurde mit Hochspannungsgleichstrom betrieben und wassergekühlt. Die ersten Typen waren aus Glas mit Siegellack zusammengekittet; sämtliche endgültige Aufnahmen sind aber mit ganz aus Metall gefertigten Zellen gemacht.

Fig. 1 zeigt die Einzelheiten der Konstruktion der meist benutzten dieser Zellen, I zeigt sie von der einen Endfläche gesehen, dagegen ist II ein senkrechter Schnitt durch die Achse

der Zelle. Das Messinghaus *G* ist durch den Glimmerring *L* von der Messingplatte *J* isoliert. *H* und *K* sind 2 eingesenkte Aluminiumplatten, die als Elektroden dienen. Die Quarzröhre *F* begrenzt den Entladungsraum *E* und ist in Fortsetzung der

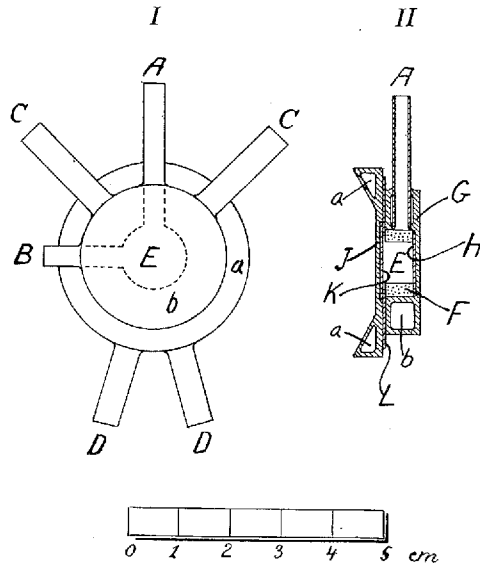


Fig. 1.

Beobachtungsröhre *B* durchgebohrt; *B* wird durch ein aufgekittetes Glasfenster abgeschlossen. *A* dient als Verbindung zur Pumpe mit *He*-Reservoir, Manometer, Kohlenbehälter für Reinigung des Heliums u. s. w. Durch *CC* wird Wasser durch den Kanal *b* geleitet, ebenso durch *DD* Wasser zum Kanal *a*. Die besondere Form dieses letzteren Kanals gestattet die Zelle möglichst nahe an die Polschuhe des Magnets zu bringen. Die Zelle wurde mit Siegelack gekittet, wodurch nicht nur der Glimmerring, sondern auch die äussere krumme Oberfläche der Zelle mit Lack überzogen wurde, um Kurzschluss der Oberfläche entlang zu verhindern, für den Fall, dass die Zelle mit Tau bedeckt wird. Das Haus *G*, das als Anode diente, war geerdet, die Kathode *J* vom Magnete durch eine Ebonitschale isoliert.

Diese Zelle hat sich vorzüglich bewährt. Mit einer Spannung von ca. 1000 Volt und einer Stromstärke bis auf 40 Milliampère brennt sie etwa 50 Stunden, ehe die Zer-

...

stäubung auf der Quarzröhre störend wirkt, und sie wird leicht ausgewechselt; man hat dann nur die Quarzröhre zu reinigen und eine neue Aluminiumplatte in *J* einzulegen, wonach sie wieder montiert und benutzt werden kann. Sie liefert das Funkenspektrum nicht besonders intensiv, aber gestattet doch eine gute feldlose Aufnahme der Linie 4686 mit dem Stufengitter in ca. 15 Minuten, mit der Lummerplatte in ca. 5 Minuten.

Über die Arbeit mit dieser Zelle möchten wir noch folgendes hinzufügen: Nachdem die Zelle evakuiert ist, wird sie einige Minuten mit Sauerstoff getrieben, um die meisten Unreinheiten zu entfernen. Wenn sie dann mit reinem Helium bis auf ca. 15 mm Quecksilberdruck gefüllt wird, beobachtet man folgendes: Die Farbe des Lichtes ist zuerst bläulich mit ziemlich unreinem Spektrum, das mehrere grüne und blaue Banden enthält; der Spannungsfall in der Zelle beträgt ca. 500 Volt bei einer Stromstärke von 60—80 Milliampère. Nach ungefähr einer Stunde verschwinden die meisten Unreinheiten, die wohl durch Kathodenzerstäubung occludiert werden; das Licht wird orange gefärbt ohne Änderung des Kathodenfalles. Wenn aber dann die letzten Unreinheiten verschwinden, steigt der Kathodenfall plötzlich und das Licht wird gelblich. Die Zelle ist jetzt stationär geworden und brennt, wie gesagt, bei 1000 Volt Spannungsfall mit 30—40 Milliampère. Gleichzeitig verstärken sich die Wasserstofflinien und einige Aluminiumlinien, besonders 4663, erscheinen; so lange die Bandenlinien anwesend sind, sind die Wasserstoff- und Aluminiumlinien sehr schwach. Im Spektrum der stationären Zelle sind, ausser Heliumlinien, nur Wasserstoff-, Aluminium- und einige schwache Quecksilberlinien vorhanden. In diesem Zustande kann sie tagelang ohne besondere Aufsicht benutzt werden.

b. Die Spektralapparate. Der erwähnte Plangitterspektrograph ist nach ähnlichen Prinzipien wie der von VOIGT¹ konstruierte von dem einen von uns gebaut, jedoch mit mehreren durch die damalige Arbeit² mit dem Göttingerapparat angezeigten Verbesserungen versehen. Das Gitter, ein sehr gutes Plangitter von MICHELSON, hat 700 Striche pr. mm und 10 × 15 cm geteilte Fläche. Das U-V-Objectiv von STEINHEIL hat eine Brennweite von ca. 3,3 m. In dritter Ordnung hat man dann bei 4686 Å. E. eine Dispersion von 1,23 Å. E. pr. mm.

Das Stufengitter war ein erstklassiger Apparat von HILGER mit 30 Platten, 10,467 mm dick; die Stufenbreite ist 1,0 mm. Der Brechungsindex des Glases kann durch $n = 1,5459 + \frac{120}{\lambda - 1780}$ (λ in Å. E.) dargestellt werden; hieraus ist der Ordnungsabstand für 4686 Å. E. zu 0,321 Å. E. berechnet. Die Aufstellung ist nach dem 3. Typus des HILGER'schen Kataloges gebaut, indem die Apparate in folgender Reihenfolge verwendet werden: Kollimator, Stufengitter, Dispersionsprisma konstanter Ablenkung, Fernrohr. Meist wurde der Apparat so verwendet, dass die Gitter- und Prismaspektren gekreuzt waren. Die beiden Objective haben 50 cm Brennweite und 5 cm Öffnung. Statt des Mikrometerokulars kann eine Kamera mit Teleobjectiv angebracht werden, wodurch die Fernrohrbrennweite auf 150 cm vergrößert wird. Der Ordnungsabstand auf den Platten ist ca. 0,7 mm, die Dispersion also ca. 0,45 Å. E. pr. mm.

Die Lummerplatte (ebenfalls von HILGER) ist 4,625 mm dick und 120 mm lang. Ihr Brechungsindex kann

¹ W. VOIGT u. H. M. HANSEN: Phys. Zeitschr. **13**, 217, 1912.

² H. M. HANSEN: Ann. d. Phys. **43**, 169, 1914.

durch $n = 1,49170 + \frac{79,8}{\lambda - 1520}$ (λ in Å. E.) dargestellt werden; der Ordnungsabstand für 4686 Å. E. ist folglich 0,200 Å. E. Diese Lummerplatte wird in Verbindung mit einem Spektroskop von demselben Typus wie das oben beschriebene benutzt, nur sind die Brennweiten und Öffnungen der Objective halb so gross. Mit der Lummerplatte wurde ohne Teleobjectiv photographiert; der Ordnungsabstand variiert dann von 0,3 bis 1 mm.

c. Der Magnet ist ein wassergekühlter WEISS-Magnet. Der Durchmesser der Endflächen der Polschuhe ist 20 mm, ihre Entfernung 11 mm, wodurch ein hinreichend homogenes Feld gesichert ist.

Die Feldstärke wurde bei den vorläufigen Messungen mittels okularer Beobachtungen der Heliumlinie 6678, die nach PASCHEN normal zerlegt wird, bestimmt. Bei den quantitativen Untersuchungen wurde die Feldstärke mittels der Zinklinie 4680 oder der Aluminiumlinie 4663 gemessen, welche beide gleichzeitig mit 4686 und mit ähnlicher Intensität photographiert werden konnten, indem in der Mitte der Aluminiumkathode ein Zinkstift 1 mm in Durchmesser angebracht wurde. (Wenn die Kathode ganz aus Zink besteht, wird die Zinklinie viel stärker als die Heliumlinie).

Diese Zink- und Aluminiumlinien gestatten auch eine mögliche Verschiebung der Komponenten von 4686 festzulegen; mit einer Linienlänge von ca. 1 mm greift die Zinklinie in 4686 hinein, während die Aluminiumlinie dicht neben 4686 liegt. (Wie erwähnt, war das Stufengitter so orientiert, dass die Spektren gekreuzt waren). Die Zerlegung der Aluminiumlinie 4663 haben wir als normal gefunden; sie scheint bisher nicht auf ZEEMAN-Effekt unter-

sucht zu sein. Fig. 5 (auf der Tafel) zeigt die gegenseitige Lage der 3 Linien 4686, 4680, 4663.

Resultate.

Bisher hat nur die Liniengruppe 4686 Å. E. ($n'' = 3, n' = 4$), — wie erwähnt, bei weitem die stärkste im sichtbaren Gebiet — bei der Untersuchung in Betracht kommen können. Von den 5 Komponenten der ungestörten Gruppe, die nach dem Korrespondenzprinzip möglich sind, sind nur die folgenden 3 in merklicher Intensität zu erwarten:¹

Bezeichnung nach SOMMERFELD	Wellenlänge berechnet	Wellenlänge best. v. PASCHEN	Intensität nach PASCHEN
<i>I a</i>	4685,81	4685,809	7
<i>II b</i>	,71	,703	7,5
<i>III c</i>	,38	,388	3

Die meisten unserer Aufnahmen des ZEEMAN-Effektes sind mit dem Stufengitter gemacht. Da sein Ordnungsabstand bei 4686 Å. E., wie erwähnt, 0,321 Å. E. beträgt, fallen die Komponenten 4685,71 und ,38 der aufeinander folgenden Ordnungen ziemlich genau aufeinander. Diese Überlagerung dürfte sich doch kaum in ernstlicher Weise für die Prüfung der Theorie hindernd in den Weg stellen. Da diese nämlich dieselbe Zerlegung der verschiedenen Komponenten verlangt, sollte das Magnetfeld keine Änderung

¹ Näheres hierüber findet man in der zitierten Dissertation von KRAMERS, wo die betreffenden Komponenten, mit Symbolen, die sich direkt an die Beschreibung des Emissionsprozesses anschliessen, mit bzw. $04 \rightarrow 03$, $13 \rightarrow 12$, $22 \rightarrow 21$ bezeichnet sind. Das genaue Intensitätsverhältniss dieser Komponenten kann jedoch durch das Korrespondenzprinzip allein nicht bestimmt werden, schon deshalb nicht, weil man theoretisch voraussehen kann, dass dieses Verhältniss, ganz abgesehen von der störenden Wirkung äusserer elektrischer Kräfte, wesentlich von den Erregungsbedingungen abhängen muss, wie in einer demnächst erscheinenden Arbeit von BOHR näher erörtert wird.

in der Überlagerung bewirken, und man würde nur eine normale Aufspaltung der beiden getrennten Komponenten erwarten. Nun ist diese Erwartung tatsächlich im wesentlichen durch unsere Arbeit bestätigt, was wohl als eine starke Stütze für die sie voraussagende Theorie angesehen werden darf. Da aber die eine Komponente (4685,38) so viel schwächer als die 2 anderen ist (unter unseren Bedingungen relativ noch viel schwächer als bei PASCHEN), ist es ausserordentlich schwierig zu entscheiden, ob der beobachtete Effekt nicht auch mit einem anomalen Verhalten dieser Komponente vereinbar wäre. Um einen solchen Zweifel zu beseitigen, haben wir versucht die magnetische Zerlegung dieser Komponente 4685,38 mittels einer Plangitteraufnahme, auf welcher die Komponenten getrennt erscheinen, direkt zu bestimmen, aber bei der für diesen Zweck erforderlichen ausserordentlich langen Exponierung, wo es sich um tagelanges Konstanthalten aller Versuchsbedingungen handelt, haben wir bisher keine entscheidenden Resultate erzielen können.

Wir mussten also unsere Aufgabe darauf beschränken, die 2 starken 0,1 Å. E. von einander entfernten und relativ unscharfen Komponenten (theoretische Breite bei 50° C. ca. 0,05 Å. E., welche Breite auch mit der von PASCHEN experimentell bestimmten übereinstimmt) einzeln im Magnetfelde zu untersuchen. Dabei konnte die Plangitteraufstellung wegen zu geringer Dispersion nicht in Betracht kommen, weshalb diese Untersuchung allein mit der Lummerplatte und dem Stufengitter gemacht worden ist.

Um bei der grossen Nähe der unzerlegten Linien ein Zusammenfliessen aller Komponenten zu vermeiden, mussten in beiden Spektralapparaten die parallel und senkrecht zu den Magnetkraftlinien polarisierten Komponenten immer

einzelnen untersucht werden. Verhältnismässig einfach ist noch die Untersuchung der parallel polarisierten Komponenten (p -Komponenten), die deshalb auch die erste Bestätigung der theoretischen Voraussagen gaben. Bei der zu erwartenden normalen Zerlegung muss eine Aufnahme der p -Komponenten genau des gleichen Aussehen, wie eine feldlose Aufnahme haben, was qualitativ mit der Lummerplatte und quantitativ mit dem Stufengitter bei kleineren Feldstärken bis ca. 6000 Gauss innerhalb der erreichten Genauigkeit bestätigt worden ist. (Eine normale ganze Zerlegung von der Grösse des Komponentenabstandes $0,106 \text{ \AA. E.}$ bei 4686 \AA. E. erfordert 5140 Gauss).

Was zunächst die qualitative Bestätigung betrifft, rührt die Möglichkeit einer solchen von dem Umstand her, dass zufällig in der Lummerplatte der Abstand der aufeinander folgenden Spektren, der Ordnungsabstand, ziemlich genau gleich dem doppelten des Komponentenabstandes ist, weshalb eine feldlose Aufnahme der Linie 4686 (abgesehen von der für die Lummerplatte eigentümlichen Änderung des Ordnungsabstandes mit steigender Ordnung) äquidistante Linien im halben Ordnungsabstand gibt (siehe Fig. 4a auf der Tafel). Auch wenn es sich, wie in unserem Falle, um unscharfe Linien handelt, die im Magnetfeld wegen unvermeidlicher Änderungen der Entladungsbedingungen noch unschärfer werden und kaum in Aufnahmen mit der Lummerplatte genaue direkte Messungen ihres Abstandes zulassen, lässt es sich mit ziemlicher Sicherheit konstatieren, ob die p -Komponenten den Abstand der unzerlegten Linien behalten oder z. B. gegen einander verschoben werden, indem sehr geringe Änderungen der Äquidistanz noch beobachtbar sind. Solche Änderungen wurden bei Feldstärken bis ca. 6000 Gauss nicht beobachtet (siehe Fig. 4b auf der Tafel).

Genauere Resultate würden hier nur bei Photometrierung der Schwärzung zu erhalten sein, die aber für eine spätere Arbeit vorbehalten werden muss. Über die bisherigen Resultate bei grösseren Feldstärken wird weiter unten kurz berichtet.

Nähere quantitative Resultate wurden mit dem Stufengitter erhalten beim Vergleich je einer feldlosen Aufnahme und einer Aufnahme der p -Komponenten, die, um Temperaturstörungen auszuschliessen, unmittelbar nach einander aufgenommen waren. Als Vergleichslinien für Festlegung möglicher Verschiebungen wurden, wie oben erwähnt, die Linien Zn 4680 oder Al 4663 benutzt. In der Litteratur haben wir keine direkten Untersuchungen über mögliche Verschiebungen dieser Linien im Magnetfelde gefunden; unsere Aufnahmen zeigen, dass ihre p -Komponenten jedenfalls ihre relative Lage genau behalten. Wir fanden, dass bei Feldstärken bis ca. 6000 Gauss die p -Komponenten innerhalb der Messgenauigkeit dieselben Lagen, wie die beiden Komponenten der unzerlegten Linie einnehmen und vollständig parallel-polarisiert sind; sie zeigen also ein durchaus normales Verhalten. Da die Zerlegungen derjenigen Serienlinien, die einen typischen PASCHEN-BACK-Effekt zeigen, auch anomal in den p -Komponenten sind, ist hiermit schon sehr wahrscheinlich gemacht, dass das aus den Hauptkomponenten der Linie 4686 gebildete Dublet eine magnetische Zerlegung eines für Dublette neuen Typus gibt. Dieses Resultat für die p -Komponenten verdient grosses Vertrauen im Vergleich mit den später erwähnten Resultaten der Messungen der senkrecht polarisierten Komponenten (s -Komponenten), weil im ersten Fall die Bedingungen für eine zuverlässige Messung weit günstiger liegen. Hier handelt es sich ja nur um die Konstatierung der Gleichheit ent-

sprechender Abstände in den 2 Aufnahmen und nicht um die genaue Messung des Abstandes zwischen zwei unscharfen Linien. Die Fehlerquellen, die, wie weiter unten auseinandergesetzt wird, die Messungen mit dem Stufengitter so ausserordentlich erschweren, spielen daher eine kleinere Rolle, obwohl eine Messung, die nicht auf einer eingehenden Untersuchung der Intensitätskurven basiert, auch hier mit einiger Unsicherheit behaftet ist.

Fig. 5 (auf der Tafel) zeigt eine typische p -Aufnahme und zugleich eine feldlose Aufnahme. Als Beispiel einer Messung sei angeführt:

Platte 94 a und b .

Bild:	$\begin{array}{c} a \quad b \\ \quad \quad \quad \\ \\ x \end{array}$	4686 (Vgl. Fig. 5 a und b auf 4680 der Tafel).
-------	---	---

Ohne Feld:	$ax = 0,173 \text{ mm.}$	Mit Feld: $ax = 0,168 \text{ mm.}$
	$xb = 0,345 \text{ »}$	$xb = 0,335 \text{ »}$

Für die senkrecht polarisierten Komponenten waren die experimentellen Schwierigkeiten wesentlich grösser, zunächst wegen der grösseren Komponentenzahl; zu Anfang der

Untersuchung konnten wir daher für die s -Komponenten noch nicht an quantitative Messungen denken, sondern mussten uns mit qualitativen Schlüssen begnügen. Diese sind aber hier nur bei solchen Werten der Feldstärke möglich, die nahe dem oben genannten Werte 5140 Gauss liegen, welche — die Zerlegung als normal vorausgesetzt

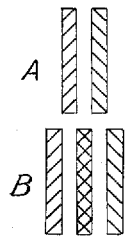


Fig. 2. — für jede Komponente eine ganze Aufspaltung gleich dem Komponentenabstand $0,106 \text{ \AA. E.}$ geben würde. Die bei dieser Feldstärke zu erwartende Zerlegung ist in Fig. 2 erläutert; A zeigt die beiden starken Hauptkomponenten

der unzerlegten Linie 4686 in 2 verschiedenen Schraffierungen; ihre Breite ist dem theoretischen Werte entsprechend gezeichnet; *B* zeigt ihre Zerlegung, die als ein Triplet erscheinen muss, indem die beiden inneren Komponenten an dieselbe Stelle kommen.

Mit der Lummerplatte müsste also eine Aufnahme der *s*-Komponenten bei der erwähnten Feldstärke, unter Voraussetzung normaler Zerlegung, ebensolche äquidistante Linien, wie eine feldlose Aufnahme zeigen, aber gegen die feldlosen um $\frac{1}{4}$ Ordnungsabstand verschoben. Unser Gedanke war zunächst Aufnahmen bei verschiedenen Feldstärken in der Nähe des erwähnten ausgezeichneten Wertes zu vergleichen, um zu sehen, ob ein solches Bild erhalten würde, und bei welcher Feldstärke die Linien dann am schärfsten würden; daraus würde man qualitative Schlüsse betreffend der Aufspaltung ziehen können. Mit der Genauigkeit, die hierdurch zu erreichen war, wurde die Aufspaltung bei diesen Werten der Feldstärke tatsächlich als normal gefunden (siehe Fig. 4c auf der Tafel). Die Bilder waren aber auch für die erwähnte ausgezeichnete Feldstärke nicht so scharf, wie die Bilder der unzerlegten Linie. Ob diese Unschärfe auf ein anomales Verhalten im Magnetfelde zurückzuführen ist, ist jedoch beim jetzigen Standpunkt der Untersuchung nicht zu entscheiden, weil schon eine verschiedene Intensitätskurve der beiden Linien in Abwesenheit des Magnetfeldes dasselbe Resultat herbeiführen würde. Eine solche Verschiedenheit ist um so mehr zu erwarten, als die Wirkung äusserer elektrischer Kräfte auf die beiden Komponenten einen verschiedenen Typus besitzt.¹ Übrigens könnte, selbst wenn die Linien unter idealen Erregungs-

¹ Vgl. H. A. KRAMERS, l. c. p. 348. Siehe auch KRAMERS: Zeitschr. f. Phys. 3, 199, 1920.

bedingungen ein normales Verhalten im Magnetfelde zeigen würden, eine zunehmende Unschärfe beim Anwachsen des Feldes von einer vergrösserten Störung durch die bei der Anwesenheit des Feldes geänderten Entladungsbedingungen hervorgerufen werden.

Im Laufe der Untersuchung gelang es aber die Versuchsbedingungen in solcher Weise zu ändern, dass die Linien sowohl ohne wie mit Magnetfeld so viel schärfer wurden, dass man doch auf mehr quantitative Resultate hoffen durfte. Deshalb wurde zum Stufengitter übergegangen, wo der Ordnungsabstand grösser ist. Die damit erhaltenen Aufnahmen gestatten natürlich auch qualitative Schlüsse, wie es durch Fig. 3 erläutert wird. Fig. 3 A zeigt schematisch eine feldlose Aufnahme mit dem Stufengitter ungefähr in Doppelordnungsstellung für 4686; *a* und *b* sind die beiden 0,106 Å. E. von einander entfernten Hauptkomponenten dieser Linie, *c* und *d* dieselben Komponenten im nächstfolgenden Spektrum des Stufengitters; die Länge der Linien in der Figur soll ihre relative Intensität, unter Voraussetzung gleicher Intensität der beiden Komponenten, angeben, wie sie aus der durch die Kurve angedeuteten Intensitätsverteilung des Stufengitters zu erwarten ist. Fig. 3 B zeigt das dem Fig. 2 B entsprechende Triplet, das bei der Feldstärke 5140 Gauss zu erwarten ist, während C einer um 20% grösseren Feldstärke entspricht. Auch mit dem Stufengitter

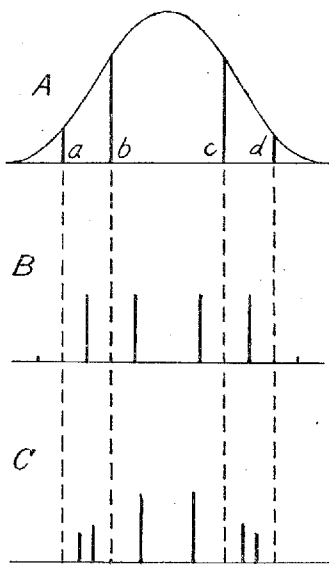


Fig. 3.

beiden 0,106 Å. E. von einander entfernten Hauptkomponenten dieser Linie, *c* und *d* dieselben Komponenten im nächstfolgenden Spektrum des Stufengitters; die Länge der Linien in der Figur soll ihre relative Intensität, unter Voraussetzung gleicher Intensität der beiden Komponenten, angeben, wie sie aus der durch die Kurve angedeuteten Intensitätsverteilung des Stufengitters zu erwarten ist. Fig. 3 B zeigt das dem Fig. 2 B entsprechende Triplet, das bei der Feldstärke 5140 Gauss zu erwarten ist, während C einer um 20% grösseren Feldstärke entspricht. Auch mit dem Stufengitter

wurden die qualitativen Erwartungen bestätigt, wie es z. B. aus der Reproduktion Fig. 6 (auf der Tafel) hervorgeht. Für solche qualitative Untersuchungen wurde übrigens meist die hierfür etwas günstigere Einzelordnungsstellung gewählt. Dagegen wurde die beschriebene Doppelordnungsstellung für die ersten quantitativen Messungen benutzt, wo der Abstand der innersten Komponenten der aufeinander folgenden Triplets ausgemessen wurde. Diese Ausmessungen, die sich auf Werte der Feldstärke bis auf ca. 7000 Gauss erstreckten, zeigten auch, dass die Aufspaltung von der Größenordnung der normalen war, — die Abweichungen waren nicht über 10 % —, aber bei der Unschärfe der Linien kommt besonders die Korrektion für die von der Intensitätsverteilung des Stufengitters herrührende Verschiebung der Linien hier stark zur Geltung, und diese ist ohne Kenntnis der Intensitätsverteilung in den Linien selbst nicht leicht zu ermitteln.¹

Abgesehen von Berücksichtigung dieser Korrektion gestattet aber diese Messmethode nicht die Aufspaltung der 2 Komponenten einzeln zu ermitteln. Dafür muss man die Vergleichslinien, hier am besten die *Al*-Linie 4663, heranziehen. Solche Messungen sind auch in grösserer Zahl ausgeführt. Als Beispiel einer solchen Messung sei angeführt:

Platte 102 *a* und *b*.

Feldstärke $H = 0$.	Bild		a		b		4686 (<i>He</i>) (vgl. Fig. 6 <i>a</i> auf
							4663 (<i>Al</i>) der Tafel)
			x				

Abstand $ax = 0,256$ mm

$xb = 0,210$ mm

¹ In diesem Zusammenhang möchte darauf aufmerksam gemacht werden, dass es in unserem Falle nicht möglich ist diese Verschiebung in einer entsprechenden einfachen Weise zu ermitteln, wie MERTON in einer neulich erschienenen Arbeit (Proc. Roy. Soc. **97**, 307, 1920) es gethan hat.

b) Feldstärke $H = \text{ca. } 5000$. Bild					4686	(vgl. Fig. 6b auf der Tafel)
					4663	
			x			

(x : Lage der unzerlegten A_1 -Linie).

$$\text{Abstand } ax = 0,138 \text{ mm}$$

$$xb = 0,121 \text{ mm}$$

Aufspaltung der A_1 -Linie 0,123 mm.

Hieraus $\Delta\lambda_a = 0,118$ mm, $\Delta\lambda_b = 0,099$ mm.

Die angeführte Messung gibt also für die eine (die langwellige) Komponente eine fast normale Aufspaltung, für die andere dagegen eine um ca. 20% kleinere Aufspaltung, und ähnliche Resultate haben wir im grossen und ganzen durch alle unsere Messungen der s -Komponenten bei Feldstärken dieser Grössenordnung erhalten, indem wir, abgesehen von den Schwankungen der einzelnen Messungen, die innerhalb etwa 20% liegen, immer für die langwellige Feinstrukturkomponente eine rein normale Aufspaltung bekamen, für die kurzwellige dagegen eine Lage der gemessenen ZEEMAN-Komponente, die einer etwas kleineren Aufspaltung entsprechen würde. Indessen darf bei der grossen Bedeutung der vielen Fehlerquellen doch nicht behauptet werden, dass die so gefundene Abweichung reell ist. Zunächst gibt die Intensitätsverteilung des Stufengitters bedeutende Verschiebungen der unscharfen Linien, die auch, wenn die Lage dieser Linien auf der Intensitätskurve des Stufengitters bekannt wäre, nicht ohne Kenntnis der Intensitätsverteilung der Linien selbst genau zu berechnen wären; besonders muss man darauf vorbereitet sein, dass eine eventuelle verschiedene Intensitätsverteilung der beiden Komponenten, die wie erwähnt durch die Anwesenheit äusserer elektrischer Kräfte hervorgerufen werden könnte, eine verschiedene Verschiebung geben würde. Weiter kommen subjektive Schwie-

rigkeiten bei der Einstellung auf unscharfe naheliegende Linien, wo Kontrastwirkungen und ähnliches störend wirken, in Betracht. Damit man hoffen kann, hier noch weiter zu kommen, muss jedenfalls zum Photometrieren der Schwärzung übergegangen werden, das wir aber, wie erwähnt, für eine spätere Arbeit vorbehalten wollen.

Aus allen Aufnahmen sowohl der parallel wie der senkrecht polarisierten Komponenten bei Feldstärken bis auf ca. 6000 Gauss geht also hervor, dass die beiden starken Komponenten 4685,81 und 4685,71 unabhängig jede als in ein Triplet zerlegt erscheinen, das hinsichtlich der Polarisation völlig normal und hinsichtlich der Aufspaltung jedenfalls nahe normal ist. Damit ist also sehr wahrscheinlich gemacht, dass das Zerlegungsbild für diese Felder von einem wesentlich anderen Typus als dasjenige der Alkalidublette ist und, soweit die bisherige Genauigkeit reicht, mit den Voraussagen der Theorie übereinstimmt.

Auf die Untersuchung der Zerlegung auch bei grösseren Feldstärken haben wir viel Arbeit verwendet, aber die experimentellen Schwierigkeiten werden hier bedeutend grösser. Von den bisherigen Resultaten bei grösseren Feldstärken sei doch erwähnt, dass wir besonders eine Reihe von Bildern der p -Komponenten bei Feldstärken bis ca. 20000 Gauss mit der Lummerplatte aufgenommen haben; ein Beispiel ist in Fig. 4d (auf der Tafel) gezeigt. Diese zeigen eine geringe allmähliche Änderung des Bildes bei wachsender Feldstärke, die eine Verminderung des Abstandes der Feinstrukturkomponenten entsprechen würde und besonders eine Verschiebung der kurzwelligen dieser Komponenten. Bei der Diskussion der Ursache dieser Änderung muss aber die grosse Möglichkeit für die Ver-

stärkung äusserer störender Wirkungen durch das Wachsen des Magnetfeldes berücksichtigt werden. Besonders muss an den von WIEN¹ entdeckten Effekt — die Wirkung der Lorentzkräfte auf ein emittierendes Atom, das sich nicht parallel den Magnetkraftlinien bewegt — gedacht werden. Diese Kraft steht senkrecht auf der Magnetkraft, und für einen solchen Fall liegt eine detaillierte Diskussion des theoretisch zu erwartenden Effekts noch nicht vor.

Der Untersuchung der *s*-Komponenten bei grösseren Feldstärken stehen noch grössere Schwierigkeiten im Wege. Man könnte sich wohl denken, dass qualitative Schlüsse über den Typus der Aufspaltung für solche Feldstärken, die einfache Multipla der oben erwähnten ausgezeichneten Feldstärke (5140 Gauss) sind, zu erhalten wären. Einige Aufnahmen bei der doppelten dieser Feldstärke waren aber nicht scharf genug, um einigermassen sichere Schlüsse zu erlauben.

Anhang.

Mit kleinen Änderungen gestattet die beschriebene Zelle auch die gleichzeitige Beobachtung der ZEEMAN- und STARK-Effekte mit parallelen Feldern, ein theoretisch sehr wichtiger und interessanter Fall.

Dafür wurde eine Zelle mit etwas grösserem Elektrodenabstand hergestellt, und ihre Aluminiumkathode so geformt, dass sie etwas in die Quarzröhre *F* (Fig. 1) hineinragte, damit man die Stelle, wo die elektrische Feldstärke die nötige Grösse hat, der Beobachtungsröhre gegenüber verlegen konnte. Wir sind hiermit noch nicht über die Vorversuche hinausgekommen, haben aber für die Linie 4922 des gewöhnlichen Heliumspektrums sicher festgestellt, dass

¹ W. WIEN: Ber. d. Berlin. Akad. d. Wiss. 48, 70, 1914.

der STARK- und der ZEEMAN-Effekt unabhängig von einander verlaufen, entsprechend dem, was man für die Feinstrukturkomponente der Wasserstoff- und Helium-Funkenspektren — welche Komponenten nach der SOMMERFELD'schen Theorie ja den gewöhnlichen Linien der anderen Spektren entsprechen — theoretisch zu erwarten hat.¹ Für die Linie 4686 haben wir noch keine entscheidenden Resultate.

Zusammenfassung.

Die Arbeit bezweckte eine Prüfung der Theorie der magnetischen Zerlegung der Linien der wasserstoffähnlichen Spektren. Für kleinere Feldstärken waren die Resultate sowohl hinsichtlich der Polarisierung, wie hinsichtlich der Lage der beobachteten Komponenten innerhalb der erreichten Genauigkeit vereinbar mit der Erwartung der Theorie, nämlich dass jede Komponente der Feinstruktur der betreffenden Linien eine von den anderen Komponenten ungestörte normale ZEEMAN-Zerlegung geben soll. Bei größeren Feldstärken treten bei den Messungen allmählich wachsende Abweichungen von den theoretischen Erwartungen hervor, die aber voraussichtlich auf die bei Anwachsen des Magnetfeldes unvermeidbaren Störungen durch elektrische Felder zurückgeführt werden können. Jedenfalls scheint es sichergestellt, dass der Zerlegungstypus der betreffenden Linien wesentlich von dem Typus des Alkalidoublets verschieden ist. Es ist beabsichtigt die Arbeit durch Heranziehung photometrischer Untersuchungen weiterzuführen.

Kopenhagen, 19. Novbr. 1920.

¹ N. BOHR: Kgl. D. Vid. Selsk. Skr. Nat.-Math. Afd. (8) IV 1, p. 92, 1918.

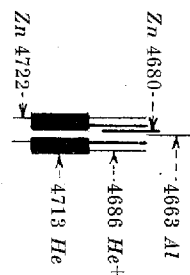
Erklärung der Tafel.

Fig. 4. Aufnahmen mit der Lummerplatte (Platte und Dispersionsprisma gekreuzt). Die He-Funkenlinie 4686 ist durch Pfeile unten markiert; die überexponierte Linie links ist He 4713, die scharfe Linie rechts ist Al 4663, die unscharfe Linie weiter rechts ist unbekanntes Ursprunges (Ältere, noch nicht ganz reine Aufnahmen ohne die später benutzten Zn-Linien.)

- Feldlose Aufnahme. Die 2 starken Feinstrukturkomponenten sind gut getrennt.
- Aufnahme der p -Komponenten bei $H=5100$ Gauss. Fast das gleiche Aussehen, wie die feldlose Aufnahme (Vgl. S. 16).
- Aufnahme der s -Komponenten bei $H=5100$ Gauss. Äquidistante Linien um $1/4$ Ordnungsabstand gegen die feldlosen verschoben, was durch Vergleich mit der ebenfalls normal aufgespaltenen Al-Linie zu konstatieren ist. (Vgl. S. 19).
- Aufnahme der p -Komponenten bei $H=ca. 15000$ Gauss. Feinstrukturkomponenten fast verschmolzen. (Vgl. S. 23).

Fig. 5 und 6. Aufnahmen mit dem Stufengitter (Gitter und Dispersionsprisma gekreuzt.)

Fig. 5 a. Feldlose Aufnahme. Die Linien können mittelst der beistehenden Figur identifiziert werden. 4686 ist nicht genau in Doppelordnungsstellung, weshalb die oberste der auf dieser Figur dargestellten 4 Feinstrukturkomponenten der 2 aufeinander folgenden Ordnungen auf der Aufnahme sehr schwach ist. (Vgl. S. 13).



- Aufnahme der p -Komponenten bei $H=5100$ Gauss. Genau das gleiche Aussehen wie Fig. 5 a mit der Ausnahme, dass die Zn-Linie 4722 aufgespalten ist. Ihre p -Komponenten haben halb-normale Aufspaltung. (Vgl. S. 17).
Die Aufnahmen Fig. 5 a und 5 b sind unmittelbar nach einander genommen.

Fig. 6 a. Feldlose Aufnahme (ohne Zn-Linien); 4686 in Doppelordnungsstellung.

- Aufnahme der s -Komponenten bei $H=5100$ Gauss. Von den nach S. 22 zu erwartenden 2 Triplets fallen die beiden äusseren Komponenten wegen zu geringer Intensität fort, die übrigen Komponenten sind ungefähr gleich intensiv, alles in Übereinstimmung mit der Fig. 3 B.
Die Aufnahmen Fig. 6 a und 6 b sind unmittelbar nach einander genommen.

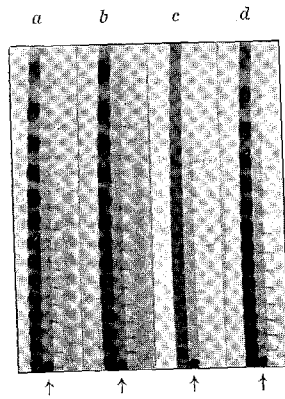


Fig. 4.

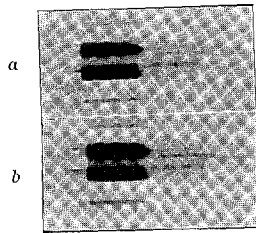


Fig. 5.

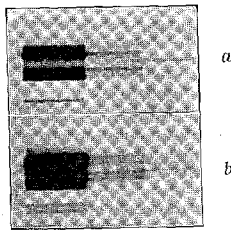


Fig. 6.

