

Die Druckverbreiterung der Balmer-Linien und der diffusen Linien des Heliums*

Von CARL-RUDOLF VIDAL

Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München

(Z. Naturforschg. **19 a**, 947—967 [1964]; eingegangen am 24. Februar 1964)

By means of a stationary radio frequency discharge producing homogeneous plasmas of hydrogen ($N_e = 1.4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1850 \text{ }^\circ\text{K}$) and helium ($N_e = 2.7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 1850 \text{ }^\circ\text{K}$), line profiles are measured photoelectrically with high accuracy. With sufficient energy, differences in intensity of more than 3 decades can be recorded. Profiles calculated on the basis of a quasistatic theory taking into account the mutual COULOMB interaction of the particles agree better than 5% with the measured, exclusively pressure broadened, BALMER lines, H_8 to H_{15} . The electron densities determined from the H_{10} to H_{14} line differ by not more than 1%.

Line profiles of the diffuse series of helium, including the "forbidden" components, have been measured. It turns out that the intensity in the wing of the triplett lines is proportional to $\Delta\nu^{-2.5}$ and in the wing of the first singulett lines is proportional to $\Delta\nu^{-2.0}$. The profiles of the triplett lines have been used to determine the electron density. These densities agree with those obtained from the merging of the last decernable lines.

Ein in der Plasmaphysik häufig angewandtes Verfahren zur Bestimmung der Elektronen- und Iondichten ist die Messung druckverbreiterter Linienprofile, bei deren Auswertung immer wieder das Problem auftaucht, welche der bisher zur Verfügung stehenden Druckverbreiterungstheorien im einzelnen zu berücksichtigen ist und damit zu einwandfreien Dichtewerten führt. Wie in den zusammenfassenden Darstellungen von UNSÖLD¹, MARGENAU und LEWIS², TRAVING³, BREENE⁴ u. a. eingehend erläutert wird, ist es üblich, an das Problem der Druckverbreiterung von zwei wesentlich verschiedenen Seiten aus heranzugehen.

Im einen Fall, der Stoßdämpfungstheorie, betrachtet man die durch ein vorbeifliegendes Teilchen hervorgerufenen, kurzzeitigen Störungen des Leuchatoms. Im klassischen Bild haben wir es dabei mit einzelnen Phasenstörungen eines ungestörten Wellenzuges zu tun. Die FOURIER-Analyse aller auf diese Weise entstehenden Wellenzüge führt auf das Dispersionsprofil der Stoßdämpfungstheorie.

Im anderen Fall, der quasistatischen Verbreiterungstheorie, vernachlässigt man die Bewegung der

Störteilchen und überlegt sich, mit welcher Wahrscheinlichkeit im Zeitmittel das von den Störteilchen hervorgerufene Mikrofeld am Ort des Leuchatoms die Größe F hat. Ist der STARK-Effekt, d. h. der Zusammenhang zwischen der Frequenzverstimmung eines Zustandes $\Delta\nu$ und dem äußeren Feld F bekannt, so errechnet sich daraus direkt das Linienprofil. Beide Theorien stellen jedoch Grenzfälle einer allgemeinen Theorie der Druckverbreiterung dar.

Zur experimentellen Bestätigung der skizzierten Theorien sind eine Reihe von Arbeiten erschienen, die in den zuvor erwähnten Zusammenfassungen, insbesondere der Darstellung von TRAVING³, aufgeführt sind. Während der überwiegende Anteil der an Laborplasmen durchgeführten Arbeiten die Druckverbreiterung in einem Bereich der Elektronendichte von etwa $10^{15} < N_e < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ zum Gegenstand hat, sind in dem Dichte- und Temperaturbereich um $N_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und $T_e = 2000 \text{ }^\circ\text{K}$, der in vorliegender Arbeit auf photoelektrischem Wege mit Hilfe einer erstmals von SCHLÜTER⁵ angegebenen, weiterentwickelten Hochfrequenzentladung^{5a} untersucht wird, bisher nur zwei experimentelle Arbeiten

* Dissertation der Fakultät für Maschinenwesen und Elektrotechnik der Technischen Hochschule München 1964. Auszugsweise vorgetragen auf der Frühjahrstagung in Karlsruhe vom 18. – 21. März 1964.

¹ A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, Verlag Springer, Berlin 1955.

² H. MARGENAU u. M. LEWIS, Rev. Mod. Phys. **31**, 569 [1959].

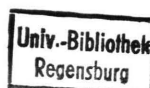
³ G. TRAVING, Über die Theorie der Druckverbreiterung von Spektrallinien, Verlag G. Braun, Karlsruhe 1960.

⁴ R. G. BREENE, The Shift and Shape of Spectral Lines, Pergamon Press, London 1961.

⁵ H. SCHLÜTER, Z. Naturforschg. **15 a**, 281 [1960].

^{5a} Der Aufbau geht auf eine ionenquellenartige Anordnung zurück nach B. KOCH u. H. NEUERT, Z. Naturforschg. **4 a**, 456 [1949]. – H. NEUERT, H. S. STUCKENBERG u. H. P. WEIDNER, Z. Angew. Phys. **6**, 303 [1954].

⁶ K. BERGSTEDT, E. FERGUSON, H. SCHLÜTER u. H. WULFF, Proc. 5th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Vol. I, p. 437, North Holland Publishing Company, Amsterdam 1961.



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

VON BERGSTEDT et al.⁶ und FERGUSON und SCHLÜTER⁷ zu nennen. Aus ihnen geht die Druckverbreiterung einer Reihe von BALMER-Linien hervor.

Sinn dieser Arbeit ist es nun, gegenüber den bei den letztgenannten Arbeiten die Meßgenauigkeit zu steigern, den Meßbereich im Linienflügel zu kleineren Linienintensitäten hin zu erweitern und neben einer vollständigen Darstellung aller bei der untersuchten Elektronendichte meßbaren BALMER-Linien die Profile aller meßbaren diffusen Linien des Heliums aufzunehmen. Ein kritischer Vergleich mit den vorhandenen Druckverbreiterungstheorien wird durchgeführt.

I. Die Anordnung der Hochfrequenzentladung, die Eigenschaften des untersuchten Plasmas und das Meßverfahren

1. Die experimentelle Anordnung der Hochfrequenzentladung

Schema und Aufbau der Entladungsapparatur gehen aus Abb. 1 hervor. Wie eingehend von SCHLÜTER⁵ beschrieben wurde, brennt in einem flaschenförmigen Magnetfeld eine stationäre Hochfrequenzentladung. Dabei bildet sich unter geeigneten Bedingungen in dem einen Ende der magnetischen Flasche ein intensiver, deutlich abgegrenzter, homogener Plasmakern aus, der im folgenden untersucht wird.

Um die hohe Genauigkeit zu erreichen, wie sie für eine zuverlässige Messung der Druckverbreiterung erforderlich ist, waren gegenüber der SCHLÜTERSchen Anordnung eine Reihe von Verbesserungen notwendig. So wurde die Anordnung der Magnetfeldspulen erweitert. Zu den Spulen 2 und 4, die für sich allein schon ein flaschenförmiges Magnetfeld erzeugen, kommen die Spulen 1, 3 und 5, von denen die Spule 3 ein zu den übrigen Spulen entgegengesetztes Magnetfeld liefert. Variable Nebenschlüsse an den einzelnen Spulen erlauben eine stetige Einstellung der Magnetfeldkonfiguration, die so gewählt wurde, daß sich ein möglichst großer, intensiver und gegen Schwankungen von Druck, Magnetfeld und Senderleistung stabiler Entladungskern ausbildet. In dieser Einstellung besitzt das Magnetfeld im Bereich des Entladungskernes den 3,6-fachen Wert des Feldes in der Ebene der Senderspule. Es hat bei den in der Arbeit wiedergegebenen Messungen für Helium seinen optimalen Wert bei 2300 Gauß und für Wasserstoff bei 1850 Gauß. Das Magnetfeld wurde durch Flußmessungen und mit Hilfe der ZEEMAN-Aufspaltung der Heliumlinie $\lambda = 4713 \text{ \AA}$ ermittelt. Diese Linie eignet sich besonders gut, da die Linie $4^3S_1 - 2^3P_0$ nur zwei zirkular polarisierte σ -Komponenten mit einem LANDÉSchen g -Faktor von 2 besitzt und die beiden eng

benachbarten Linien $4^3S_1 - 2^3P_{1,2}$, die einen PASCHEN-BACK-Effekt zeigen, weit genug entfernt sind.

Um eine extrem saubere Gasfüllung des Entladungsröhres zu ermöglichen, ist ein Pumpstand vorgesehen, dessen Hochvakuumteil ausheizbar ist und Enddrucke von 10^{-9} bis 10^{-10} Torr erreicht. Der Einlaß des Gases erfolgt bei Wasserstoff über ein Palladiumventil und bei Helium über ein mit Platindrähten geheiztes Quarzventil und kann wahlweise oder gleichzeitig geschehen.

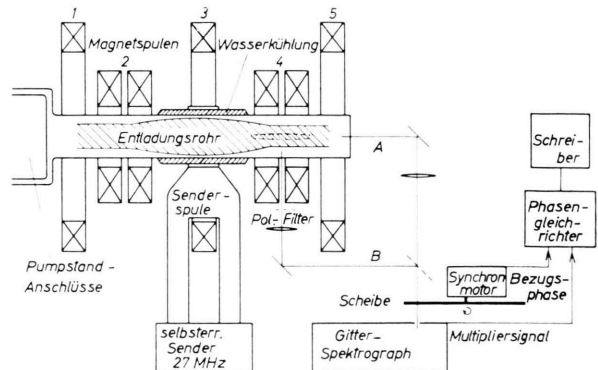


Abb. 1. Die prinzipielle Anordnung des Entladungsrohres, der Senderspule und der Magnetfeldspulen und die schematische Darstellung des Meßverfahrens.

In dieser Arbeit werden bei einem Füllgasdruck von 0,25 Torr nur reine Helium- bzw. Wasserstoffplasmen nahezu gleicher Dichte und Temperatur untersucht. Um während der Entladung einen konstanten Druck zu gewährleisten, muß bei Wasserstoff mit durchströmendem Gas gearbeitet werden, dessen Druck durch das automatisch geregelte Palladiumventil aufrechterhalten wird. Es hat sich nämlich gezeigt, daß während der Entladung Wasserstoff an den Wänden adsorbiert wird und Wasserdampf entsteht, der sich im Spektrum durch deutliche OH-Banden bemerkbar macht. Bei Helium dagegen genügt eine einmalige Füllung, deren Druck über Monate hinweg nur geringfügig abnimmt.

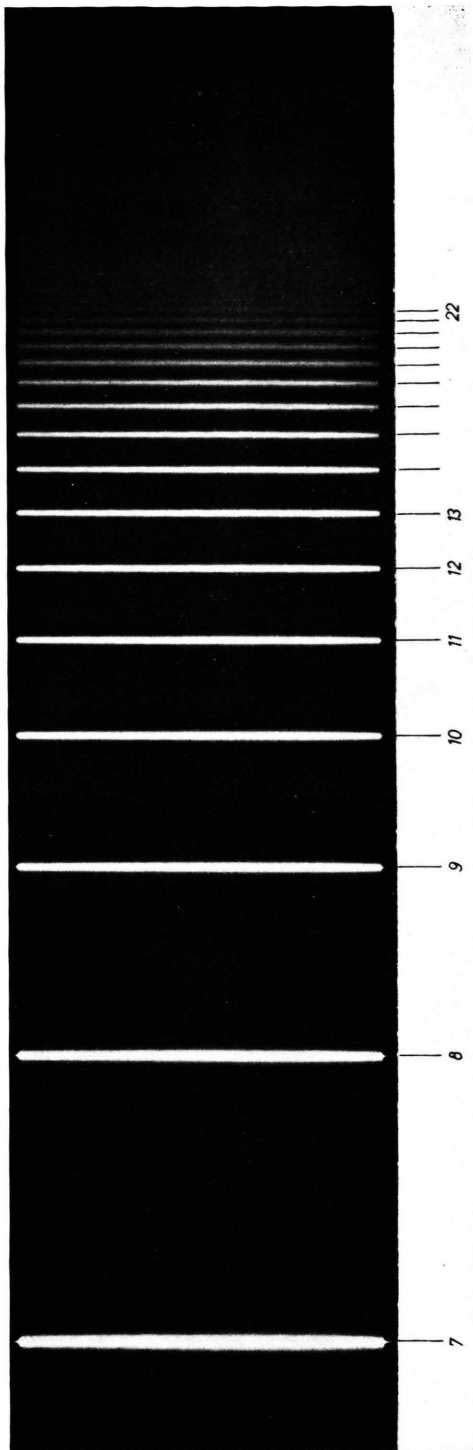
Abb. 2 zeigt eine „end on“-Aufnahme des Entladungskernes bei Heliumfüllung. Bei längerem Dauerbetrieb beobachtet man auf der aus einem Ultrasilfenster bestehenden Endfläche des Quarzentladungsrohres zwei schwache ringförmige Niederschläge (Abb. 3), die sich bei axialer Betrachtung genau im Bereich der dunkler erscheinenden Zonen der Entladung ausbilden. Außerdem verschwinden bei längerem Betrieb die restlichen, sehr schwachen Verunreinigungslinien im Spektrum nahezu ganz, d. h. also, daß sich die Entladung in gewissem Ausmaß selbst reinigt.

2. Die Eigenschaften des untersuchten Plasmas a) Die Spektren

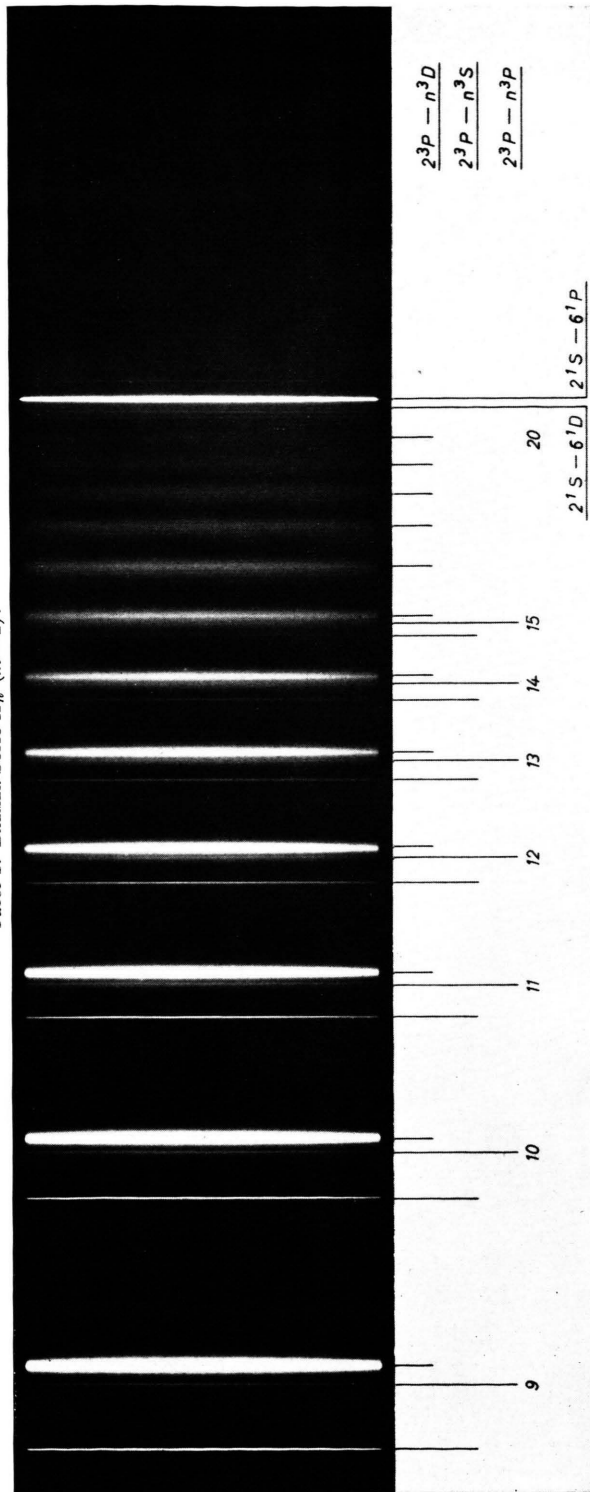
Wie aus den Tafeln 1 bis 6 * hervorgeht, liefert die beschriebene Entladung extrem saubere Spektren

⁷ E. FERGUSON u. H. SCHLÜTER, Ann. Phys., New York **22**, 351 [1963].

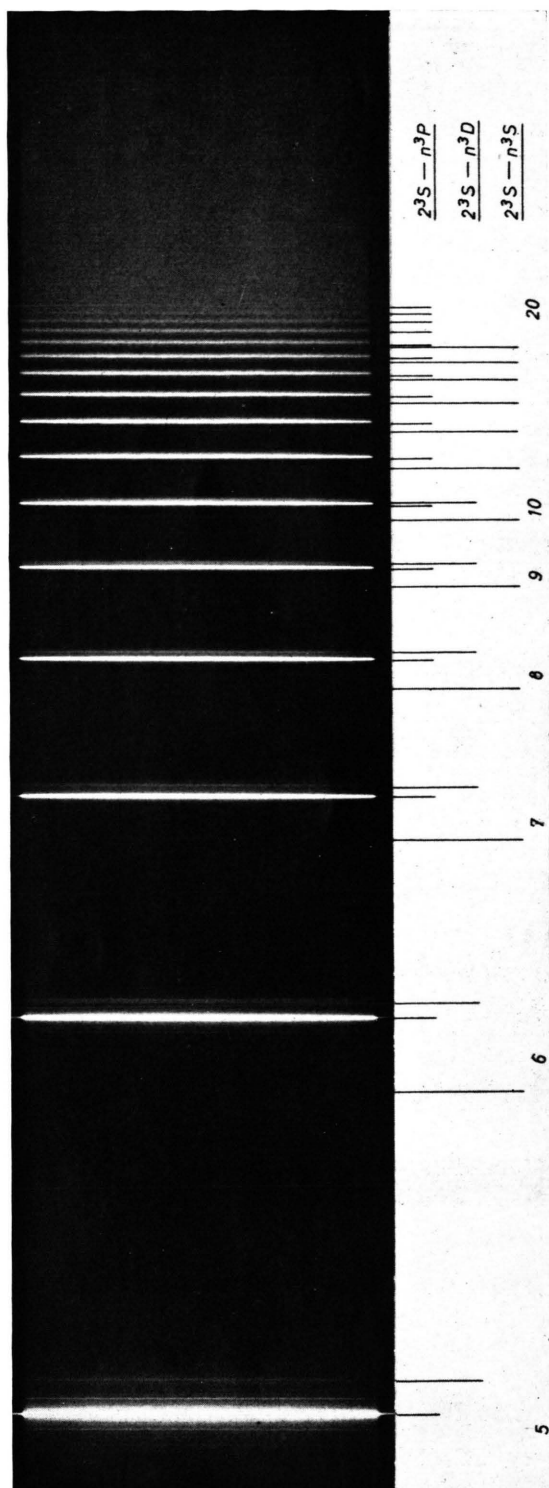
* Siehe Seite 948 a–c.



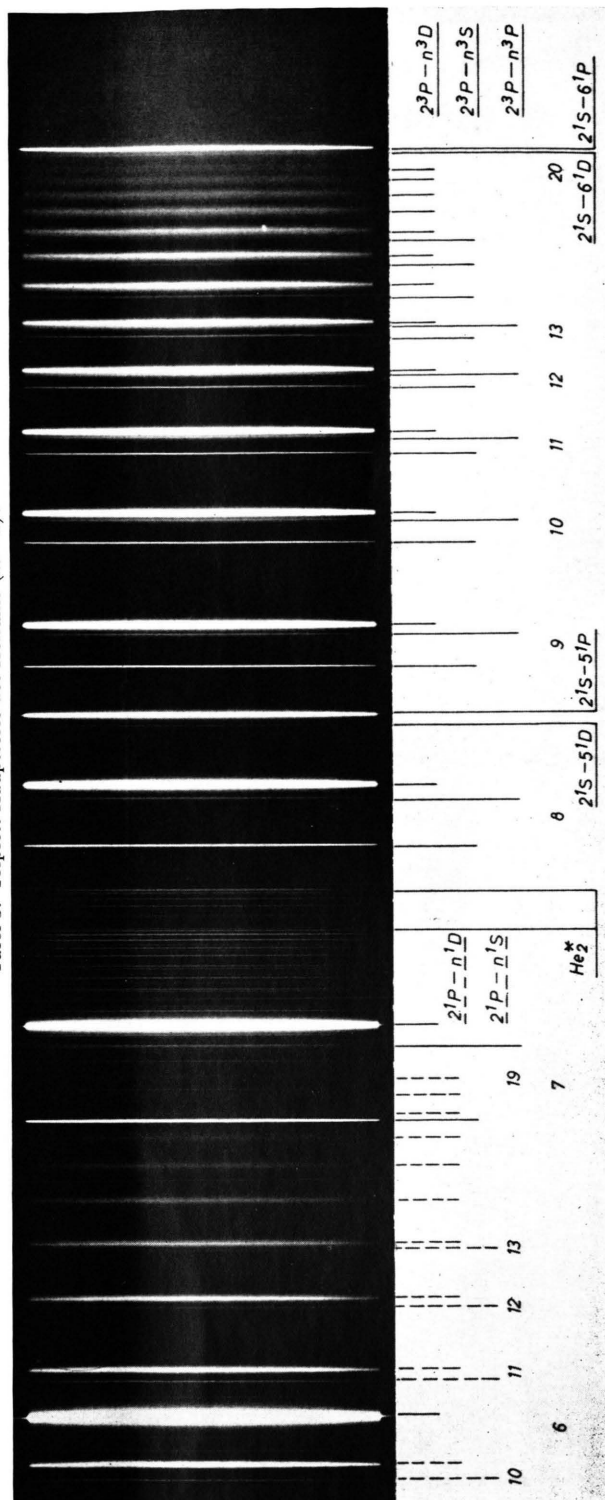
Tafel 1. BALMER-Serie H_n ($m=1$).



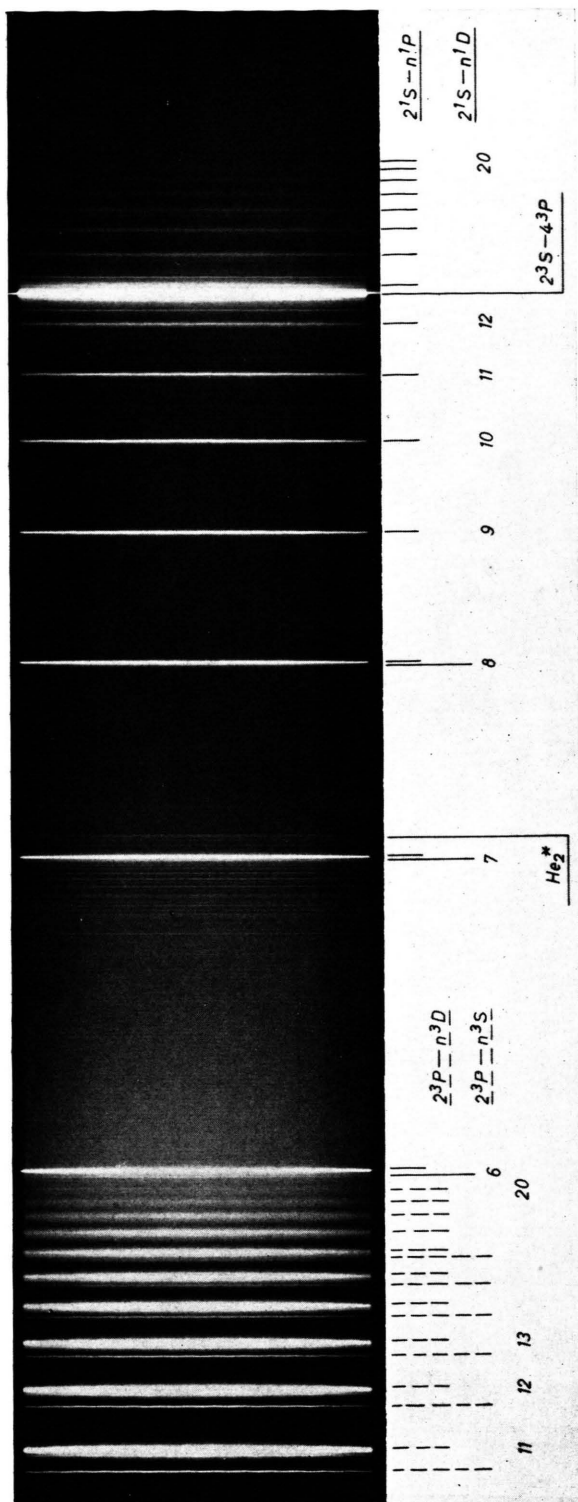
Tafel 2. Triplett-Nebenserien des Heliums ($m=2$).



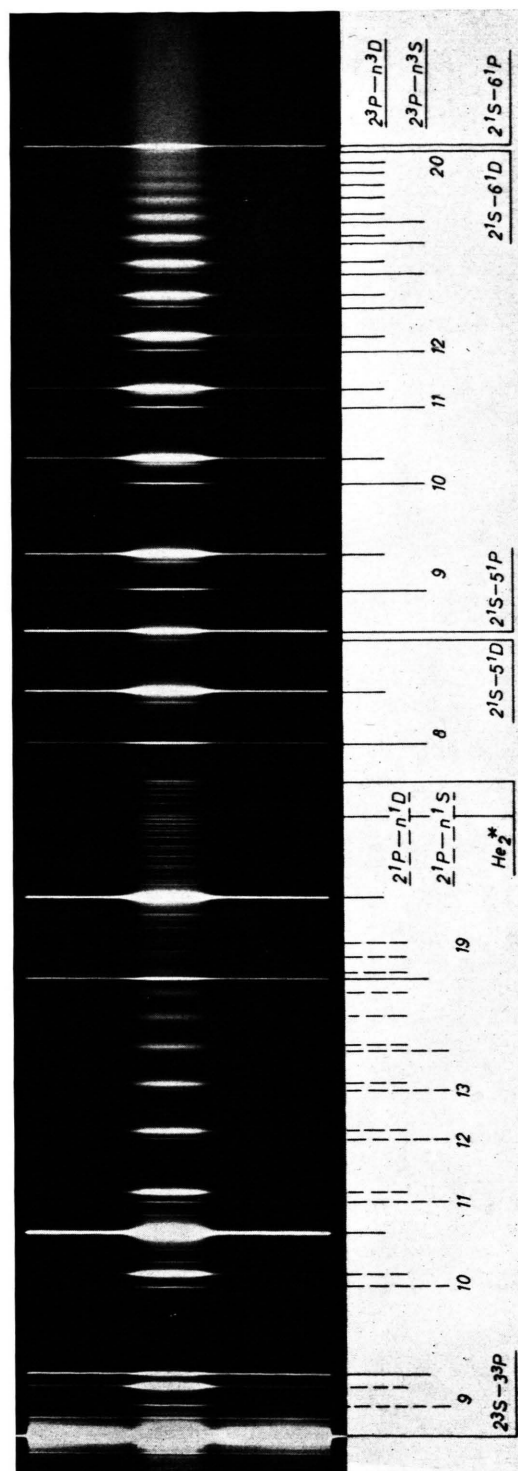
Tafel 3. Triplet-Hauptserie des Heliums ($m=1$).



Tafel 4. Singulett-Nebenserien und Triplet-Nebenserien des Heliums ($m=1$).



Tafel 5. Triplett-Nebenserien und Singulett-Hauptserie des Heliums ($m=1$).



Tafel 6. Singulett-Nebenserien und Triplett-Nebenserien des Heliums bei verkleinerter Abbildung des Entladungskernes ($m=1$).

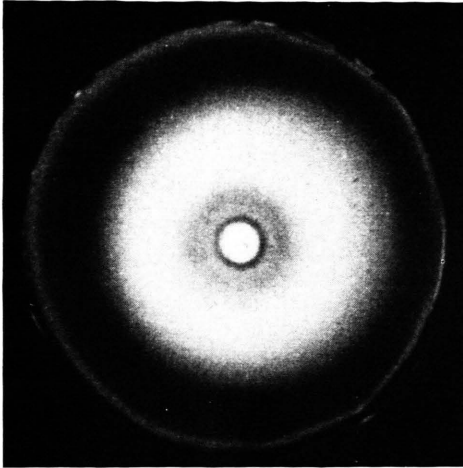


Abb. 2. „end on“-Aufnahme der Entladung bei Heliumfüllung.

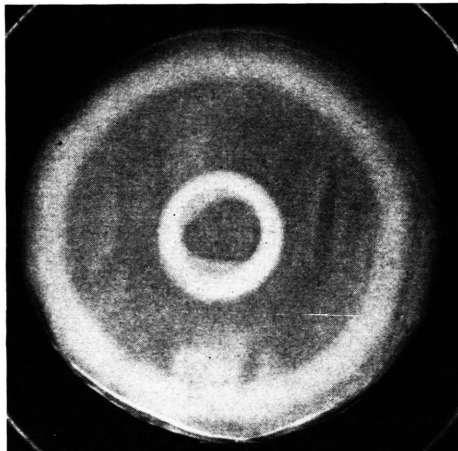


Abb. 3. Niederschlag auf dem Ultrasilfenster nach mehrwöchigem Dauerbetrieb.

von Wasserstoff und Helium, deren Reinheit Voraussetzung für die Genauigkeit der gemessenen Profile und Kontinua ist. Während in den Aufnahmen von Tafel 1 – 5 der Entladungskern 3,4-fach vergrößert auf dem Eintrittsspalt des Spektrographen abgebildet wurde, ist in Tafel 6 eine Verkleinerung 1 : 2 gewählt worden, die einen Vergleich zwischen der Plasmaballung des Kerns und dem umgebenden Plasma sehr viel geringerer Elektronendichte ermöglicht. Die Tafel zeigt, daß die höheren Serienglieder und die Kontinua fast ausschließlich vom Entladungskern emittiert werden.

Tafel 1 zeigt ein verbessertes Spektrum der BALMER-Serie, wie es SCHLÜTER⁵ erstmals beobachtete. In den Tafeln 2 bis 6 sieht man die Neben- und Hauptserien des Singulett- und Triplettensystems von Helium mit einer bisher noch nicht erreichten Reinheit, welche es auch erlaubt, die durch die Mikrofelder des Plasmas hervorgerufenen verbotenen Übergänge zu studieren. Im einzelnen können verbotene Linien folgender Serien beobachtet werden:

$2^3P - n^3P$ (Tafel 2, 4, 5, 6), $2^3P - n^3F$,

$2^3S - n^3D$, $2^3S - n^3S$ (Tafel 3),

$2^1P - n^1P$, $2^1P - n^1F$, $2^1S - n^1D$ (Tafel 4, 5).

Daneben treten als einzige, wesentliche Störlinien einige Heliummolekülbanden auf, die nach Tafel 6 nur in der Plasmaballung entstehen und einen unmittelbaren Hinweis auf die sehr viel größere Plasmadichte im Kern geben. Außerdem erkennt man neben den sehr intensiven Linien auf beiden Seiten symmetrisch liegende schwache Gittergeister. Auf jeder Tafel ist die Ordnung m des Spektrographen angegeben, in der die Aufnahme gemacht wurde.

Für die Charakterisierung der Plasmaballung im Kern ist es wichtig zu wissen, daß es sich hierbei um kein thermisches Plasma handelt, sondern daß erst von Hauptquantenzahlen von ungefähr 8 bis 10 ab mit einer thermischen Besetzung nach SAHA-BOLTZMANN zu rechnen ist, wenn man von der Elektronentemperatur und der Elektronendichte ausgeht. Die zugehörige Temperatur wird später aus den Kontinua ermittelt. Wie v. GIERKE et al.⁸ und SCHLÜTER⁹ im einzelnen gezeigt haben, kommt im Kern ein lokales Ionisations-Rekombinations-Gleichgewicht zustande, bei dem schnelle Elektronen geringer Dichte (z. B. $N_e \sim 3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, $T_e \sim 70\,000 \text{ °K}$) die Anregung und Ionisation bewirken und eine so entstandene Gruppe kalter Elektronen hoher Dichte (z. B. $N_e \sim 1,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \sim 2500 \text{ °K}$) wieder rekombiniert. Dies führt zu einem stationären Plasma, bei dem die Terme niedriger Hauptquantenzahl gegenüber thermischer Besetzung unterbevölkert sind, wenn man von den Zustandsgrößen der kalten Elektronen ausgeht. Für die Druckverbreiterung kommt es nur auf die für die Rekombination maßgebende Gruppe kalter Elektronen hoher Dichte an.

⁸ G. v. GIERKE, G. LISITANO, G. MÜLLER, H. SCHLÜTER, H. TUTTER u. H. WULFF, Proc. 5th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Vol. I, p. 380, North Holland Publishing Company, Amsterdam 1961.

⁹ H. SCHLÜTER, Z. Naturforsch. **18 a**, 439 [1963].

b) Die Homogenität des untersuchten Plasmas

Um die Homogenität der Plasmaballung zu ermitteln, wurde die Entladung in „end on“-Beobachtung verkleinert auf den Eintrittsspalt abgebildet (Strahlengang A der Abb. 1) und mit einem sehr kurzen Austrittsspalt des stigmatisch abbildenden Gitterspektrographen in radialer Richtung abgetastet. Vergleicht man das Profil von optisch dünnen, vorwiegend druckverbreiterten Linien aus verschiedenen radialen Zonen der Plasmaballung miteinander, so zeigt sich, daß die Profile in ihrem relativen Verlauf selbst bei der sehr hohen Meßgenauigkeit der Anlage im gesamten Bereich der Plasmaballung praktisch übereinstimmen. Für die Messungen wird jedoch nur das Licht von einem relativ kleinen Bereich des Kerns ausgenutzt. Dieser Bereich ist in Abb. 4 durch die gestrichelte Linie angedeutet und kann in den weiteren Untersuchungen als vollkommen homogen betrachtet werden.

Nimmt man die Maximalintensität einer Linie als Funktion des Abstandes von der Achse der Entladung auf, so ergibt sich ein räumliches Intensitätsprofil, wie es in Abb. 4 für die optisch dünne Linie $2^3\text{P}-7^3\text{D}$ und die merklich optisch dicke Linie $2^3\text{P}-3^3\text{D}$ zu sehen ist. Die Intensität im Entladungskern hängt nur von der Schichtdicke des Plasmakernes ab, der etwa die Form eines Rotationsellipsoids hat. Bei den Messungen konnte festgestellt werden, daß die ersten, sehr intensiven ein bis zwei Linien einer Serie ein ausgeprägtes Minimum der Intensität zeigen wie beispielsweise die Linie $2^3\text{P}-3^3\text{D}$ in Abb. 4 und die Linie $2^3\text{S}-3^3\text{P}$ auf Tafel 6. Bei visueller Betrachtung macht sich dies als dunkler erscheinende Zone in unmittelbarer Umgebung der

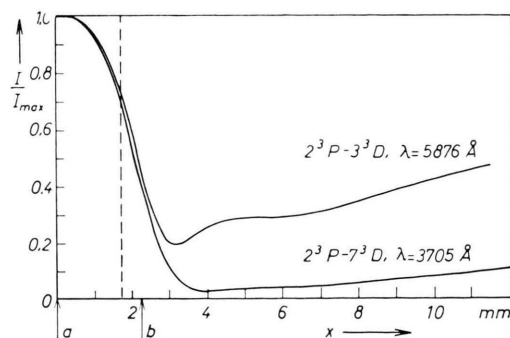


Abb. 4. Die Maximalintensität der Linien $2^3\text{P}-3^3\text{D}$ und $2^3\text{P}-7^3\text{D}$ als Funktion des Abstandes von der Entladungsrachse. Die gestrichelte Linie kennzeichnet den in den Messungen ausgenutzten Bereich der Entladung.

axialen Plasmaballung bemerkbar (siehe Abb. 2). Mit wachsender Hauptquantenzahl einer Serie nimmt die Strahlungsintensität des Entladungskerns im Verhältnis zur Intensität des umgebenden Plasmas stark zu, so daß bei geeigneter Abbildung das relativ zum Kern kalte und dünne Plasma trotz seiner im Vergleich großen Schichtdicke vernachlässigt werden kann und nur bei „side on“-Messungen (Strahlengang B in Abb. 1) beachtet werden muß.

c) Die Reproduzierbarkeit und die zeitliche Konstanz der Entladung

Aufschluß über die Reproduzierbarkeit und die zeitliche Konstanz der Entladung gibt das Verhalten der Intensität I und der Halbwertsbreite h einer druckempfindlichen Linie in Abhängigkeit von der Senderleistung N und der Magnetfeldstärke H . Die Kurven in Abb. 5 a und b sind an der Linie $2^3\text{P}-8^3\text{D}$ aufgenommen worden.

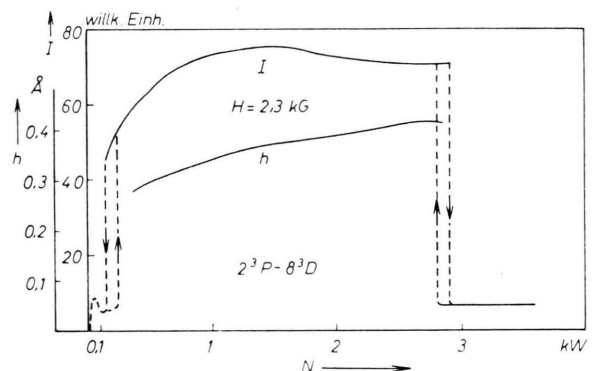


Abb. 5 a. Die Maximalintensität I und die Halbwertsbreite h der Linie $2^3\text{P}-8^3\text{D}$ als Funktion der Senderleistung N bei einer Magnetfeldstärke H von 2,3 kGauß im Bereich der Plasmaballung.

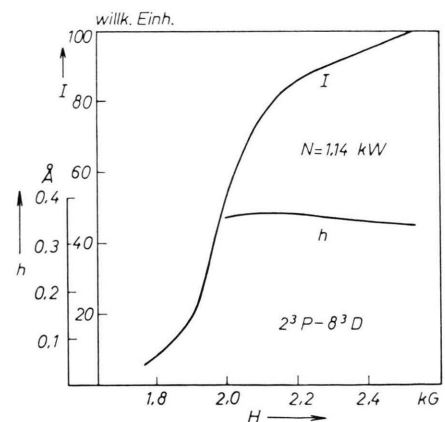


Abb. 5 b. Die Maximalintensität I und die Halbwertsbreite h der Linie $2^3\text{P}-8^3\text{D}$ als Funktion des Magnetfeldes H bei einer Senderleistung N von 1,14 kWatt.

Erhöht man bei festgehaltener Magnetfeldstärke allmählich die dem selbsterregten Sender zugeführte Leistung, so bildet sich bei einer kritischen Leistung schlagartig die Plasmaballung, die bei einer höheren kritischen Leistung ebenso plötzlich wieder verschwindet. Durchläuft man die Kurve von hohen Leistungen her, so verschieben sich etwas die kritischen Leistungen, und man erhält insgesamt in den kritischen Bereichen hysteresisähnliche Kurven. Wichtig ist, daß im nahezu gesamten Bereich sich weder die Intensität I noch die Halbwertsbreite h der druckempfindlichen Linie bei einer Schwankung der Senderleistung wesentlich ändern.

Abb. 5 b gibt die Intensität und die Halbwertsbreite als Funktion des Magnetfeldes bei festgehaltener Senderleistung. Während die Halbwertsbreite wieder nahezu konstant bleibt, reagiert die Intensität im Vergleich zur Senderleistungskurve in Abb. 5 a relativ empfindlich auf Magnetfeldschwankungen. Dies rührt daher, daß das Magnetfeld in der Umgebung des optimalen Arbeitspunktes einen sehr viel stärkeren Einfluß auf die Form der Plasmaballung hat als die Senderleistung. Daher hat hier das Magnetfeld den wichtigsten Einfluß auf die Genauigkeit der Messungen.

Während der Aufnahme eines Linienprofils wurden immer zur Kontrolle die Amplitude des hochfrequenten Senderfeldes, der Magnetfeldstrom, der Neutralgasdruck der Entladung und die mit einer Si-Photodiode ermittelte Lichtintensität von Plasmaballung und unmittelbarer Umgebung auf einen Schreiber gegeben.

d) Zur optischen Dicke der ersten Serienglieder

Bei der Vermessung der Linienprofile hat es sich gezeigt, daß bei den ersten zwei Linien der diffusen Triplettnebenserie des Heliums die Strahlung nicht mehr aus optisch dünner Schicht erfolgt. Die optische Dicke läßt sich aus dem Intensitätsverhältnis der Linien des Multipletts 2^3P-3^3D ermitteln. Planimetriert man die Fläche der nicht aufgelösten Linien mit $J=1$, $J=2$ und die Fläche der Linie $J=0$ und setzt die Werte ins Verhältnis, so ergibt sich bei optisch dünnem Plasma nach der Summenregel von BURGER und DORGELO¹⁰ ein Verhältnis von $\frac{3}{1} + \frac{5}{1} = 8$. Dieser Wert wird kleiner, sobald die optische Dicke τ nicht mehr $\ll 1$ ist.

Um die optische Dicke zu ermitteln, wurde wie in Abschnitt b bei der Prüfung der Homogenität des Entladungskerns mit sehr kurzem Austrittsspalt des Spektrographen gearbeitet und gemäß Abb. 4 das Profil der Linie 2^3P-3^3D in der Achse der Entladung an der Stelle a und am Rand der Plasmaballung an der Stelle b aufgenommen. Das Verhältnis der Schichtdicken an den Punkten a und b, $l^{(a)}/l^{(b)}$, geht bei Homogenität des Plasmas direkt aus dem entsprechenden Intensitätsverhältnis einer optisch dünnen Linie – beispielsweise 2^3P-7^3D in Abb. 4 – hervor und ist damit bekannt. Bestimmt man mit Hilfe der beiden Profile für beide Punkte a und b das Verhältnis

$$P = I_{v1,2}/I_{v0},$$

wobei $I_{v1,2}$ die Maximalintensität der nicht aufgelösten Linien mit $J=1$, $J=2$ ist und I_{v0} die Maximalintensität der Linie mit $J=0$, so kann daraus direkt die optische Dicke τ bestimmt werden.

Wir gehen hierzu aus von der Strahlung eines Plasmas mit endlicher Dicke l . Für eine dünne Schicht der Dicke dx gilt die Strömungsgleichung der Strahlung (siehe UNSÖLD¹)

$$\frac{dI_v(x)}{dx} = \kappa_v \{S_v - I_v(x)\}.$$

Darin bedeutet $I_v(x)$ die Strahlungsintensität im Frequenzintervall $d\nu$ als Funktion von x , S_v die sogenannte Ergiebigkeit, definiert durch $S_v = \epsilon_v/\kappa_v$, und κ_v und ϵ_v den frequenzabhängigen Absorptions- bzw. Emissionskoeffizienten. Wegen der Homogenität des Plasmas ist $dS_v/dx = 0$. Damit läßt sich obige Gleichung unmittelbar integrieren und ergibt für die Schichtdicke l

$$I_v(l) = S_v(1 - \exp\{-\kappa_v l\}) = S_v(1 - \exp\{-\tau_v\}).$$

Im thermischen Fall geht S_v bekanntlich in die KIRCHHOFF-PLANCK-Funktion B_v über. Wie im Falle der KIRCHHOFF-PLANCK-Funktion nehmen wir nun auch von der Funktion S_v an, daß sie im Bereich ν bis $\nu + \Delta\nu$ eine langsam veränderliche Funktion von ν ist, so daß S_v an der Stelle ν praktisch gleich $S_{v+\Delta\nu}$ an der Stelle $\nu + \Delta\nu$ ist. $\Delta\nu$ ist in unserem Falle der Abstand der Linien des Multipletts. Unter dieser Voraussetzung gilt für die Punkte a und b:

$$P^{(a)} = \frac{1 - \exp\{-\tau_{1,2}^{(a)}\}}{1 - \exp\{-\tau_0^{(a)}\}}, \quad P^{(b)} = \frac{1 - \exp\{-\tau_{1,2}^{(b)}\}}{1 - \exp\{-\tau_0^{(b)}\}}.$$

Mit den Beziehungen

$$\frac{\tau_{1,2}^{(a)}}{\tau_{1,2}^{(b)}} = \frac{\tau_0^{(a)}}{\tau_0^{(b)}} = \frac{l^{(a)}}{l^{(b)}}$$

sind die optischen Dicken τ berechenbar.

Bei dem Multiplett 2^3P-3^3D ergab sich für die verschmolzenen Linien mit $J=1$, $J=2$ in der Achse der Plasmaballung (Punkt a) eine optische Dicke

¹⁰ E. U. CONDON u. G. H. SHORTLEY, The Theory of Atomic Spectra, Cambridge University Press 1935.

$\tau_{1,2}^{(a)} = 0,3$. Mit Hilfe der von TREFFTZ et al.¹¹ errechneten Übergangswahrscheinlichkeiten ist damit auch bekannt, daß alle höheren Serienglieder aus optisch dünner Schicht abgestrahlt werden.

Zusammenfassend kann daher gesagt werden, daß die Plasmaballung eine für genaue Messungen von Linienprofilen geeignete Lichtquelle darstellt.

3. Das photoelektrische Meßverfahren

Zur Auswertung der Spektren wird ein photoelektrisches Meßverfahren verwendet, dessen Schema Abb. 1 zu entnehmen ist. Über eine Quarzlinse wird der Entladungskern 3,4-fach vergrößert auf dem Eingangsspalt eines 2m-Gitterspektrographen von Zeiss Jena abgebildet. Im Strahlengang befindet sich eine rotierende Sektorblende, die von einem Synchronmotor angetrieben wird und das Licht der Entladung mit 25 Hz moduliert. Am Spektrographen ist in der Ebene der Photoplate ein beweglicher Austrittsspalt mit Photomultiplier angebracht, der mit Hilfe einer Präzisionsspindel bei genau definiertem Vorschub genügend langsam über die zu messende Linie hinwegfährt. Das Multipliersignal und die Bezugsphase vom Synchronmotor gelangen auf einen phasenempfindlichen Verstärker, der bei ausreichend groß bemessener Zeitkonstante das störende Eigenrauschen des Multipliers um Größenordnungen reduziert. Die Empfindlichkeit der Anlage wird mit einem geeichten Spannungsteiler eingestellt, der in 2 Stufen je Dekade das auf den Kompensationsschreiber gelangende Meßsignal der jeweiligen Linienintensität anpaßt. Die Linearität zwischen Meßsignal und Lichtintensität wurde mit einem 5-Stufen-Polarisationsfilter im Strahlengang zwischen Entladung und Spektrographen geprüft. Als Lichtquelle diente dabei die Entladung selbst, da diese eine erheblich höhere zeitliche Konstanz aufweist als beispielsweise der Kohlebogen.

Alle Linienprofile sind zur Kontrolle der Genauigkeit und Reproduzierbarkeit mehrmals in 2 bis 3 verschiedenen Ordnungen bei verschiedenen Spaltbreiten aufgenommen worden. Das Gesamtlinienprofil, das bei sehr intensiven Linien bis zu 4 meßbare Zehnerpotenzen in der Intensität umfaßt, wird in doppelt logarithmische Darstellung gebracht, wobei die Intensität als Funktion der Wellenzahl $\Delta\bar{\nu}$ wiedergegeben wird. $\Delta\bar{\nu}$ ist der Abstand von der Linienmitte, als welche das Maximum des Profils definiert wird.

Für die Genauigkeit der registrierten Linienprofile sind außer der Reinheit der Spektren und der Untergrundstrahlung — meist Streulicht — folgende Faktoren maßgeblich: 1. die Intensität einer Linie, 2. die Breite einer Linie und 3. die Konstanz der Entladung während der von Intensität und Linienbreite abhängigen Dauer der Registrierung. Im günstigsten Fall, d. h. bei ausreichender Linienintensität, breiten Linien und bei mehrstündigem Dauerbetrieb der Anlage beeinflusst

praktisch nur die zeitliche Schwankung der Entladung, die etwa 1% beträgt, die Genauigkeit der Messung. Bei schwachen und nicht sehr breiten Linien kommt das restliche vom Multiplier herrührende Rauschen und die Temperaturschwankungen des Spektrographen als wichtigste Fehlerquelle hinzu. Es hat sich nämlich gezeigt, daß das Bild des Eintrittsspalt in der Plattenebene des Gitterspektrographen um $0,031 \text{ mm}/^\circ\text{C}$ wandert. Der Spektrograph wurde daher mit einem Gehäuse und Thermostaten versehen und die Temperatur auf $\frac{1}{10}^\circ\text{C}$ konstant gehalten. Insgesamt übersteigt der Fehler der photoelektrischen Meßwerte jedoch nie 2 bis 3%.

Um die äußersten Linienflügel mit einer solchen Genauigkeit erfassen zu können, muß die Untergrundstrahlung experimentell entsprechend genau bekannt sein. In unserem Fall rührt der Untergrund vom Streulicht im Spektrographen her. Bei höheren Seriengliedern überwiegt dann die Störung durch die Flügel benachbarter Linien. Hierauf wird bei der Diskussion der Linienprofile eingegangen.

II. Die Seriengrenzkontinua von Helium und Wasserstoff und deren Vorverlegung durch Linienverschmelzung

1. Die Verschmelzung an der Seriengrenze

Aus den Tafeln 1 bis 6 erkennt man deutlich die Verschmelzung der BALMER-Serie und der Haupt- und Nebenserien des Heliums. Die Abb. 6 zeigt die Schreiberkurve einer photoelektrischen Registrierung der diffusen Triplettnebenserie des Heliums. Das letzte getrennt erkennbare Serienglied hat die obere Hauptquantenzahl $n_m = 20$. Ein mögliches, höheres Serienglied wird durch die Linie $2^1\text{S} - 6^1\text{P}$ verdeckt. Die beiden Hauptserien haben ebenfalls als letztes Serienglied eines der Hauptquantenzahl $n_m = 20$ (21). Nicht sicher zu beobachten ist die Verschmelzung der Singulettnebenserien, die von der

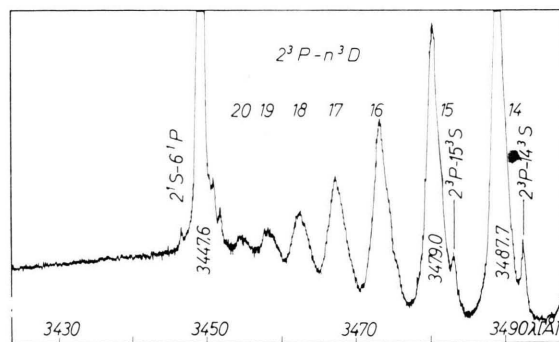


Abb. 6. Die Schreiberkurve einer photoelektrischen Registrierung der Verschmelzung, aufgenommen an der diffusen Triplettnebenserie des Heliums.

¹¹ E. TREFFTZ, A. SCHLÜTER, K. H. DETTMAR u. K. JÖRGENSEN, Z. Astrophys. 44, 1 [1957].

Linie 2^3P-7^3D und einigen Heliummoleküllinien überdeckt wird. Bei der BALMER-Serie sieht man noch die Glieder $n_m = 22$ (23).

Die Verschmelzung der BALMER-Linien hat erstmals PANNEKOEK¹² ausführlich theoretisch untersucht, indem er bei den höheren Seriengliedern mit einer statistischen Linienverbreiterung nach HOLTS-MARK rechnet und dabei die komplizierte STARK-Effektaufspaltung vereinfacht. INGLIS und TELLER¹³ haben im Anschluß daran eine einfache Abschätzung angegeben, nach der die Elektronendichte aus dem letzten getrennt erkennbaren Serienglied mit der oberen Hauptquantenzahl n_m ermittelt werden kann. Danach tritt Verschmelzung ein, wenn die Dipolenergie des angeregten Wasserstoffatoms mit der Hauptquantenzahl n_m im Felde der Mikroteilchen gleich der halben Energiedifferenz benachbarter Terme ist.

Es entsteht nun die Frage, wie den photoelektrisch ermittelten Schreiberkurven der Verschmelzung eine Elektronendichte N_e zuzuordnen ist. Wir gehen hierzu in folgender Weise vor. Zieht man durch die Intensitätsmaxima eine Kurve I_{\max} und entsprechend durch die Intensitätsminima eine Kurve I_{\min} und trägt das Verhältnis I_{\max}/I_{\min} doppelt logarithmisch gegen die Hauptquantenzahl n auf, so ergeben sich für die BALMER-Serie und die Triplettnebenserie des Heliums die beiden Meßkurven in Abb. 7. Außerdem enthält Abb. 7 eine in gleicher Weise aus den PANNEKOEKSchen Rechnungen ermittelte Kurve (siehe Figur 5 der zitierten Arbeit), die einer HOLTS-MARK-Normalfeldstärke $F_0 = 2$ elst. Einh., d. h. einer Dichte $N_e + N_i = 6,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ entspricht.

Da nun, wie aus der PANNEKOEKSchen Arbeit hervorgeht, bei einer Änderung der Dichte N_e sich jeder Punkt der Kurven in Abb. 7 parallel zur Abszisse und proportional zu $n^{7,5}$ verschiebt, so läßt sich durch Vergleich der gemessenen Kurven mit der nach PANNEKOEK ermittelten Kurve (Parallelverschiebung der gemessenen Kurven) die Elektronendichte des Helium- und des Wasserstoffplasmas nach der Beziehung

$$N_{e1}/N_{e2} = (n_1/n_2)^{-7,5}$$

ermitteln.

Zu letzterer Beziehung gelangt man ebenfalls mit Hilfe des zuvor angedeuteten, anschaulichen Ansatzes nach INGLIS und TELLER. Da nämlich einerseits

die Linienbreite proportional zur Größe der Mikrofelder und damit proportional zu $N_e^{2/3}$ wächst, andererseits das Dipolmoment mit n^2 zunimmt und der Termabstand mit n^{-3} abnimmt, so ergibt sich daraus für einen Kurvenpunkt der Abb. 7 die Proportionalität $N_e^{2/3} \sim n_m^{-5}$ oder $N_e \sim n_m^{-7,5}$.

Bei der niedrigen Elektronentemperatur ist die mit Hilfe des beschriebenen Verfahrens gewonnene Dichte gleich der doppelten Elektronendichte (Elektronen + Ionen) (siehe UNSÖLD¹, S. 326). Man erhält

$$\text{für Wasserstoff: } 2N_e = 2,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

$$\text{und für Helium: } 2N_e = 5,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}.$$

Diese aus der Verschmelzung gewonnenen Elektronendichten sind etwas kleiner als die Werte, die sich in den folgenden Abschnitten aus dem Linienflügel ergeben: für Wasserstoff um 14%, für Helium vermutlich weniger.

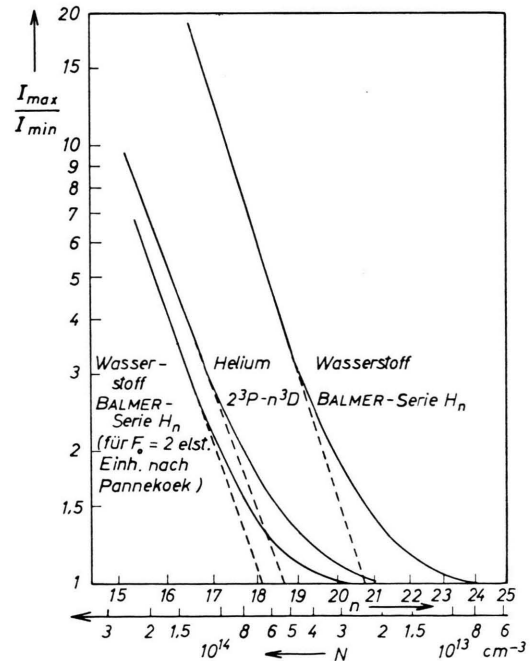


Abb. 7. Das Verhältnis I_{\max}/I_{\min} als Funktion der Hauptquantenzahl n . I_{\max} und I_{\min} stellen Kurven dar, die durch die Intensitätsmaxima bzw. Intensitätsminima der Verschmelzung gezogen werden.

Die theoretisch bzw. experimentell gewonnenen Kurven in Abb. 7 sind nicht vollkommen parallel zueinander. Das kann damit zusammenhängen, daß

¹² A. PANNEKOEK, Mon. Not. Roy. Astronom. Soc. **98**, 694 [1938].

¹³ D. INGLIS u. E. TELLER, Astrophys. J. **90**, 439 [1939].

die in die PANNEKOEKschen Rechnungen eingehenden Profile der höheren BALMER-Serienglieder durch die Abschätzung der STARK-Effektaufspaltung mit einer gewissen Unsicherheit behaftet sind.

In fast allen Arbeiten, in denen bisher die Verschmelzung zur Elektronendichtebestimmung herangezogen worden ist, ist es üblich, die Dichte aus dem letzten getrennt erkennbaren Serienglied n_m nach der bekannten Beziehung von INGLIS und TELLER

$$\log N_e = 23,26 - 7,5 \cdot \log n_m$$

zu bestimmen. In Abb. 7 ist unterhalb der Abszisse eine Dichteskala angegeben, auf der zu jedem n_m direkt die zugehörige Dichte N_e abgelesen werden kann. Dabei zeigen die Kurven der Abb. 7, daß bei ausreichender Meßgenauigkeit noch höhere Serienglieder getrennt zu erkennen sind als das durch die oben erwähnte Definition von INGLIS und TELLER ausgezeichnete Serienglied mit der oberen Hauptquantenzahl n_m . Will man daher an der von INGLIS und TELLER eingeführten Definition festhalten, so ergibt sich für die untersuchten Plasmen ein mit den Linienprofilmessungen übereinstimmender Wert der Elektronendichte, wenn das letzte Serienglied n_m bei einem Verhältnis I_{\max}/I_{\min} von etwa 1,4 bis 1,5 abgelesen wird.

Wie Abb. 7 zeigt, kann die Auswertung nach dem anfangs erläuterten Verfahren unter Zuhilfenahme der Dichteskala vereinfacht werden, indem man in der dargestellten Weise an die Kurve die Tangente (gestrichelte Gerade) legt, und an dem Schnittpunkt der Tangente mit der Abszisse direkt die Dichte abliest. Es ergeben sich die zuvor aufgeführten Dichten.

Ähnlich ist schon MOHLER¹⁴ vorgegangen. Anstelle der an die Kurve gelegten Tangente kann er jedoch durch seine erheblich ungenaueren, photographisch ermittelten Meßpunkte nur eine Gerade ziehen. Seine Methode ergibt gegenüber den aus den Linienprofilen gewonnenen Dichten zu kleine Werte.

INGLIS und TELLER verwenden in ihrer Abschätzung als mittlere Feldstärke den Wert $F = 3,7 \cdot e \cdot N^{2/3}$, der nach einer Bemerkung von UNSÖLD¹ (Fußnote S. 325) unter der Annahme einer reinen HOLTSMARK-Verteilung um gut einen Faktor 2 zu klein ist. Wie jedoch die Diskussion der Linienprofile später zeigt, wird die Wirkung entfernter Störteilchen sehr wahrscheinlich durch die DEBYE-Abschirmung unterdrückt, so daß die tatsächliche mittlere Feldstärke

kleiner ist als die aus der HOLTSMARKschen Theorie ohne Berücksichtigung der DEBYE-Abschirmung resultierende.

2. Die Seriengrenzkontinua

Aus dem Verlauf der Seriengrenzkontinua wurde die Elektronentemperatur von Helium und Wasserstoff ermittelt. Zur Auswertung gelangte das Kontinuum der BALMER-Serie, das Kontinuum der diffusen Triplettnebenserie und das Kontinuum der Tripletthauptserie. Bei der Singulettnebenserie reichte die Intensität nicht aus, während das Kontinuum der Singulettthauptserie nicht herangezogen wurde, weil hierbei das überlagerte Kontinuum der Triplettnebenserien stört.

Sowohl Haupt- wie Nebenserienkontinua können hier wegen der geringen Temperatur des Plasmas praktisch wasserstoffähnlich behandelt werden, was aus der folgenden Rechnung hervorgeht. Der spontane Emissionskoeffizient ε_ν ist gegeben durch

$$\varepsilon_\nu = \kappa_\nu \frac{2 h \nu^3}{c^2} \exp \left\{ - \frac{h \nu}{k T} \right\}.$$

Bildet man das Verhältnis der Emissionskoeffizienten an der Stelle ν_1 und ν_2 und führt nach GOLDBERG¹⁵ und HUANG¹⁶ die Frequenzabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten

$$\kappa_{\nu 1}/\kappa_{\nu 2} = (\nu_1/\nu_2)^{-\beta}$$

ein, wobei β ein theoretisch ermittelter, für die jeweilige Serie nahezu konstanter, typischer Wert ist, so erhält man:

$$\frac{\varepsilon_{\nu 1}}{\varepsilon_{\nu 2}} = \left(\frac{\nu_1}{\nu_2} \right)^{3-\beta} \exp \left\{ - \frac{h(\nu_1 - \nu_2)}{k T} \right\}.$$

Daraus folgt

$$T = \frac{h(\nu_2 - \nu_1)}{k \cdot \{ \ln(\varepsilon_{\nu 1}/\varepsilon_{\nu 2}) + (3 - \beta) \ln(\nu_2/\nu_1) \}}.$$

Wegen der kleinen Temperatur ist $\ln(\varepsilon_{\nu 1}/\varepsilon_{\nu 2}) \gg \ln(\nu_2/\nu_1)$, so daß eine Berücksichtigung des frequenzabhängigen Absorptionskoeffizienten nur eine kleine Korrektur zur Folge hat, die bei der Hauptserie mit $\beta \approx 2$ etwa 3% ausmacht und im Rahmen der Meßgenauigkeit liegt. Bei der Triplettnebenserie, die praktisch vollkommen wasserstoffähnlich ist, d. h. für die $\beta \approx 3$ gilt, ist die Korrektur völlig bedeutungslos.

Die Relativeichung der Kontinua wurde mit einem Kohlebogen durchgeführt (Daten nach MEHLTRET-

¹⁴ F. MOHLER, *Astrophys. J.* **90**, 429 [1939].

¹⁵ L. GOLDBERG, *Astrophys. J.* **90**, 414 [1939].

¹⁶ S. HUANG, *Astrophys. J.* **108**, 354 [1948].

TER¹⁷). Alle Kontinua und alle Eichkurven des Kohlebogens sind mehrmals aufgenommen und gemittelt worden, wobei der Meßfehler im wesentlichen vom Kohlebogen herrührt, dessen Eichung eine beschränkte Genauigkeit hat und dessen zeitliche Konstanz erheblich schlechter als die der Hochfrequenzentladung ist.

Vom Kontinuum der Triplettnebenserien war der Bereich zwischen 3250 Å und 3440 Å auswertbar. Zwischen 3200 Å und 3250 Å verfälschen schwache Linien einer Heliummolekülbande, der Flügel des sehr intensiven Multipletts $2^3S - 4^3P$ und die Verschmelzung der Singulethauptserie die wahre Intensität des Kontinuums. Außerdem ist für eine sichere Bestimmung der Kontinuumsintensität eine relativ kleine Spaltbreite erforderlich, um die Heliummolekülbande in der Umgebung der Linie $2^1S - 7^1P$ auflösen zu können.

Von dem Kontinuum der Tripletthauptserie ließ sich der Bereich zwischen 2400 Å und 2600 Å auswerten. Um das hier besonders starke Streulicht aus dem sichtbaren Teil des Spektrums zu reduzieren, wurde ein 5 mm dickes UV-Filter aus einer Lösung von NiSO_4 und CoSO_4 nach HÜBNER¹⁸ verwendet. Eine weitere Ausnutzung des Kontinuums zur kurzwelligen Seite hin ist wegen des relativ starken Untergrundes nicht mehr möglich. Dagegen kann man zur Erweiterung des Meßbereiches das Kontinuum zum Roten hin künstlich verlängern, indem man den Spektrographenspalt so weit öffnet, daß noch die letzten 3 bis 4 getrennt erkennbaren Linien verschmieren.

Trägt man nach obiger Formel unter Berücksichtigung des Streulichtuntergrundes die Intensität des Kontinuums logarithmisch gegen die Wellenzahl auf, so ergibt sich aus der Steigung der Geraden die Temperatur. Als Ergebnis erhält man für das Kontinuum der BALMER-Serie und für die beiden Kontinua von Helium übereinstimmend die gleiche Temperatur

$$T = 1850 \text{ } ^\circ\text{K} \pm 5\%.$$

III. Die Druckverbreiterung der Balmer-Linien von Wasserstoff

1. Die experimentellen Ergebnisse

In einer kürzlich erschienenen Arbeit⁷ haben FERGUSON und SCHLÜTER unter nahezu gleichen Be-

dingungen ebenfalls Linienprofile der BALMER-Serie gemessen. Sie untersuchen die Linienflügel von H_5 und H_6 und die Profile von H_7 , H_{11} , H_{14} , H_{15} , H_{16} , die sie im Linienkern mit der Theorie vergleichen. Hier nun werden mit höherer Genauigkeit in einem größeren Bereich der relativen Linienintensität alle Linienprofile von H_4 bis H_{15} vollständig wiedergegeben und – soweit möglich – mit den neueren Theorien verglichen.

Die Gesamtdarstellung aller mit oben beschriebener Apparatur meßbaren Linienprofile der BALMER-Serie ist in Abb. 8* zu sehen. Dort ist die relative Linienintensität bezogen auf die Maximalintensität in der Linienmitte I/I_0 als Funktion der Wellenzahl $\Delta\bar{\nu}$ doppelt logarithmisch wiedergegeben. Es zeigt sich, daß der relative Verlauf der von FERGUSON und SCHLÜTER gemessenen Profile im Bereich $1 > I/I_0 > 0,08$ sehr gut mit den hier dargestellten Profilen übereinstimmt.

Neben den Linienprofilen ist in Abb. 8 eine strichpunktierte Gerade eingezeichnet, die für den ungünstigsten Fall (nämlich bei der Wellenlänge der Linie H_4 in 4. Ordnung) den Flügel des theoretischen Apparateprofils wiedergibt. Da das wahre Apparateprofil, wie ein Vergleich der Linie $2^3P - 3^3D$ von Helium mit dem zugehörigen theoretischen Apparateprofil in Abb. 10 zeigt, bei dem verwendeten Gitter höchstens um einen Faktor 2 über dem theoretischen Profil liegt, so ist damit sichergestellt, daß das Apparateprofil keinen Einfluß auf die gemessenen Linienprofile der BALMER-Serie hat. Die sehr kritische Justierung des Spektrographen und des Photomultiplier-Meßkopfes geschah auf photoelektrischem Wege.

Abb. 8 zeigt zunächst bei allen Linien einen bis weit in den Linienkern hineinreichenden geradlinigen Flügel, dessen Abfall proportional zu $\Delta\bar{\nu}^{-5/2}$ ist und im folgenden kurz mit 5/2-Flügel bezeichnet wird. Für den Linienflügel ergab sich zumindest bei den Linien H_5 bis H_{10} mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$ ein Wert von 2,50. Mit steigender Hauptquantenzahl nimmt die Meßgenauigkeit etwas ab, da einerseits der Streulichtuntergrund an Einfluß gewinnt, und andererseits sich allmählich die Flügel benachbarter Linien überlappen. Aus diesem Grunde bricht die Darstellung mit H_{15} ab. Für die Linien H_4 bis H_{11} konnte der Untergrund experimentell ermittelt werden, der beispielsweise bei der Linie H_{11} einen Wert

¹⁷ J. P. MEHLTRETTNER, Absolute Spektralphotometrie im UV, Dissertation Freiburg 1962, nicht veröffentlicht.

¹⁸ H. J. HÜBNER, Z. Angew. Phys. **14**, 637 [1962].

* Siehe Seite 964.

von $0,0015 \cdot I_0$ hatte, wobei I_0 die Maximalintensität in der Linienmitte ist. Hierzu wurde mit dem Multipliemesskopf am Spektrographen nicht nur die eigentliche Schreiberkurve des jeweiligen Linienprofils, sondern auch die Streulichtintensität weit außerhalb der Linie aufgenommen. Für die Linien H_{12} bis H_{15} wurde der bei der Linie H_{11} ermittelte Streulichtuntergrund übernommen.

Es stellt sich heraus, daß in der doppelt logarithmischen Darstellung von Abb. 8 mit dem experimentell ermittelten Untergrund der Linienflügel über die gesamte Länge als Gerade erscheint, deren Steigung dem 5/2-Abfall des Flügels entspricht. Wählt man den so ermittelten Untergrund willkürlich um etwa 50% größer oder kleiner, so ist dies nur im äußersten Linienflügel feststellbar und hat beispielsweise bei den Linien H_6 bis H_9 wegen der im Verhältnis zum Untergrund hohen Linienintensität keinen Einfluß auf den unmittelbar an den Linienkern anschließenden Bereich des 5/2-Flügels.

Definiert man die Reichweite des Flügels zum Kern hin derart, daß das gemessene Linienprofil um 5% vom extrapolierten 5/2-Flügel abweicht, dann sieht man aus Abb. 8, daß für die Linien H_{10} bis H_{15} der 5/2-Flügel bei $I/I_0 \approx 1/6$ einsetzt, und daß für H_9 und H_8 der Flügelansatz sich mit abnehmender Hauptquantenzahl n zu kleineren Werten der relativen Linienintensität verschiebt. Für die BALMER-Linien mit Hauptquantenzahlen von $n=7$ bis herunter zu $n=4$ kommt allmählich der Einfluß der DOPPLER-Verbreiterung und des ZEEMAN-Effektes auf die Form des Linienkernes zur Geltung.

Diese Tatsache erklärt die scheinbar sehr große Reichweite des 5/2-Flügels bis zu $I/I_0 \approx 1/5$ bei der Linie H_7 . Hier bewirkt im Bereich von $I/I_0 \approx 1/6$ die Faltung mit dem DOPPLER-Profil, daß sich der gegenüber dem 5/2-Flügel flacher werdende Abfall des Linienkernes wieder zu einem 5/2-Abfall kompensiert. Bei den Linien noch kleinerer Hauptquantenzahl erzeugt die DOPPLER-Verbreiterung einen steiler werdenden Abfall im Linienkern.

Als nächstes geht aus Abb. 8 hervor, daß alle Linien von H_8 bis H_{15} ein ähnliches Aussehen haben. Das bedeutet, daß aus einem der Profile alle anderen durch Parallelverschiebung (lineare Maßstabstransformation der Wellenzahlskala) hervorgehen. (Für die Linien H_4 bis H_7 kann dies wegen des zuvor

erwähnten Einflusses von DOPPLER-Verbreiterung und ZEEMAN-Effekt nicht erwartet werden.) Es zeigt sich nun, daß – entsprechend dem linearen STARK-Effekt des Wasserstoffs – bei den Linien H_{10} bis H_{15} die Breite des gesamten Linienprofils proportional zum Quadrat der oberen Hauptquantenzahl n wächst. Im Bereich der Linien H_8 bis H_{10} ist der Zuwachs etwas größer, was im folgenden Abschnitt durch den Einfluß der Elektronen auf die Druckverbreiterung gedeutet wird.

2. Der Vergleich mit der statistischen (quasistatischen) Theorie der Linienverbreiterung

Auf Grund der Existenz des 5/2-Flügels werden die gemessenen Linienprofile zunächst mit den nach der statistischen (quasistatischen) Theorie der Linienverbreiterung gerechneten Profilen verglichen, da diese Theorie im Linienflügel einen Intensitätsabfall proportional zu $\Delta\nu^{-5/2}$ verlangt. Wie neuere Arbeiten von ECKER¹⁹⁻²¹, HOFFMAN und THEIMER²² und BARANGER und MOZER²³ gezeigt haben, ist für die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Mikrofelder und damit für die quasistatisch berechneten Linienprofile die COULOMBSche Wechselwirkung der geladenen Störteilchen untereinander zu berücksichtigen. In der Arbeit von BARANGER und MOZER wird dabei sowohl für einen neutralen als auch für einen geladenen Aufpunkt die Verteilung der langsam veränderlichen Mikrofelder (low frequency component) und die der schnell veränderlichen Mikrofelder (high frequency component) getrennt berechnet. Erstere erfaßt die von den Elektronen teilweise abgeschirmten Ionenfelder, während bei der Berechnung der schnell veränderlichen Mikrofelder die Elektronen als ein Gas mit einem neutralisierenden Untergrund der Ionen angesehen werden. Als Parameter tritt die Größe r_0/D auf, in der r_0 den mittleren Abstand der Störteilchen und D den DEBYE-Radius bedeutet, so daß r_0/D eine Funktion der Dichte und Temperatur ist:

$$r_0/D = 0,0898 \cdot T^{-1/2} N_i^{1/6}. \quad (1)$$

Für das hier untersuchte Plasma ergibt sich mit $N_i = 1,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und $T = 1850^\circ \text{K}$ der Wert $r_0/D = 0,32$. Abb. 9 zeigt die normierte Wahrscheinlichkeitsverteilung $W(\beta, r_0/D)$ der langsam veränderlichen Mikrofelder an einem neutralen Auf-

¹⁹ G. ECKER, Z. Phys. **148**, 593 [1957].

²⁰ G. ECKER, Z. Phys. **149**, 254 [1957].

²¹ G. ECKER u. K. G. MÜLLER, Z. Phys. **153**, 317 [1958].

²² H. HOFFMANN u. O. THEIMER, Astrophys. J. **127**, 477 [1958].

²³ M. BARANGER u. B. MOZER, Phys. Rev. **115**, 521 [1959]; **118**, 626 [1960].

punkt als Funktion der auf die HOLTSMARK-Normalfeldstärke $F_0 = 2,61 \cdot e N^{2/3}$ bezogenen Feldstärke $\beta = F/F_0$ in doppelt logarithmischer Darstellung. $W(\beta, 0)$ ist die einfache HOLTSMARK-Verteilung für den Grenzfall hoher Temperatur, d. h. verschwindender Wechselwirkung. Man sieht, daß sich mit wachsendem r_0/D , d. h. wachsender Wechselwirkung, die wahrscheinlichste Feldstärke zu kleineren Feldern verschiebt. Außerdem wird etwa im Bereich $3 < \beta < 10$ der Anstieg der Verteilungsfunktion, definiert durch

$$a(r_0/D) = \frac{dW(\beta)/W(\beta)}{d\beta/\beta},$$

mit wachsendem Einfluß der COULOMBSchen Wechselwirkung kleiner. Die Größe $a(r_0/D)$ ist in Abb. 9 für die verschiedenen Kurven eingetragen und bestimmt den Abfall des unmittelbar an den Linienkern anschließenden Flügels. Wie ebenfalls ein Vergleich mit bisher noch nicht veröffentlichten Rechnungen von PFENNIG* zeigt, in denen unter Verwendung der Mikrofeldverteilung nach BARANGER

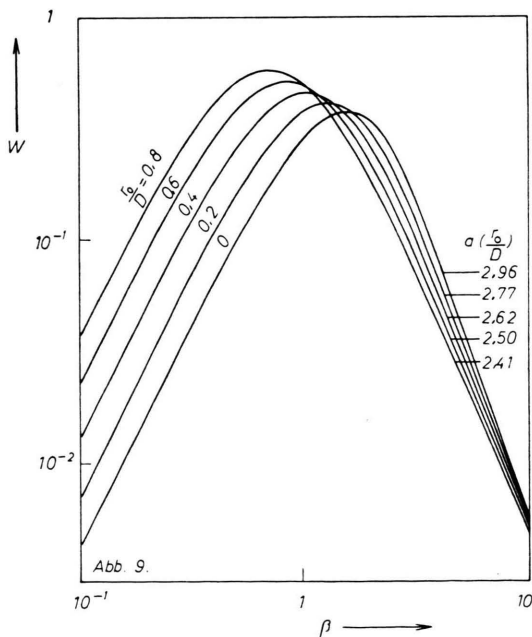


Abb. 9. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung $W = W(\beta, r_0/D)$ der langsam veränderlichen Mikrofelder (low frequency component) an einem neutralen Aufpunkt unter Berücksichtigung der COULOMBSchen Wechselwirkung der Störteilchen untereinander nach BARANGER und MOZER²³. β ist die auf die HOLTSMARK-Normalfeldstärke F_0 bezogene Feldstärke, r_0 der mittlere Störteilchenabstand und D die DEBYE-Länge.

* An dieser Stelle möchte ich Herrn Dr. H. PFENNIG für wertvolle Diskussionen und für die Überlassung seiner Rechnungen danken.

und MOZER eine quasistatische Berechnung der Linienprofile durchgeführt wird, werden mit zunehmender Wechselwirkung der Störteilchen die quasistatischen Linienprofile schmäler und infolgedessen (wegen der Normierung der Linienprofile) auch höher.

Für die Verteilungsfunktion der schnell veränderlichen Felder ergibt sich eine ähnliche Kurvenschar wie in Abb. 9, bei der der Einfluß der COULOMBSchen Wechselwirkung auf die Verteilungsfunktion der Mikrofelder merklich geringer ist. Da jedoch eine Störung des Leuchtatoms durch diese schnellen Feldfluktuationen der high frequency component nicht mehr ohne weiteres quasistatisch behandelt werden kann, soll die Verteilungsfunktion der schnell veränderlichen Felder zunächst im Rahmen einer rein quasistatischen Theorie der Linienverbreiterung unberücksichtigt bleiben. Es wird daher in diesem Abschnitt nur die Verteilungsfunktion der langsam veränderlichen Felder – low frequency component – verwendet. Inwieweit die schnell veränderlichen Mikrofelder des Plasmas in einer erweiterten Theorie, die neben der quasistatischen Verbreiterung die Stoßdämpfung auf Grund kurzzeitiger Störungen des Leuchtatoms berücksichtigt, das Linienprofil beeinflussen, ist ein bisher trotz zahlreicher Bemühungen noch nicht befriedigend gelöstes Problem, das im nächsten Abschnitt diskutiert werden soll und zu dessen Klärung vorliegende Arbeit beitragen soll.

Für sehr große Felder laufen alle Verteilungsfunktionen zusammen und lassen sich entsprechend der Störung durch das nächste Störteilchen durch die bekannte Näherung

$$W(\beta) \approx 1,496 \cdot \beta^{-5/2} \quad (2)$$

beschreiben.

Im folgenden soll die Ionen- bzw. Elektronendichte aus dem Linienprofil bestimmt werden. Die sehr große Reichweite des 5/2-Flügels, der sich bei den Linien H_7 bis H_9 über mehr als zwei meßbare Zehnerpotenzen der Linienintensität erstreckt, legt es nahe, die Dichte aus dem Linienflügel zu ermitteln. Dieses Verfahren besitzt bei ausreichender Genauigkeit der Messung eine Reihe von Vorteilen gegenüber der Methode, die Dichte im Linienkern durch Vergleich mit dem HOLTSMARK-Profil nach UNDERHILL und WADDELL²⁴ zu bestimmen. So ver-

²⁴ A. B. UNDERHILL u. J. H. WADDELL, Nat. Bur. Stand. Circular 603 (1959).

ursacht die Berücksichtigung der Stoßverbreiterung und der DOPPLER-Verbreiterung im Linienkern eine relativ große Unsicherheit des theoretischen Profils. Paßt man dagegen das gemessene und das theoretische Profil im Linienflügel an, so spielt die Stoßverbreiterung und auch die DOPPLER-Verbreiterung keine Rolle mehr, und wir befinden uns im Gültigkeitsbereich der sehr durchsichtigen Theorie der statistischen Verbreiterung durch das nächste Störteilchen. Zudem führen alle Theorien für diesen Grenzfall entsprechend Gl. (2) auf dasselbe Flügelgesetz der Verteilungsfunktion $S(\Delta\bar{\nu}/F_0)$.

Man erhält

$$S(\Delta\bar{\nu}/F_0) \xrightarrow{(\Delta\bar{\nu}/F_0) \gg 1} S^*(\Delta\bar{\nu}/F_0) = S_0(n) \cdot (\Delta\bar{\nu}/F_0)^{-5/2}. \quad (3)$$

Für den Proportionalitätsfaktor $S_0(n)$, der in sehr guter Näherung mit dem Quadrat der Hauptquantenzahl n wächst und nach UNDERHILL und WADDELL²⁴ berechnet werden kann, gilt

$$S_0(n) = 1,496 \cdot \left(\frac{3h}{8\pi^2 c m_e e} \right)^{3/2} \frac{\sum_k f_k n_k^{3/2}}{\sum_k f_k}. \quad (4)$$

f_k bedeutet die Übergangswahrscheinlichkeit der k -ten STARK-Effekt Komponente, deren Aufspaltung im Felde proportional zu $n_k = n(n_2 - n_1) - n'(n_2' - n_1')$ ist, wobei n_1 , n_2 , n_1' und n_2' die parabolischen Quantenzahlen des oberen und unteren Niveaus sind. Sonst werden die üblichen Bezeichnungen verwendet.

Wie die Profile in Abb. 8 zeigen, ist der 5/2-Flügel noch bis weit in den Bereich hinein zu beobachten, in dem nach den obigen Erläuterungen neben der einfachen HOLTSMARKSchen Theorie zusätzlich die COULOMBSche Wechselwirkung der Störteilchen untereinander einen merklichen Einfluß auf die Form des Linienprofils haben sollte. Wir bestimmen daher versuchsweise eine Dichte unter der Annahme, daß das Flügelgesetz der Gl. (3) viel weiter zum Kern hin gelte, als es die Theorie verlangt. Das Ergebnis zeigt Tabelle 1.

n	5	6	7	8	9
$N \times 10^{-13} \text{ cm}^{-3}$	2,69	2,47	2,43	2,55	2,78
n	10	11	12	13	14
$N \times 10^{-13} \text{ cm}^{-3}$	2,82	2,83	2,83	2,81	2,81

Tab. 1.

Als bemerkenswertestes Ergebnis erhält man für die Linien H_{10} bis H_{15} übereinstimmend eine Dichte $N = 2,82 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ mit einem Streubereich von 1%. Für die Linien mit einer Hauptquantenzahl von 9 und kleiner nimmt die Dichte allmählich ab (um 14%), bis sie ab H_7 wegen des Einflusses von DOPPLER-Verbreiterung und ZEEMAN-Effekt scheinbar wieder zunimmt.

Um zu ermitteln, wie sich die Dichte N aus Elektronen- und Ionendichte zusammensetzt, betrachten wir nach UNSÖLD¹ die ungefähre Grenze

$$\Delta\bar{\nu}_g = \frac{4}{3\pi^2} \frac{v_m^2 m_e}{h c n(n-1)} \quad (5)$$

zwischen statistischer Verbreiterung und Stoßverbreiterung. Während die Ionen bei allen vorwiegend druckverbreiterten BALMER-Linien praktisch im gesamten Bereich des Profils quasistatisch behandelt werden können, ist dies bei den Elektronen nicht der Fall. In Abb. 8 ist für jede Linie die Grenze $\Delta\bar{\nu}_g$ der Elektronen durch einen senkrechten Strich angegeben, wobei bei den ersten Gliedern der BALMER-Serie der 5/2-Flügel weit über die Grenze $\Delta\bar{\nu}_g$ hinweg in den Linienkern hineinreicht. Bei den Linien H_{10} bis H_{15} dagegen verbreitern sowohl die Ionen als auch die Elektronen im gesamten Bereich des 5/2-Flügels quasistatisch, so daß man für die Elektronendichte N_e des Wasserstoffplasmas

$$N_e = \frac{1}{2} \cdot 2,82 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

erhält. Daß es sich bei der aus dem Linienflügel ermittelten Dichte um die Summe von Elektronen und Ionen handelt, bestätigen Mikrowellenmessungen von LISITANO und TUTTER²⁵ an der Hochfrequenzentladung von SCHLÜTER mit einem Plasma, das mit $N_e = 1,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und $T_e = 2500^\circ \text{K}$ nahezu die gleichen Parameter besitzt.

Zu ähnlichen Ergebnissen kam auch schon BOGEN²⁶, der experimentell zeigen konnte, daß man aus den Linienflügeln eine mit anderen Methoden konsistente Elektronendichte erhält, wenn bei Verwendung der Einteilchennäherung für die Dichte N die doppelte Elektronendichte zugrunde gelegt wird.

Wir wenden uns nun nach der Betrachtung des 5/2-Flügels dem gesamten Linienprofil zu und beginnen den Vergleich der theoretischen, quasistatisch berechneten Linienprofile und der gemessenen Profile mit dem reinen HOLTSMARK-Profil $r_0/D = 0$, d. h.

²⁵ G. LISITANO u. M. TUTTER, Z. Naturforschg. **16 a**, 692 [1961].

²⁶ P. BOGEN, Z. Phys. **149**, 62 [1957].

ohne Berücksichtigung der COULOMBSchen Wechselwirkung. Es zeigt sich, daß im HOLTSMARK-Profil unter Verwendung der obigen Definition über die Reichweite des Flügels der 5/2-Flügel erst bei einer relativen Linienintensität $I/I_0 \approx 0,01$ einsetzt und daß die Profile bereichsweise sehr stark voneinander abweichen; bei der Linie H_8 beispielsweise betrug die Abweichung der relativen Linienintensität im nahen Linienflügel bis zu 60%. Eine im Linienkern bessere, jedoch im Linienflügel unbefriedigende Übereinstimmung würde man in diesem Falle erhalten, wenn die Dichte etwa um 30% erniedrigt wird. Dies zeigt, daß ein nur auf den Linienkern beschränkter Vergleich mit dem einfachen HOLTSMARK-Profil zumindest für Plasmen, die dem hier untersuchten ähnlich sind, zu kleine Dichtewerte liefert.

Vergleicht man als nächstes das gemessene Profil mit dem quasistatischen unter Berücksichtigung der COULOMBSchen Wechselwirkung für die langsam veränderlichen Mikrofelder, wie es PFENNIG berechnet hat (siehe oben), so wird die Übereinstimmung wesentlich besser. Für den aus den gemessenen Werten von N_i und T errechneten Parameter $r_0/D = 0,32$ weichen die beiden Profile in ihrer relativen Linienintensität nicht mehr als 20% voneinander ab, wobei auch hier im Linienkern die Übereinstimmung verbessert werden kann, wenn man die Dichte um etwa 10% erniedrigt. Die beste Übereinstimmung erhält man schließlich, wenn der Einfluß der COULOMBSchen Wechselwirkung willkürlich weiter erhöht wird. Für den Parameter $r_0/D = 0,6$ ist dann die Übereinstimmung der relativen Linienintensität für alle Linien von H_8 bis H_{15} im gesamten vermessenen Bereich besser als 5%. Dieser Parameter zeichnet sich dadurch aus, daß die asymptotische Näherung für die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Mikrofelder nach Gl. (2) noch für relativ kleine Felder ($\beta > 3$) gilt [siehe Abb. 9, $a(r_0/D) = 2,50$].

Man sieht, daß die COULOMBSche Wechselwirkung der Störteilchen untereinander eine besonders große Reichweite des 5/2-Flügels begünstigt, indem sie entfernte Vorübergänge der Störteilchen weitgehend abschirmt und damit auf den Grenzfall der Einteilchennäherung hinführt. Für eine weitere experimentelle Klärung wäre es wünschenswert, Linienprofile an einem Plasma etwa gleicher Dichte und mindestens etwa 5-mal größerer Temperatur aufzuneh-

men, um den Einfluß der Abschirmungseffekte auf die Form der Linienprofile genauer übersehen zu können. Für die Abschirmung ist nach Gl. (1) in erster Linie die Temperatur maßgebend. Für eine 5-mal höhere Temperatur ergäbe sich beispielsweise $r_0/D = 0,14$.

Abschließend sei noch auf folgende Beobachtung hingewiesen. Unter Verwendung einer über alle Zustände gemittelten STARK-Effektkonstanten (linearer STARK-Effekt) ruft ein Teilchen, dessen Störabstand r gleich dem mittleren Abstand der Teilchen r_0 ist, ungefähr eine Verstimmung

$$\Delta \bar{\nu}_{r_0} \approx \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} \cdot \frac{h n(n-1)}{4\pi c m_e} N^{2/3} \quad (6)$$

hervor. Den Messungen entnimmt man, daß für alle Profile von H_8 bis H_{15} der 5/2-Flügel bei einer Wellenzahl $\Delta \bar{\nu}_t(n)$ einsetzt, für die $\Delta \bar{\nu}_t(n) \approx 6 \cdot \Delta \bar{\nu}_{r_0}(u)$ gilt. Dies würde als Abschätzung ergeben, daß ungefähr für $\beta > 6$ mit einer Mikrofeldverteilung zu rechnen ist, die proportional zu $\beta^{-5/2}$ ist, oder daß unter Zugrundelegung der Einteilchennäherung etwa für Störabstände $r < r_0/\sqrt{6}$ nur das nächste benachbarte Störteilchen maßgebend ist.

3. Ein Vergleich mit neueren quantenmechanischen Rechnungen

In letzter Zeit sind von GRIEM und seinen Mitarbeitern eine Reihe von Arbeiten mit dem Ziel erschienen, neben der statistischen Verbreiterung die Stoßdämpfung durch Elektronen auf quantenmechanischem Wege zu berechnen, um insbesondere auch die nicht adiabatischen Stöße der Elektronen erfassen zu können. Sie gehen dabei im Prinzip von der Stoßdämpfung durch Elektronen aus und falten das so erhaltene Profil mit dem im nahezu gesamten Linienbereich quasistatischen Profil der Ionen^{27, 28}, da entsprechend dem Verhältnis der Geschwindigkeiten von Elektronen und Ionen v_e/v_i die Felder der Ionen sich während einiger Elektronenstöße nur wenig ändern (nähere Einzelheiten siehe auch TRAVING³). In einer weiteren Arbeit hat dann GRIEM²⁹ den für Übergänge mit hoher Hauptquantenzahl recht aufwendigen Formalismus vereinfacht und Profile der höheren Serienglieder berechnet. Er erhält für den Übergang zwischen den Hauptquantenzahlen $n \rightarrow n'$ ein Stoßdämpfungsprofil der Elektronen

²⁷ H. R. GRIEM, A. C. KOLB u. K. Y. SHEN, Phys. Rev. **116**, 4 [1959].

²⁸ H. R. GRIEM, A. C. KOLB u. K. Y. SHEN, Astrophys. J. **135**, 272 [1962].

²⁹ H. R. GRIEM, Astrophys. J. **132**, 883 [1960].

$J_{nn'}$, das wieder mit einem quasistatischen Profil der Ionen gefaltet wird. Es gilt

$$J_{nn'} = \frac{1}{\pi \gamma K_n} \frac{1}{1 + (\Delta\lambda / [F_0 \gamma K_n])^2} \quad (7)$$

mit der Stoßdämpfungskonstanten

$$\gamma = \frac{5,6 \cdot 10^{-6} \cdot N^{1/2}}{T_e^{1/2}} \left\{ \log \left(\frac{4 \cdot 10^6 T}{n^2 N^{1/2}} \right) - 0,125 \right\} \frac{n^5 + n'^5}{n^2 - n'^2} \quad (8)$$

und

$$K_n = 5,5 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{(n n')^4}{n^2 - n'^2}. \quad (9)$$

Für den Linienflügel ergibt sich ein $\Delta\lambda^{-2}$ -Abfall, da gelten soll

$$J_{\text{Flügel}} = J_{\text{Holtsm.}} \cdot (1 + R(N_e, T_e) \cdot \Delta\lambda^{1/2}) \quad (10)$$

mit

$$R(N_e, T_e) \approx 4,6 \cdot T^{-1/2} \cdot \left\{ \log \left(\frac{4 \cdot 10^6 T}{n^2 N^{1/2}} \right) - 0,125 \right\} \cdot \frac{n^5 + n'^5}{(n n')^2 (n^2 - n'^2)^{1/2}}, \quad (11)$$

wobei $R(N_e, T_e)$ den Einfluß der Stoßdämpfung der Elektronen beschreibt und von der Größenordnung $1 \text{ \AA}^{-1/2}$ ist.

Eine Reihe von Experimenten (siehe TRAVING³, S. 85) und eine Arbeit von LEWIS³⁰ zeigen nun, daß die Theorie in dieser Form den Einfluß der Elektronen überschätzt. LEWIS weist darauf hin, daß bei den entfernten Stößen nicht jedes Elektron seinen Stoß ungefähr innerhalb eines Zeitintervalls der Größe q/v_m abschließt (q = Stoßparameter, v_m = mittlere thermische Geschwindigkeit) — completed collision assumption —, und daß daher der Einfluß der schwachen Stöße mit wachsendem Stoßparameter überbewertet wurde.

In einer neueren Arbeit³¹ modifiziert GRIEM seine Rechnungen. Während er in seinen ersten Rechnungen die starken Stöße im Bereich $q < q_w$ vernachlässigt und nur alle schwachen Stöße im Bereich $q_w < q < D$ (D = DEBYE-RADIUS) aufsummiert, geht er in seinen modifizierten Rechnungen nach LEWIS von der "completed collision assumption" ab und führt nun wieder neben den schwachen Stößen einen Term $E_{\beta\beta'}$ für die starken Stöße als „freien“ Parameter ein. Die Grenze zwischen starken und schwachen Stößen ist definiert durch den Stoßparameter

$$q_w = \frac{h}{2 \pi m v} n^2, \quad (12)$$

der etwa um einen Faktor 2,4 kleiner ist als der für eine Phasenverschiebung

$$\eta = \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta\omega \cdot dt = 1$$

abgeleitete sogenannte WEISSKOPF-Radius (siehe UNSÖLD¹). Den beiden Grenzen D und q_w entsprechen die Grenzen

$$\Delta\lambda_p = \lambda^2 \left(\frac{N e^2}{\pi m c^2} \right)^{1/2} \quad (13) \quad \text{und} \quad \Delta\lambda_w = \lambda^2 \frac{k T}{c h n^2}. \quad (14)$$

($m v_m^2$ ist hierin von GRIEM durch kT ersetzt worden.)

Für $\Delta\lambda > \Delta\lambda_w$ sollen auch die Elektronen statistisch verbreitern, so daß im entfernten Linienflügel wieder der $\Delta\lambda^{-5/2}$ -Abfall der quasistatischen Linienprofile herauskommt. Im Linienflügel sind daher drei Bereiche zu unterscheiden. Es soll gelten

$$\text{im Bereich I, d. h. für } \Delta\lambda_p > \Delta\lambda: \quad J(\Delta\lambda) \sim J(\Delta\lambda)_{\text{Holtsm.}} \cdot \left\{ 1 + (\Delta\lambda_w^{-1/2} + R(N, T)) \Delta\lambda^{1/2} \right\}, \quad (15)$$

$$\text{im Bereich II, d. h. für } \Delta\lambda_w > \Delta\lambda > \Delta\lambda_p: \quad J(\Delta\lambda) \sim J(\Delta\lambda)_{\text{Holtsm.}} \cdot \left\{ 1 + \left(\Delta\lambda_w^{-1/2} + R(N, T) \frac{\ln(\Delta\lambda_w/\Delta\lambda)}{\ln(\Delta\lambda_w/\Delta\lambda_p)} \right) \Delta\lambda^{1/2} \right\} \quad (16)$$

$$\text{und im Bereich III, d. h. für } \Delta\lambda > \Delta\lambda_w: \quad J(\Delta\lambda) \sim 2 \cdot J(\Delta\lambda)_{\text{Holtsm.}}. \quad (17)$$

³⁰ M. LEWIS, Phys. Rev. **121** 501 [1961].

³¹ H. R. GRIEM, Astrophys. J. **136**, 422 [1962].

Ferner wird die Stoßdämpfungskonstante der Gl. (8) abgeändert. In Bereich II soll gelten

$$\gamma_m = 1,5 \pi \left(\frac{\Delta \lambda_w}{F_0 K_n} \right)^{-1/2} + \left\{ \frac{5,6 \cdot 10^{-6} N_e^{1/2}}{T_e^{1/2}} \log \left(\frac{4 \cdot 10^6 T}{n^2 N^{1/2}} \right) \frac{n^5 + n'^5}{n^2 - n'^2} \cdot \frac{\ln(\Delta \lambda_w / \Delta \lambda)}{\ln(\Delta \lambda_w / \Delta \lambda_p)} \right\}. \quad (18)$$

Während im Bereich I das letzte logarithmische Glied in Gl. (18) durch 1 ersetzt wird, gilt für Bereich III wieder das quasistatische Linienprofil für Elektronen und Ionen zusammen. In Bereich II haben wir es nicht mehr mit einem reinen Dispersionsprofil der Elektronen zu tun, da die Stoßdämpfungskonstante γ in Gl. (7) eine Funktion von $\Delta \lambda$ geworden ist.

Die Theorie ist in der jetzigen Form recht unbefriedigend, da sie durch diese Modifizierungen ihren in der ersten Arbeit noch vorhandenen deduktiven Charakter verloren hat. Es sei darauf hingewiesen, daß außer dem nach LEWIS eingeführten logarithmischen Glied die neu hinzugekommene Größe $\Delta \lambda_w^{-1/2}$ in den Gln. (15) und (16) und die entsprechende Größe $1,5 \pi (\Delta \lambda_w / F_0 K_n)^{-1/2}$ in Gl. (18) nicht durch Berechnung des starken Stoßgliedes $E_{\beta\beta'}$ [siehe GRIEM³¹, Gl. (19)] ermittelt wurde, sondern durch Anschluß an den quasistatischen Bereich, d. h. Bereich II ist im Grunde unter Einbeziehung der LEWISSchen Überlegungen eine Interpolation der Bereiche I und III.

Bei dem Vergleich der Theorie mit den Profilen in Abb. 8 stellt sich heraus, daß bis auf den Flügel der Linien H_{12} bis H_{15} und den ohnehin merklich durch DOPPLER-Effekt verbreiterten Kern der ersten BALMER-Linien alle Linienprofile nahezu vollständig im modifizierten Bereich II liegen ($\Delta \bar{\nu}_p = 1,12 \text{ cm}^{-1}$). Wir berechnen daher zunächst die für den Bereich II gültigen Halbwertsbreiten nach Gl. (18)

$$\Delta \lambda'_{th} = \gamma_m F_0 K_n$$

mit $N = 1,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ und $T = 1850^\circ \text{K}$ und vergleichen sie mit den gemessenen Werten $\Delta \lambda'_m$.

n	8	9	10	11	12	13	14
$\Delta \lambda'_m \text{ \AA}$	0,17	0,21	0,27	0,33	0,38	0,45	0,52
$\Delta \lambda'_{th} \text{ \AA}$	0,21	0,30	0,40	0,50	0,59	0,66	0,71
$\frac{\Delta \lambda'_{th}}{\Delta \lambda'_m}$	1,23	1,43	1,48	1,51	1,55	1,46	1,36

Tab. 2.

Die allein unter Berücksichtigung der Stoßdämpfung freier Elektronen berechneten Halbwertsbreiten $\Delta \lambda'_{th}$, die natürlich kleiner sind als die des vollstän-

digen, gefalteten Profils, sind also erheblich größer als die gemessenen Halbwertsbreiten $\Delta \lambda'_m$. Außerdem zeigt ein Vergleich der gemessenen und der theoretischen Linienflügel an den Linien H_7 bis H_{10} , daß die gemessenen und die theoretischen Flügel über den gesamten Bereich II hinweg betrachtet mehr als 20% (dies entspricht dem maximalen, von GRIEM erwarteten Fehler) voneinander abweichen. Eine geringe Verbesserung erzielt man durch Variation der recht willkürlich festgelegten Grenze $\Delta \lambda_w$.

Zusammenfassend kann man für das hier untersuchte Wasserstoffplasma feststellen, daß in der jetzigen modifizierten Theorie der Einfluß der Elektronenstoßdämpfung wohl immer noch überschätzt sein dürfte. Zu ähnlichen Ergebnissen kommen auch FERGUSON und SCHLÜTER⁷, die einen Vergleich mit den modifizierten GRIEMschen Profilen durchführen und bessere Übereinstimmung bei einem weiter reduzierten γ_m erhalten. Jedoch nähert man sich auf diese Weise immer mehr rein statistischen Linienprofilen. Führen wir uns nämlich die im vorhergehenden Abschnitt an allen Linien von H_8 bis H_{15} beobachtete, gute Übereinstimmung der experimentellen und der rein quasistatisch berechneten Profile vor Augen, so bleibt hier für eine eventuelle Stoßverbreiterung der Elektronen im GRIEMschen Sinne nur ein sehr enger Spielraum, der erheblich kleiner ist als der von GRIEM in seinen modifizierten Rechnungen zugelassene Fehler.

IV. Die Linienprofile des Heliums

1. Die scharfen Nebenserien und die Hauptserien

Wie zu erwarten, zeigen die Linien der scharfen Nebenserien und der Hauptserien bis zu hohen Seriengliedern hinauf nur eine sehr schwache Druckverbreiterung. Ihre Profile werden hauptsächlich durch den DOPPLER-Effekt und den ZEEMAN-Effekt bestimmt.

Die Empfindlichkeit der photoelektrischen Meßanordnung reichte bisher noch nicht aus, um die Linienprofile der druckverbreiterten letzten Serienglieder der Hauptserie mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen. (Bei Kühlung des Photomultipliers sollte das jedoch möglich sein.)

Messungen an den hohen Seriengliedern der scharfen Nebenserien werden durch den Flügel der benachbarten Linien der diffusen Nebenserien behindert. Immerhin ist deutlich zu erkennen, daß die letzten Linien der scharfen Nebenserien unsymmetrisch verbreitern, wie es dem quadratischen STARK-Effekt der S-Terme entspricht.

2. Die Doppler-Temperatur

Neben der aus den Kontinua gewonnenen Elektronentemperatur wurde bei Helium zum Vergleich auch die DOPPLER-Temperatur ermittelt. Dazu muß man die Linienkontur einer einzelnen ZEEMAN-Komponente aus einem geeigneten Multipllett bestimmen. Geeignet sind besonders die ersten intensiven Singulettlinien der scharfen Nebenserie und der Hauptserie, deren π -Komponente bei „side on“-Beobachtung durch ein Polarisationsfilter herausgefiltert werden kann (Strahlengang B der Abb. 1). Man erhält auf diese Weise eine einzige durch DOPPLER-Effekt verbreiterte ZEEMAN-Komponente. Zum Vergleich wurden ebenfalls DOPPLER-Profile an der zweiten und dritten Linie der Tripletthauptserie gemessen.

Wie die Untersuchung der räumlichen Homogenität des Entladungskerns gezeigt hat, ist bei „side on“-Beobachtung auf das den Kern umgebende Plasma zu achten, das zwar relativ zur Plasmaballung in der Mitte des Entladungsrohres mit geringer Intensität strahlt, aber dessen Schichtdicke ein Vielfaches des Entladungskerndurchmessers ausmacht. Um den Einfluß des umgebenden Plasmas auf das DOPPLER-Profil der Plasmaballung zu eliminieren, wurden mit kurzem Eintrittsspalt des Spektrographen von der Seite zwei verschiedene Profile I und II aufgenommen. Bei Profil I bildet man die axiale Zone der Plasmaballung auf dem Eingangsspalt ab, während für Profil II bei sonst gleicher Einstellung der Bereich direkt neben dem Entladungskern abgebildet wird (siehe hierzu Abb. 2). Da in beiden Profilen das umgebende Plasma mit nahezu gleicher Schichtdicke strahlt, ergibt die Differenz der beiden Profile I–II das DOPPLER-Profil der Plasmaballung. (Die Linienintensität von Profil I hat etwa den dreifachen Wert von Profil II.)

Zur Bestimmung der DOPPLER-Temperatur trägt man $\log(I/I_0)$ gegen $\Delta\lambda^2$ auf und ermittelt die DOPPLER-Temperatur aus der Steigung der Geraden im Linienkern. In Übereinstimmung mit der Elek-

tronentemperatur ergibt sich die DOPPLER-Temperatur von Helium zu

$$T = 1880^\circ\text{K} \pm 5\%.$$

3. Die Struktur und Druckverbreiterung der diffusen Nebenserien des Heliums

a) Die gemessenen Linienprofile und ihre Struktur

Wie bei UNSÖLD^{1, 32}, TRAVING³ u. a. ausführlich erläutert wird, bietet die Druckverbreiterung der Linien der diffusen Nebenserien des Heliums in mehrfacher Hinsicht erheblich größere Schwierigkeiten als die zuvor untersuchte Druckverbreiterung der BALMER-Linien. Bekanntlich liegt bei Helium keine Entartung der Terme verschiedener Bahnimpulsquantenzahl L mehr vor. An einer Reihe von Heliummultipletts hat FOSTER³³ die Aufspaltung und Verschiebung der Terme und die relative Linienintensität als Funktion eines äußeren Störfeldes berechnet und gemessen. Es geht im Bereich der für die Verbreiterung maßgebenden Feldstärken der quadratische STARK-Effekt mit zunehmendem äußeren Feld allmählich in den linearen STARK-Effekt über, wobei im Übergangsgebiet die Energiestörung des äußeren Feldes etwa dem Termabstand zum nächst benachbarten Term entspricht. Mit wachsendem äußeren Feld wird dabei in zunehmendem Maße die Auswahlregel durchbrochen, nach der nur Übergänge mit $\Delta L = \pm 1$ erlaubt sind (nähere Einzelheiten siehe auch BETHE³⁴).

Die gemessenen Linienprofile der diffusen Singulettnebenserie und der diffusen Triplettnebenserie sind in den Abb. 10 bis 16 zusammengestellt. Es enthalten

Abb. 10 (11) die violetten (roten) Flügel von allen Linien der diffusen Triplettnebenserie $2^3\text{P} - n^3\text{D}$ für $3 \leq n \leq 13$ ($3 \leq n \leq 15$),

Abb. 12 (13) die violetten und roten Flügel von allen Linien der diffusen Triplettnebenserie $2^3\text{P} - n^3\text{D}$ mit ungerader (gerader) Hauptquantenzahl und $3 \leq n \leq 15$ ($4 \leq n \leq 14$),

Abb. 14 (15) die violetten (roten) Flügel von allen Linien der diffusen Singulettnebenserie $2^1\text{P} - n^1\text{D}$ für $4 \leq n \leq 10$ und

Abb. 16 die violetten und roten Flügel von allen Linien der diffusen Singulettnebenserie $2^1\text{P} - n^1\text{D}$ mit $4 \leq n \leq 10$.

³² A. UNSÖLD, Z. Astrophys. **23**, 75 [1944].

³³ J. S. FOSTER, Proc. Roy. Soc., Lond. A **117**, 137 [1927].

³⁴ H. BETHE, Handbuch der Physik, Bd. XXIV, Verlag Springer, Berlin 1933.

Eine Reihe von Linienprofilen sind in ihrem äußersten, meßbaren Flügelbereich gestrichelt dargestellt, wenn entweder durch die Unsicherheit des Untergrundes der Fehler in der relativen Linienintensität etwa 10% übersteigt, oder wenn das Apparateprofil den Linienflügel entscheidend beeinflusst. In Abb. 10 und 15 erkennt man an den Linien mit der Hauptquantenzahl 3 und 4 im Flügel periodische Unregelmäßigkeiten, die vom Apparateprofil herrühren.

Wir wenden uns einer eingehenden Betrachtung der Struktur und Verbreiterung der diffusen Nebenserien zu und beginnen mit den ersten Seriengliedern.

Nach Abb. 11 zeigen die ersten Multipletts der diffusen Triplettnebenserie eine Aufspaltung infolge der Aufspaltung des 2^3P -Grundterms in das Niveau 2^3P_0 und die beiden nicht mehr auflösbaren Niveaus 2^3P_1 und 2^3P_2 . In der gewählten Darstellung $I/I_0 = f(\Delta\bar{\nu})$ erscheint die Aufspaltung für alle Multipletts bei derselben Wellenzahl $\Delta\bar{\nu}$ und ist bis zur Linie $2^3P - 6^3D$ in der Linienkontur deutlich sichtbar. Außerdem hat für den Linienkern der ersten 2 bis 3 Glieder beider Serien die DOPPLER-Verbreiterung und der ZEEMAN-Effekt und im Flügel das Apparateprofil einen entscheidenden Einfluß auf das Linienprofil.

Ab der Hauptquantenzahl $n=4$ erscheinen die sogenannten „verbotenen“ Übergänge, die schon bei den relativ kleinen Mikrofeldern des Plasmas deutlich zu beobachten sind. (Die HOLTMARKSche Normalfeldstärke beträgt etwa 0,34 kV/cm.) Nach Abb. 10 und 14 erkennt man ab $n=4$ im violetten Flügel beider Serien die verbotenen Serienglieder $2^3P - n^3F$ und $2^1P - n^1F$ ($\Delta L=2$), die mit wachsender Hauptquantenzahl allmählich vollständig mit dem Linienkern verschmelzen.

Ab $n=7$ sind die verbotenen P-P-Übergänge ($\Delta L=0$) photoelektrisch nachweisbar. Dabei liegen die verbotenen Übergänge $2^3P - n^3P$ auf dem roten Flügel (Abb. 11) und die Übergänge $2^1P - n^1P$ auf Grund der anomalen Lage der 1^1P -Terme auf dem violetten Flügel (Abb. 14). Mit zunehmender Hauptquantenzahl laufen auch diese Übergänge mit dem Linienkern zusammen, bis nach Abb. 11 bei noch höheren Seriengliedern die scharfen Linien im roten Flügel von beiden diffusen Nebenserien erscheinen. Sind schließlich ebenfalls die scharfen und diffusen Linien nicht mehr getrennt voneinander erkennbar, so ist der Bereich der in Abschnitt II.1 besproche-

nen Verschmelzung erreicht. (Man vergleiche hierzu die Tafeln 2, 4, 5 und 6.)

Tab. 3 gibt für die Nebenserien eine Übersicht der letzten, getrennt erkennbaren Linien. Getrennt soll heißen, daß zwischen der aufgeführten Linie und dem Linienkern der diffusen Linie noch ein Intensitätsminimum vorhanden ist. An Hand der Linienprofile läßt sich jedoch noch der Einfluß von Seriengliedern verfolgen, die eine viel höhere Hauptquantenzahl haben als die in Tab. 3 angegebenen Linien.

$2^3P - 5^3F$, $2^3P - 11^3P$, $2^3P - 15^3S$, $2^1P - 5^1F$, $2^1P - 8^1P$, $2^1P - 13^1S$.

Tab. 3.

Daß im Triplettsystem die Multipletts bis zu höheren Hauptquantenzahlen beobachtbar sind, erklärt sich aus dem Umstand, daß die Terme des Singulett-systems relativ dichter beieinander liegen als die des Triplettsystems.

Betrachtet man nun die Abbildungen 12, 13 und 16, in denen die roten und violetten Flügel einer Linie miteinander verglichen werden können, so fällt die Unsymmetrie der Linienprofile auf, die deutlich mit der Existenz der verbotenen Übergänge verknüpft ist. Greift man irgend eine verbotene Linie heraus, so zeigt sich, daß mit dem Auftreten einer verbotenen Komponente der gesamte, meßbare Linienflügel, welcher von dem Linienmaximum weiter entfernt liegt als die betrachtete verbotene Komponente, angehoben wird und damit eine größere Intensität aufweist als der entsprechende Bereich auf dem anderen Flügel derselben Linie.

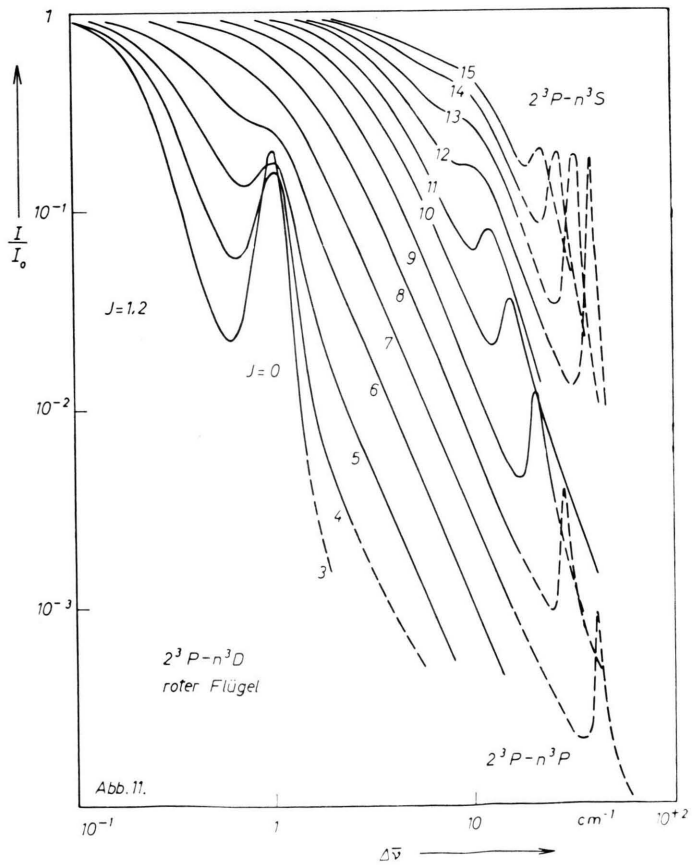
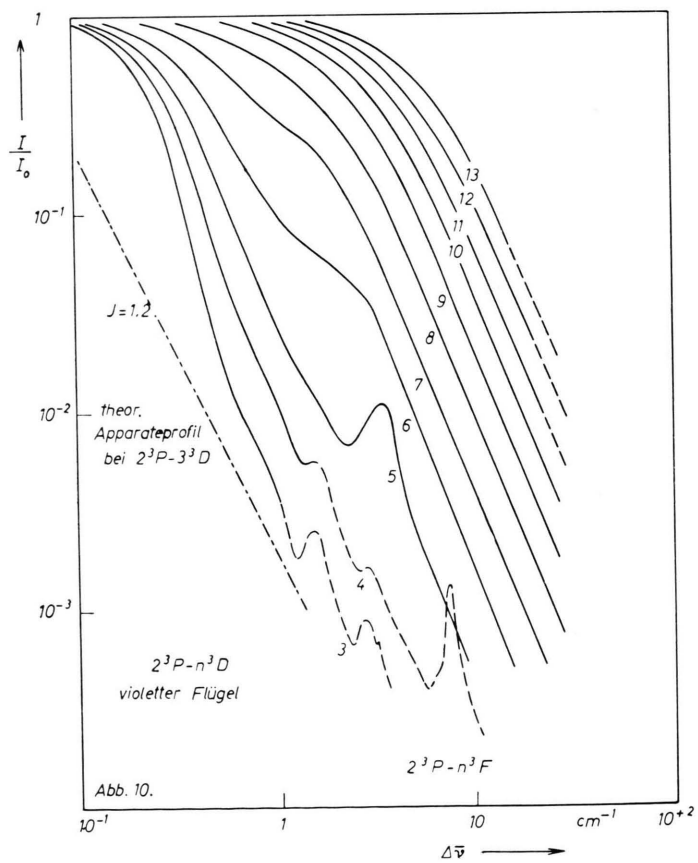
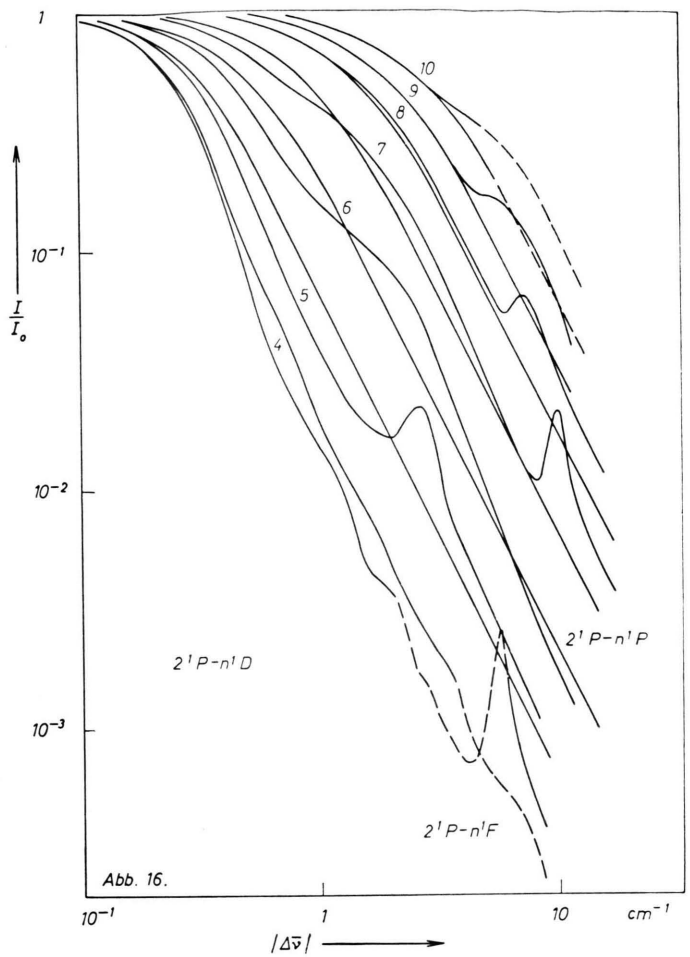
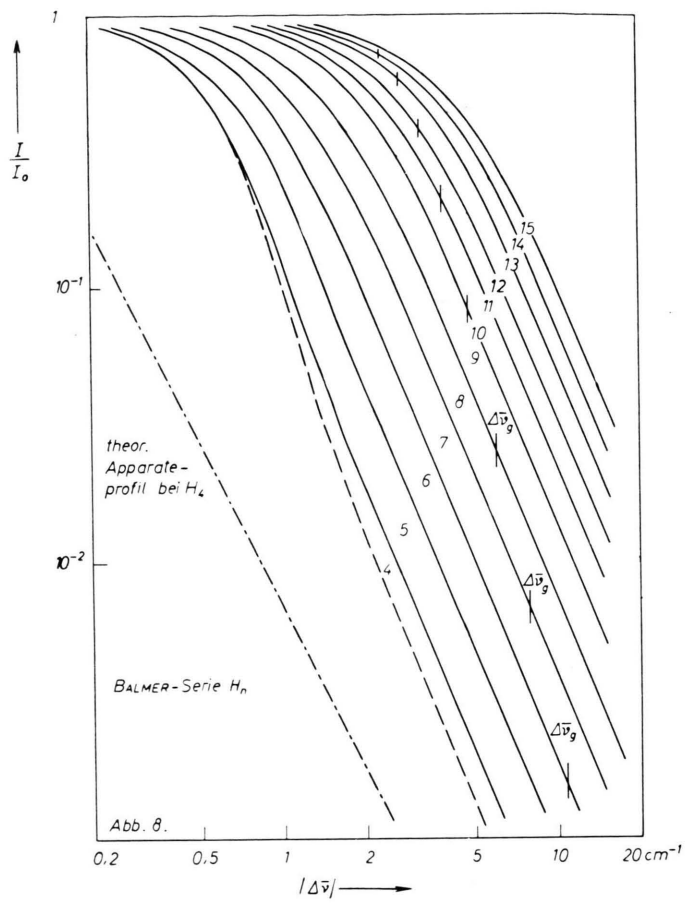
b) Die Druckverbreiterung im Linienflügel

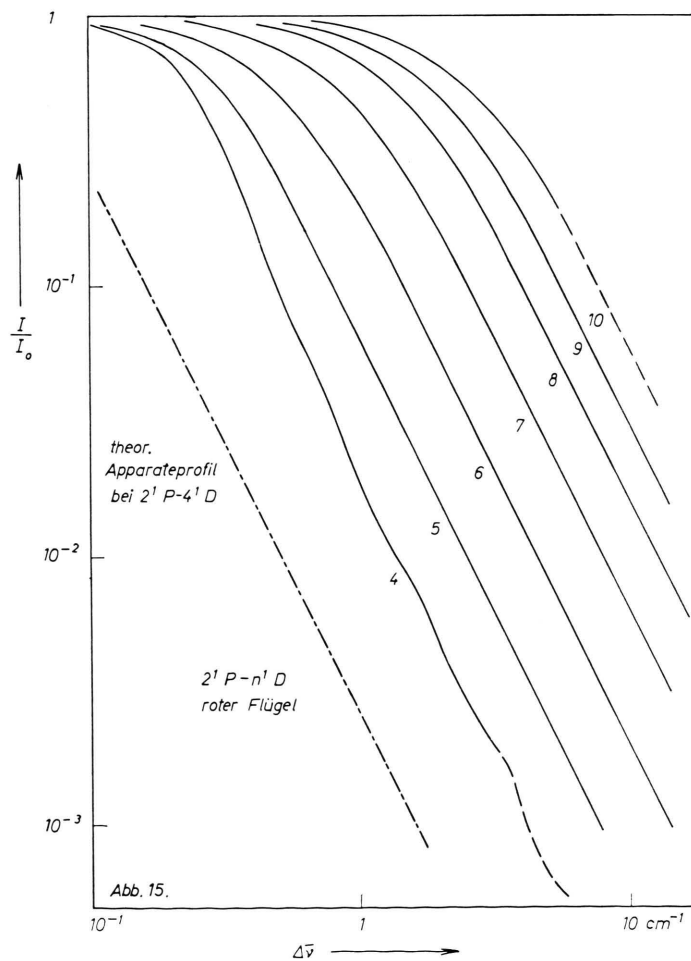
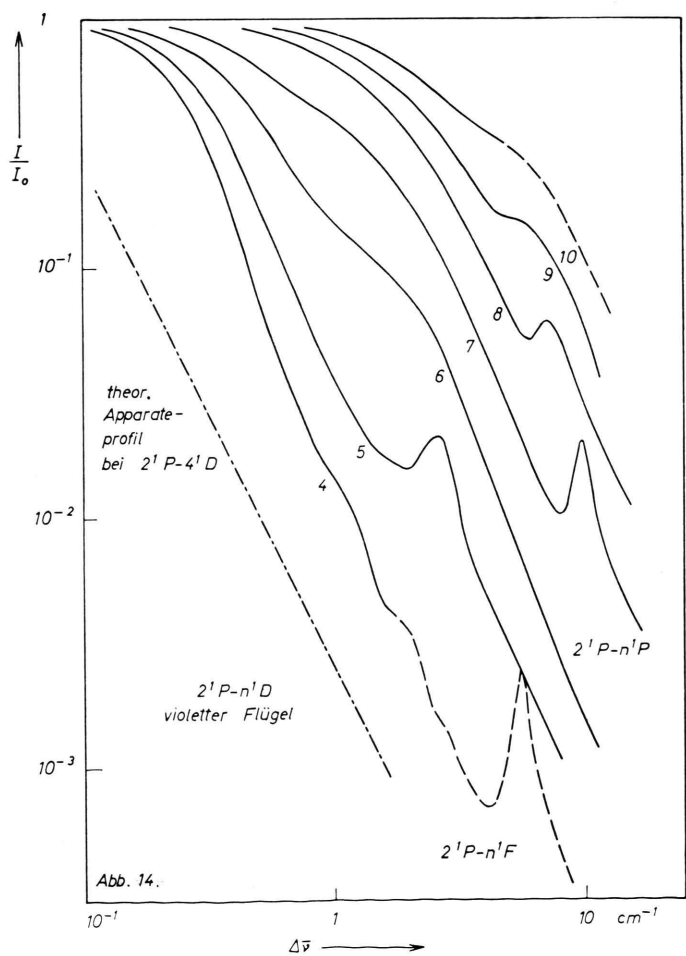
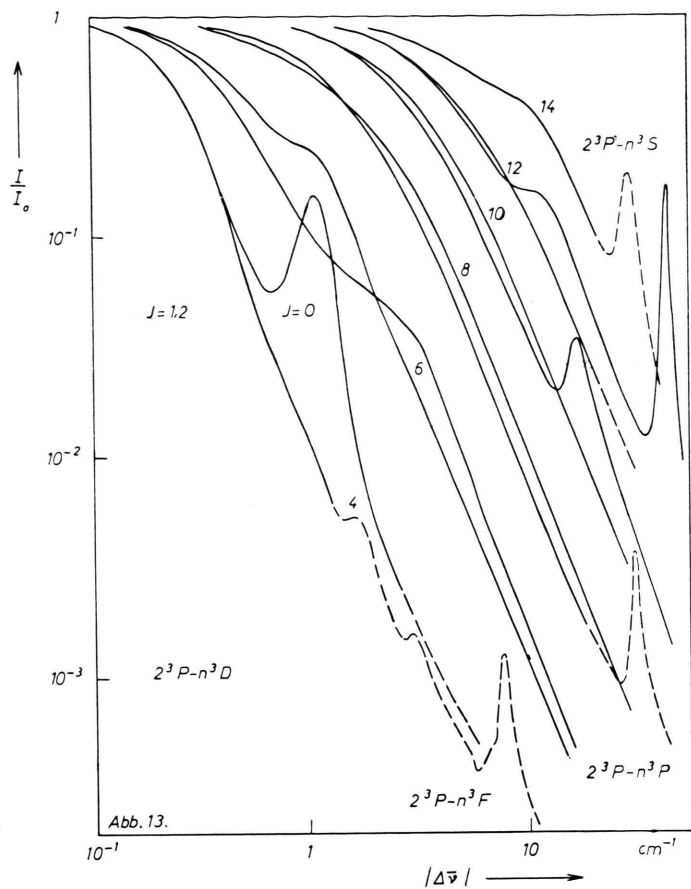
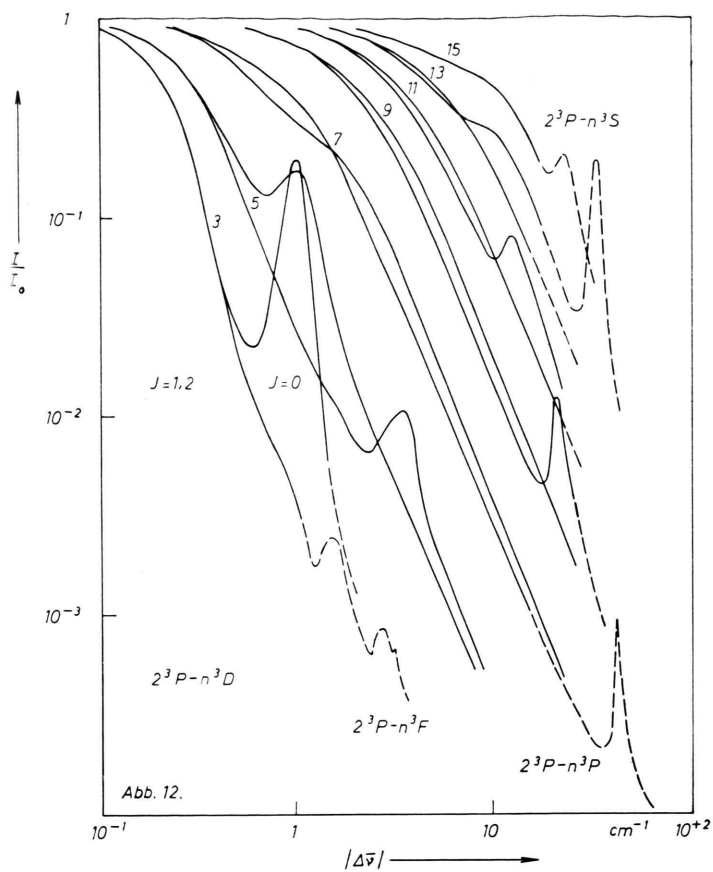
Um einen Anhaltspunkt für die Art der Druckverbreiterung zu bekommen, untersuchen wir den Abfall der relativen Linienintensität im Flügel daraufhin, ob eine Beziehung von der Form

$$I/I_0 \sim (\Delta\bar{\nu})^{-\delta} \quad (19)$$

gilt. Die Größe δ ist in Tab. 4 für alle Linienflügel zusammengestellt, bei denen eine solche Größe über mindestens eine Zehnerpotenz der relativen Linienintensität hinweg definiert werden kann.

Man erkennt einen bemerkenswerten Unterschied zwischen den diffusen Singulett- und Tripletlinien. Während die Tripletlinien wie im Falle der BALMER-Linien eindeutig einen $\Delta\bar{\nu}^{-3/2}$ -Abfall zeigen, stellt sich bei den ersten Seriengliedern der merklich brei-





n	5	6	7	8	9	10	11	12
roter Flügel $2^3P - n^3D$		2,4 ₀	2,3 ₈	2,5 ₀	2,5 ₀			
viol. Flügel $2^3P - n^3D$			2,5 ₀	2,5 ₀	2,5 ₀	2,5 ₀	2,5 ₀	2,5 ₀
roter Flügel $2^1P - n^1D$	2,0 ₀	2,0 ₀	2,0 ₀	2,0	2,0			

Tab. 4. δ -Werte.

teren Singulettlinien ein $\Delta\bar{\nu}^{-2}$ -Abfall ein, wie er in einem Dispersionsprofil (Stoßdämpfungsprofil) auftreten würde. Dieser $\Delta\bar{\nu}^{-2}$ -Abfall kann nur auf dem roten Flügel beobachtet werden, der auf Grund der Lage des 1P -Terms im Singulettssystem frei von verbotenen Übergängen ist. Außerdem stellt man fest, daß die Reichweite des $\Delta\bar{\nu}^{-2}$ -Abfalles (für die Reichweite wird die beim 5/2-Flügel des Wasserstoffs eingeführte Definition verwendet) um etwa einen Faktor 3 bis 4 in der relativen Linienintensität größer ist als im reinen Dispersionsprofil. Mit anderen Worten, das gemessene Profil des roten Flügels ist im Kern etwas breiter und niedriger als ein Dispersionsprofil.

Wir versuchen nun eine Dichtebestimmung aus den Linienflügeln der diffusen Nebenserien und beginnen mit der Triplettnebenserie. Hier darf man nach FOSTER³³ in guter Näherung im Linienflügel einen linearen STARK-Effekt annehmen, da nach den Abb. 10 und 11 bei den zur Auswertung gelangten Linien die Verstimmung $\Delta\bar{\nu}$ im Linienflügel sehr viel größer ist als der Abstand der D-Terme von den F-Termen. Wie bei den BALMER-Linien wird eine Dichte durch Anpassung der theoretischen Linienflügel nach Gl. (3) an die gemessenen 5/2-Flügel ermittelt. Die Ergebnisse zeigt Abb. 17. Betrachtet man alle untersuchten Linienflügel, so schwanken die Meßwerte mit etwa $\pm 20\%$ um den aus der Verschmelzung ermittelten Wert. Greift man nur die aus dem violetten Flügel ermittelten Dichten für $12 \leq n \leq 16$ heraus, wobei bei der Normierung die

scharfen Linien mit einbezogen wurden, so weichen die Werte nur noch bis zu $+13\%$ ab und laufen bei $n = 16$ mit $5,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ sehr genau auf den aus der Verschmelzung ermittelten Wert hinaus.

Wesentlich schwieriger liegt der Fall bei den diffusen Singulettlinien mit ihrem $\Delta\bar{\nu}^{-2}$ -Abfall. Vergleicht man das Singulett-Termschema mit dem Triplet-Termschema (genaue Daten siehe MARTIN³⁵), so fällt zunächst, wie bereits erwähnt, die engere Termelage des Singulettsystems auf. Da nun die diffusen Singulett- und Tripletlinien unter vollkommen gleichen experimentellen Bedingungen aufgenommen wurden, so sollte man daher bei den Singulettlinien noch eher als bei den Tripletlinien eine Wasserstoffähnlichkeit erwarten und damit im Linienflügel eine statistische Verbreiterung mit einem $\Delta\bar{\nu}^{-5/2}$ -Abfall. Dieser Flügelabfall ist jedoch an den in Abb. 14 bis 16 dargestellten Linien nicht zu beobachten. Hingegen darf man bei den höheren Seriengliedern, die nicht mehr genau meßbar waren und darum in den Abbildungen nicht wiedergegeben sind, einen allmählichen Übergang zu wasserstoffähnlichen Profilen mit einem $\Delta\bar{\nu}^{-5/2}$ -Abfall erwarten. Deutungsversuche für die unterschiedlichen Flügelgesetze — $\Delta\bar{\nu}^{-5/2}$ -Abfall bei den diffusen Tripletlinien und $\Delta\bar{\nu}^{-2}$ -Abfall bei den ersten diffusen Singulettlinien — haben bisher noch keine befriedigenden Ergebnisse ergeben*.

c) Eine Abschätzung der Dichte aus der Relativintensität der verbotenen Linien

Wir betrachten nun das Intensitätsverhältnis J'/J von verbotener zu erlaubter Linie und führen eine Abschätzung der Dichte durch. Wie die Abbildungen 12, 13 und 16 zeigen, ist ein solches Intensitätsverhältnis J'/J jeweils nur bei den ersten klar erkennbaren Gliedern der verbotenen Serien eindeutig definiert. Bei den höheren Seriengliedern taucht die Schwierigkeit auf, welcher Anteil des Linienprofils zur verbotenen Komponente zu rechnen ist, d. h. wie bei einer Planimetrierung der Linienflügel als Un-

³⁵ W. C. MARTIN, J. Res. Nat. Bur. Stand. A **64**, 19 [1960].

* A n n. b. d. K o r r.: Seit dem Eingang der vorliegenden Arbeit haben H. PFENNIG und E. TREFFTZ für die diffusen Linien des Heliums unter exakter Berücksichtigung des linearen und quadratischen STARK-Effektes und unter Zuhilfenahme der HOLTSMARK-Verteilung für die Mikrofelder des Plasmas quasistatisch verbreiterte Profile berechnet. Dabei konnte festgestellt werden:

1. Die Linienflügel der Tripletlinien sind auffallend steiler als die Flügel der Singulettlinien (vgl. Abschn. IV.3b).
2. Mit der Elektronendichte, die aus der Verschmelzung und aus der Wasserstoffähnlichkeit der letzten meßbaren

Tripletlinien ermittelt wurde, stimmen die berechneten Flügel mit den experimentell gewonnenen Flügeln in ihrer absoluten Höhe sowohl bei den diffusen Tripletlinien als auch bei den wesentlich breiteren diffusen Singulettlinien recht befriedigend überein.

3. Wie im Falle der BALMER-Linien (Abschn. III.2) ist eine Berücksichtigung der COULOMBSchen Wechselwirkung nach BARANGER und MOZER notwendig.

Die Berechnungen werden weiter verbessert. Über genauere Einzelheiten soll demnächst an anderer Stelle berichtet werden.

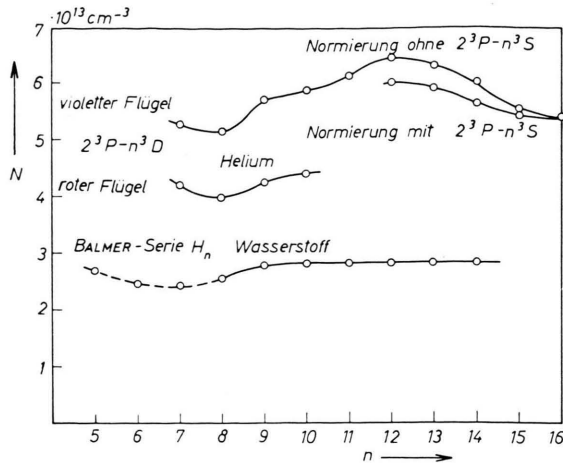


Abb. 17. Die aus dem Linienflügel ermittelte Dichte für die BALMER-Serie und die diffuse Triplettnebenserie des Heliums als Funktion der oberen Hauptquantenzahl n .

tergrund der verbotenen Komponente festzulegen ist.

Im Anschluß an eine Arbeit von UNSÖLD³² beschränken wir uns für die Abschätzung der Dichte auf die langsam veränderlichen Mikrofelder der Ionen, die in dem hier untersuchten Fall quasistatisch behandelt werden können. Geht man von einer Störung durch ein äußeres diskretes Feld F aus, so gilt (siehe BETHE³⁴) im Bereich des quadratischen STARK-Effektes für die P–P-Übergänge die Beziehung

$$\frac{J'(n'l)}{J(n'l+1)} = \frac{9}{4} \frac{F^2 n^2}{(E_{n'l+1} - E_{n'l})^2} \cdot (n^2 - (l+1)^2) \frac{(l+1)^2 - m^2}{4(l+1)^2 - 1} \quad (20)$$

und für die P–F-Übergänge die Beziehung

$$\frac{J'(n'l-2)}{J(n'l-1)} = \frac{9}{4} \frac{F^2 n^2}{(E_{n'l} - E_{n'l-1})^2} \frac{(n^2 - l^2)(l^2 - m^2)}{4l^2 - 1}. \quad (21)$$

Summiert man über alle möglichen, durch die Quantenzahl m gekennzeichneten Zustände, so läßt sich mit Hilfe dieser Gleichungen aus dem gemessenen Intensitätsverhältnis J'/J ein mittleres Feld F errechnen, das in Tab. 5 für die verschiedenen, auswertbaren verbotenen Übergänge zusammengestellt ist.

Nach UNSÖLD³² sind für die relative Intensität der verbotenen Komponente vorwiegend Störungen außerhalb des WEISSKOPFSchen Stoßradius ϱ_0 maßgebend, der bekanntlich nur eine Funktion der STARK-Effektkonstante und der Temperatur ist, nicht aber der Elektronendichte. Die Bedingung der Adia-

verb. Linie	J'/J	F (kV/cm)	N (cm ⁻³)
2 ³ P – 4 ³ F	$3,2 \cdot 10^{-3}$	0,65	$1,2 \cdot 10^{13}$
2 ³ P – 7 ³ P	$1,4 \cdot 10^{-3}$	0,65	$2,0 \cdot 10^{13}$
2 ³ P – 8 ³ P	$3,8 \cdot 10^{-3}$	0,54	$(3,2 \cdot 10^{13})$
2 ³ P – 9 ³ P	$9,5 \cdot 10^{-3}$	0,47	
2 ³ P – 10 ³ P	$(1,7 \cdot 10^{-2})$	(0,38)	
2 ¹ P – 4 ¹ F	$5,2 \cdot 10^{-3}$	0,60	$1,2 \cdot 10^{13}$
2 ¹ P – 6 ¹ P	$3,9 \cdot 10^{-3}$	0,50	$1,6 \cdot 10^{13}$
2 ¹ P – 7 ¹ P	$1,3 \cdot 10^{-2}$	0,42	
2 ¹ P – 8 ¹ P	$(3,1 \cdot 10^{-2})$	(0,34)	

Tab. 5.

basie, nach der die durch ein Störteilchen hervorgerufene Verstimmung $\Delta\omega \approx v_m/(1,5 \varrho_0)$ kleiner sein muß als der Termabstand, ist bei dem untersuchten Plasma für die Ionen sehr gut erfüllt.

Bildet man nun den quadratischen Mittelwert $\overline{\beta^2} = \overline{F^2}/F_0^2$ der langsam veränderlichen Felder für alle außerhalb des WEISSKOPF-Radius ϱ_0 befindlichen Ionen nach der Beziehung

$$\frac{\overline{F^2}}{F_0^2} = \overline{\beta^2} = \frac{\int_0^{\beta'} \beta^2 \cdot W(\beta, r_0/D) \cdot d\beta}{\int_0^{\beta'} W(\beta, r_0/D) \cdot d\beta} \quad (22)$$

mit

$$\beta' = (r_0/\varrho_0)^2, \quad (23)$$

so erhält man durch Vergleich mit den zuvor errechneten Feldern die in Tab. 5 wiedergegebenen Ionendichten, die bei den jeweils ersten meßbaren verbotenen Komponenten größenordnungsmäßig mit den aus den Linienprofilen ermittelten Dichten übereinstimmen. Für die verbotenen Komponenten der höheren Serienglieder ergibt die Methode in der beschriebenen Form zu große Dichten, die in Tab. 5 darum nicht mehr eingetragen sind. Dabei stellt sich heraus, daß für die hohen Hauptquantenzahlen der quadratische Mittelwert der Mikrofelder β^2 über die Grenze β' sehr empfindlich von dem in diesem Zusammenhang relativ willkürlich definierten WEISSKOPF-Radius ϱ_0 abhängt. (Man vergleiche hierzu Abb. 9; $\beta' < 1$.) Nur für den Fall $\beta' \gg 1$, d. h. wegen Gl. (23) bei kleinen Dichten und kleinen Hauptquantenzahlen, ergibt sich ein nur schwach von β' abhängiger quadratischer Mittelwert, aus dem sich die in Tab. 5 angegebenen Dichten mit der richtigen Größenordnung errechnen.

Herrn Dr. H. WULFF möchte ich an dieser Stelle besonders herzlich danken für die Anregung zu dieser Arbeit und für wertvolle Hilfe bei deren Durchführung.

Herrn Prof. W. HEISENBERG und Herrn Dr. G. v. GIERKE danke ich für die Möglichkeit, die vorliegende Arbeit im Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik anzufertigen.