

Experimentelle Untersuchungen zur Stark-Verbreiterung der Balmer-Linien H_α und H_β

Horst Ehrich und Hans Jürgen Kusch

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel

(Z. Naturforsch. **28a**, 1794–1800 [1973]; eingegangen am 14. Juli 1973)

Experimental Investigation of the Stark Broadening of the Balmer Lines H_α and H_β

The profiles of the Stark broadened Balmer lines H_α and H_β have been measured in a wide range of temperature and electron density. By the use of different light sources (3 wallstabilized arcs of different design, a pulsed discharge tube and a plexiglass-capillary discharge) the range was extended to $1.0 \cdot 10^4 \leq T \leq 3.2 \cdot 10^4$ K for the plasma temperature and to $1 \cdot 10^{16} \leq n_e \leq 55 \cdot 10^{16}$ cm⁻³ for the electron density in the H_β -scale. The experimental profiles of the H_α -line agree with generalized impact approximations if the condition: $n_e^{2/3}/T > 2 \cdot 10^7$ cm⁻² grad⁻¹ is fulfilled. Disagreements between the H_α and H_β electron density scale can be removed applying an empirical correction-factor to the electron density obtained from the half-width of H_α .

A. Einleitung

In dichten Plasmen mit Temperaturen bis zu 10 eV bestimmt die Stark-Verbreiterung durch die Mikrofelder von Elektronen und Ionen überwiegend die Breiten der Spektrallinien. Die durch Superposition der Wirkungen von Elektronen und Ionen erhaltenen Linienprofile hängen fast ausschließlich nur von der Dichte der Ladungsträger ab; die Abhängigkeit von der Temperatur ist schwach. Hierin liegt die besondere Bedeutung, die durch Stark-Effekt verbreiterte Linien, speziell Balmer-Linien wegen ihrer großen Breite, für die Bestimmung der Ladungsträgerkonzentration in Plasmen haben.

Experimentelle Untersuchungen an Lichtbögen^{1–3} und Stoßwellenplasmen⁴ zeigten Abweichungen von den Holtmarkschen quasistatischen Ansätzen⁵ und gaben so Anlaß zu einer Modifikation der Theorie. In den vergangenen Jahren wurden drei verschiedene Ansätze für die Stark-Verbreiterung von Wasserstofflinien entwickelt: die „generalized impact approximation“^{6–9} sowie ihre letzte, auf Kepple und Griem¹⁰ zurückgehende Verbesserung und die Ansätze einer „unified theory“ von Smith, Vidal, Cooper^{11, 12} einerseits und Voslamber¹³ andererseits.

Experimentelle Überprüfungen dieser theoretischen Linienprofile wurden in großer Zahl durchgeführt^{14–24}; es ergibt sich die beste Übereinstimmung mit der Theorie für die Linie H_β , während andere Linien oft markante Abweichungen zeigen. Neben der Ausdehnung der Überprüfung auf höhere Elektronendichten^{22, 25} ist hier die Ausdehnung der

Sonderdruckanforderungen an das Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel, D-2300 Kiel, Olshausenstraße 40–60.

Messungen auf die oft durch Selbstabsorption gestörte Linie H_α ^{21, 23, 24} von besonderer Bedeutung.

Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Profile der Balmer-Linien H_α und H_β in einem weiten Bereich von Temperatur und Elektronendichte. Eine solche Variationsbreite der Plasmaparameter ist nicht mit *einer* Lichtquelle zu erreichen; daher wurden verwendet:

1. Impulsentladungen in reinem Wasserstoff sowie in Helium und Argon, denen jeweils eine Spur Wasserstoff zugesetzt war.
2. Kapillarentladungen durch Plexiglas^{26–28}, Beobachtung des in der Kapillare befindlichen Plasmas side-on durch ein Fenster in der Wandung.
3. Spektroskopische Untersuchung des aus der Kapillare austretenden Plasmastrahls senkrecht zu seiner Achse und unmittelbar an seinem Austritt; die Zustandsgrößen des Plasmas sind über den Querschnitt der Plasmafackel konstant.
4. Drei Kaskadenbögen²⁹ unterschiedlicher Konstruktion unter verschiedenen Brennbedingungen. Wir beschreiben zunächst die Durchführung der Experimente und stellen im Anschluß daran die Ergebnisse dar.

B. Die experimentellen Anordnungen

a) Impulsentladungen

1. Impulsentladungsrohr und Stromversorgung

Zur Erzeugung der die verbreiterten Balmer-Linien emittierenden Plasmen diente ein Entladungsrohr, wie es schon von Kusch und Mewes³⁰ beschrieben wurde. Die vakuumdichte Verbindung des Entladungsrohrs aus DURAN 50 mit den Endverschlüssen erfolgte durch Rundschnurringe, die mittels



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 digitized 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.

konischer Metallringe gegen die äußere Glaswandung gepreßt wurden. Bei einem Elektrodenabstand von 85 mm konnte zwischen zwei Rohrdurchmessern von 22 und 40 mm gewählt werden. Mit den Endverschlüssen verschraubte Elektroden — Eisenfassungen mit eingepreßtem geschlitzten Kohleeinsatz — sorgten für die homogene Einspeisung des Entladungsstromes über den gesamten Rohrquerschnitt. Um von Verunreinigungslinien hinreichend freie Spektren zu erhalten, wurden die Einsätze aus der Reinstkohle EK 506 (Ringsdorff) gefertigt. Vakuum- und Füllgasanschluß waren mit dem auf Erdpotential befindlichen Endverschluß verbunden; zur Verbindung beider Endverschlüsse mit den Elektrodenfassungen dienten Schrauben, die jeweils auch die Fenstereinsätze zur *end-on*-Beobachtung der Plasmasäule vakuumbicht an die Endverschlüsse preßten. Magnetische Rückwirkungen der Stromzuführungen auf das Plasma konnten durch einen zur Achse des Entladungsrohrs symmetrischen Aufbau vermieden werden.

Zur Stromversorgung des Entladungsrohrs diente ein sechsstufiger Kettenleiter ($C = 80 \mu\text{F}$), der bei 5 kV Ladespannung einen konstanten Entladungsstrom von 12 kA während 150 μsec erzeugte. Als ohmscher Abschlußwiderstand wurden Kohlestäbe (RK-S, Ringsdorff) verwendet, deren Widerstand dem Wellenwiderstand der Kette angepaßt war. Eine triggerbare Funkenstrecke erlaubte die Auslösung der Entladung zum gewünschten Zeitpunkt. Die Fülldrücke wurden zwischen 2 und 25 torr variiert.

2. Die Kapillarlichtquelle

Zur Ergänzung der mit dem Impulsenladungsrohr gewonnenen Daten durch solche höherer Temperatur und Elektronendichte diente eine Kapillarentladung, wie sie schon von Ehrich und Kusch²⁷ (Typ 3 der Arbeit) beschrieben wurde. Verwendet wurden hier Plexiglas-Kapillaren von 3 mm Durchmesser und 16 mm Länge, die zur Ermöglichung der *side-on*-Beobachtung mit einem Fenster in ihrer Wandung versehen waren *. Das während der Entladung verdampfte Wandmaterial baute aus den Plexiglaskomponenten Wasserstoff, Kohlenstoff und Sauerstoff ein Plasma von hohem Druck auf, das nach beiden Seiten aus der Kapillare ausströmte. Spektroskopisch untersucht wurde sowohl das Kapillarplasma durch das Fenster hindurch als auch die *side-on*-Strahlung der aus der Kapillare austretenden Plasmafackel.

* Der Aufbau dieses Fensters wird in einer späteren Arbeit beschrieben.

3. Die spektroskopische Meßanordnung

Die photoelektrisch-oszillographische Untersuchung des Zeitverhaltens dieser Impulsenladungen zeigte, daß die Lichtemission dem zeitlichen Verlauf des Entladungsstromes folgte, also gleichfalls während eines Zeitintervalls von 150 μsec konstant war. Damit war für die photoelektrische Spektroskopie ein Rapid-Scan-Verfahren anwendbar; über einen hier benutzten besonders einfachen Aufbau wird in³¹ berichtet.

b) Die stationären Entladungen

1. Kaskadenlichtbögen

Neben den Kurzzeitlichtquellen wurden zur Erzeugung der die Balmer-Linien enthaltenden Spektren drei Kaskadenbögen verwendet; für zwei Bögen war das Brenngas Argon, für einen Stickstoff. Die Gase enthielten eine Spur Wasserstoff bzw. Wasserdampf.

Die Beobachtung der Bogenentladungen erfolgte in Richtung des Entladungskanals, dessen Durchmesser beim Stickstoffbogen 3 mm, bei den Argonbögen 4 mm bzw. 6 mm betrug. Im Unterschied zu den anderen Bögen war die Gaszuführung beim 6-mm-Bogen so ausgebildet, daß das mit Wasserstoff versetzte Argon nur dem inneren Bogenbereich zuströmte, während sich vor den Elektroden ein reines Argonplasma befand (Dreikammer-Bogen).

2. Die spektroskopische Meßanordnung

Die Registrierung der Linienprofile von H_α und H_β geschah bei den Argonbögen mit Hilfe eines Monochromators in Ebert-Aufstellung mit 2,5 m Brennweite; die reziproke Lineardispersion war 3,2 Å/mm in erster Ordnung. Zur Registrierung der aus dem Stickstoffbogen emittierten Linienprofile diente wieder das in³¹ beschriebene Rapid-Scan-Spektrometer.

Die Absolut-Kalibrierung der registrierten Wasserstofflinienprofile — diese war zur Bestimmung der optischen Tiefe notwendig — erfolgte durch die Strahlung des Anodenkraters eines Kohlebogens³²; die Lichtquellen waren in der üblichen T-Anordnung aufgebaut.

Das Spektrum der mit reinem Wasserstoff betriebenen Impulsenladung enthielt neben der optisch dünnen Linie H_β die optisch dicke Linie H_α . In allen anderen Fällen erfolgte die Emission aller registrierten Linien aus optisch dünner Schicht; lediglich das H_α -Profil bedurfte wegen seiner optischen Tiefe in wenigen Fällen einer leichten Korrektur. Die Berücksichtigung des Einflusses von Doppelverbreiterung und Apparatebreite auf die Profile der Balmer-

Linien erwies sich nur bei wenigen, zu kleiner Elektronendichte gehörenden H_α -Profilen als notwendig.

Die Abb. 1 und 2 zeigen als Beispiel zwei Oszilloskopogramme der in Rapid-Scan-Technik registrierten Wasserstofflinien.

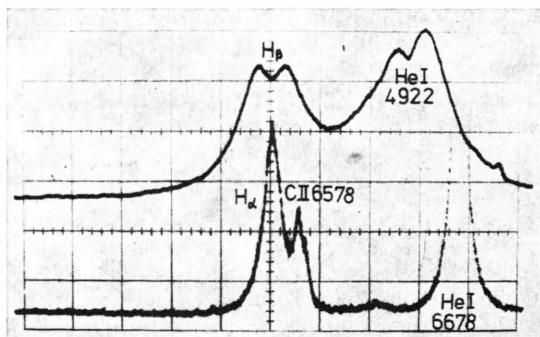


Abb. 1. Rapid-Scan-Oszilloskopogramm der Linienemission einer Entladung in Helium, dem eine Spur Wasserstoff zugesetzt war. Die Trennung der Linienflügel ist ohne Willkür möglich. Die Balmer-Linie H_α wird aus optisch dünner Schicht ausgesandt; dieses folgt schon aus der wesentlich größeren Maximalintensität der HeI-Linie 6678 Å.

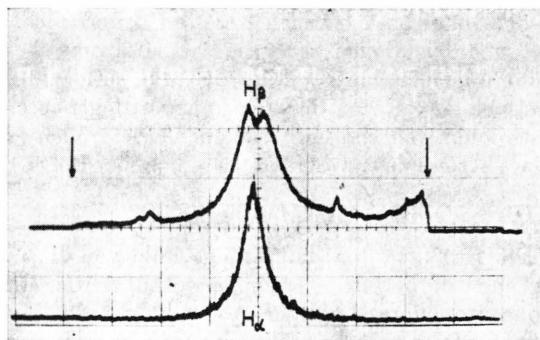


Abb. 2. Die in Rapid-Scan-Technik gewonnenen Linienprofile der Balmer-Linien H_β (obere Spur) und H_α (untere Spur) bei side-on-Beobachtung des Plasmastrahls einer Entladung durch Plexiglas-Kapillaren. An den mit einem Pfeil bezeichneten Stellen endet jeweils das Austrittsfenster in der Fokalebene des Spektrographen.

C. Die Auswertung der Spektren und die Meßergebnisse

a) Untersuchungen am reinen Wasserstoffplasma

1. Temperatur und Elektronendichte

Die Plasmatemperatur konnte aus der absoluten Maximalintensität der optisch dicken Linie H_α gewonnen werden; die erhaltenen Werte lagen je nach Entladungsbedingungen zwischen 9 000 °K und 17 000 °K. Ein Beweis dafür, daß H_α aus völlig optisch dicker Schicht ausgestrahlt wurde, ist die fol-

gende Überlegung: Für das Intensitätsverhältnis der Linien H_α und H_β bei Emission aus optisch dünner Schicht gilt:

$$\frac{I(H_\alpha)}{I(H_\beta)} = 2,18 e^{7,54 \cdot 10^9 / T}. \quad (1)$$

Weiter gilt für die Intensität einer Schicht der optischen Dicke τ_λ :

$$I_\lambda = B_\lambda(T) (1 - e^{-\tau_\lambda}) \quad (2)$$

und in optisch dünner Näherung:

$$I_\lambda = B_\lambda(T) \cdot \tau_\lambda. \quad (2a)$$

Bestimmt man aus (1) mit Hilfe der Intensität der optisch dünnen Linie H_β und der Plasmatemperatur die im optisch dünnen Fall zu erwartende Linienintensität von H_α , so ergibt sich mit der experimentell ermittelten Intensität $I_{\text{exp}}(H_\alpha)$ für alle Messungen

$$\frac{I(H_\alpha)}{I_{\text{exp}}(H_\alpha)} > 2 \quad (3)$$

und mit (2) und (2a):

$$\frac{\bar{\tau}_\lambda}{1 - e^{-\bar{\tau}_\lambda}} > 2. \quad (3a)$$

$\bar{\tau}_\lambda$ stellt einen gemittelten Wert der optischen Tiefe über die Linie dar. Da in der Linienmitte dann mit Sicherheit $\tau_0 > 4$ gilt, folgt für die Maximalintensität $I_M(H_\alpha)$ von H_α :

$$B_\lambda(T) > I_M(H_\alpha) > 0,982 B_\lambda(T).$$

Damit bleibt die Unsicherheit der Temperaturbestimmung wegen der starken Abhängigkeit der Kirchhoff-Planck-Funktion von der Temperatur im vorliegenden Wellenlängenbereich praktisch bedeutungslos.

Die Absolutintensität der Linie H_β konnte in gewohnter Weise durch Planimetrieren des registrierten Linienprofils bestimmt werden. Gleichzeitig ergab sich sowohl aus dem Profil als auch aus der Halbwertsbreite dieser Linie aufgrund theoretischer Ergebnisse von Griem et al.⁷⁻¹⁰ die Elektronendichte. Zur unabhängigen Bestimmung der Elektronendichte diente die Absolutintensität von H_β in Verbindung mit der Saha-Gleichung. Für ein reines Wasserstoffplasma gilt dann:

$$n_e = 3,6 \cdot 10^9 I(H_\beta)^{1/2} T^{3/4} e^{-(0,92 - 4\chi)/2kT}; \quad (4)$$

hierin ist die Anzahl der Protonen der Elektronendichte gleichgesetzt (Vernachlässigung von durch

Ionisation von Verunreinigungen hervorgerufenen Beiträgen zur Elektronendichte). Die die Ergebnisse wenig beeinflussende Erniedrigung des Ionisationspotentials wurden gemäß den Ansätzen von Ecker und Kröll³³ berücksichtigt.

2. Der Einfluß von Verunreinigungen auf die Elektronendichte

Neben den Balmer-Linien enthielt die Strahlung des Entladungsrohrs auch Verunreinigungslinien (CII, CIII) aus den Elektroden. Da den vorangegangenen Betrachtungen jedoch ein reines Wasserstoffplasma zugrunde gelegt wurde, ist der Einfluß von Verunreinigungen dieses Plasmas durch abdampfendes Elektrodenmaterial zu untersuchen.

Mit den Teilchendichten der Protonen n_+ und der neutralen Wasserstoffatome n_0 lautet die die Ionisation von Wasserstoff beschreibende Saha-Gleichung:

$$n_+ \cdot n_e / n_0 = S_H(T). \quad (5)$$

Für die Elektronendichte n_e gilt bei Verunreinigung dieses Plasmas wegen der Quasineutralität:

$$n_e = n_+ + n_+' ; \quad (6)$$

n_+' ist hierin die Teilchendichte der aus den Verunreinigungen herrührenden Ionen. Für abnehmende Wasserstoffteilchendichte konvergiert n_+' gegen die Elektronendichte des Plasmas. Setzt man diesen Ausdruck in (5) ein, so folgt:

$$n_e^2 - n_e n_+' = n_0 S_H(T) \quad (7)$$

und daraus

$$n_e = n_+/2 + \sqrt{n_+'^2/4 + n_0 S_H(T)}. \quad (8)$$

Der zweite Term des Radikanden entspricht dem Quadrat von (4), ist also dem Quadrat der *allein*

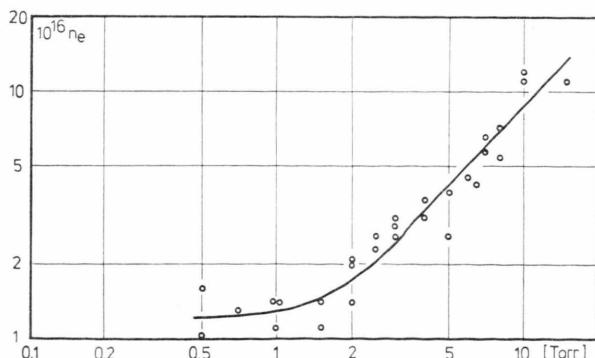


Abb. 3. Die Elektronendichte im Plasma einer Wasserstoff-Impulsentladung als Funktion des Fülldrucks. Stromstärke des Impulses von 210 μ sec Dauer: 10 kA. Unterhalb 1,5 torr Fülldruck bleibt die Elektronendichte wegen der Plasmaverunreinigungen durch Verdampfung des Elektrodenmaterials annähernd konstant.

vom Wasserstoff herrührenden Elektronen gleich. Zur Gewinnung der wirksamen Elektronendichte aus (8) wurde n_+' als Grenzwert der aus dem Profil von H_β ermittelten Elektronendichte für sinkenden Fülldruck (bei konstanter Stromstärke von 10 kA) bestimmt; Abb. 3 zeigt diese Abhängigkeit. Hierbei ist vorausgesetzt, daß die Dichte der Verunreinigungselemente n_+' bei Änderung des Fülldrucks im Rohr unverändert bleibt; die Vermessung der CI-Linie 6587 Å bestätigte diese Annahme. Aus dieser Messung ergab sich als Mittelwert $n_+' = 2,0 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ im Einklang mit dem Grenzwert $n_+' = (1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ in Abbildung 3. Daher wurde der letztere Wert zur Bestimmung der Elektronendichte aus (8) herangezogen. Abbildung 4

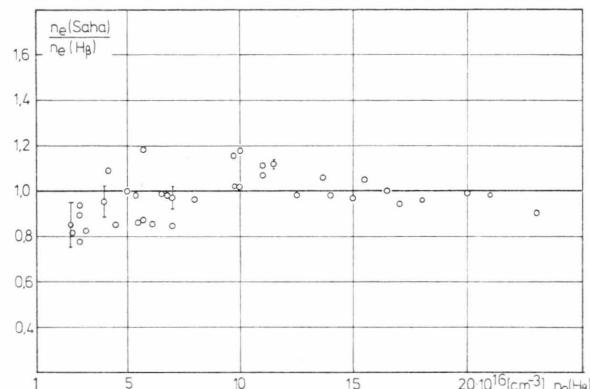


Abb. 4. Das Verhältnis der aus der Saha-Gleichung gewonnenen Elektronendichte zu dem aus der Linienkontur von H_β nach 7–10 folgenden Wert. Die Unsicherheit der Meßwerte (in der Darstellung durch Fehlerintervalle angegedeutet) nimmt zu höheren Dichten wegen des dann zurücktretenden Einflusses der Verunreinigungen stark ab.

zeigt die Übereinstimmung der aus H_β bestimmten Elektronendichte mit dem aus der Saha-Gleichung nach (8) gewonnenen Wert. Die Unsicherheit durch abdampfendes Elektrodenmaterial ist nur bei $n_e < 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ bemerkbar und verliert bei höheren Elektronendichten zunehmend an Bedeutung.

b) Impulsentladungen in Helium und Argon mit Wasserstoffzusatz und Kapillarentladungen

1. Temperatur

Die Bestimmung der Plasmatemperatur erfolgte in allen Fällen aus der Saha-Gleichung CII → CIII durch Vermessung der Kohlenstofflinien CIII 2297 Å und CII 2511 Å mit Hilfe eines weiteren, simultan betriebenen Rapid-Scan-Spektrometers nach³¹; die Übergangswahrscheinlichkeit der Linie 2511 Å wurde³⁴ entnommen.

c) Bogenentladungen unter verschiedenen Bedingungen

1. Temperatur

Die Achsentemperaturen der verwendeten Bogenplasmen — diese sind von der Art des Brenngases, vom Durchmesser des Entladungskanals und von der Stromstärke abhängig — waren aus vorangegangenen Messungen bekannt oder wurden der Literatur^{35, 36} entnommen.

2. Elektronendichte

Die Elektronendichte aller Plasmen wurde aus dem Profil bzw. der Halbwertsbreite von H_β nach⁷⁻¹⁰ gewonnen; gegenüber den aus dem Profil von H_α erhaltenen Werten zeigten sich signifikante Unterschiede, die im folgenden Abschnitt dargelegt sind.

Tabelle 1 zeigt eine Zusammenstellung der verwendeten Lichtquellen mit ihren Betriebsbedingungen sowie den dort herrschenden Plasmatemperaturen und Elektronendichten (gewonnen aus dem Profil von H_β).

D. Vergleich der Elektronendichte aus der Starkverbreiterung von H_α und H_β und der Linioprofile in einem großen Bereich von Temperatur und Elektronendichte

a) Elektronendichte

In Abb. 5 ist die aus der Halbwertsbreite von H_α (nach⁷⁻¹⁰) folgende Elektronendichte gegen den sich aus H_β (nach⁷⁻¹⁰) ergebenden Wert aufgetra-

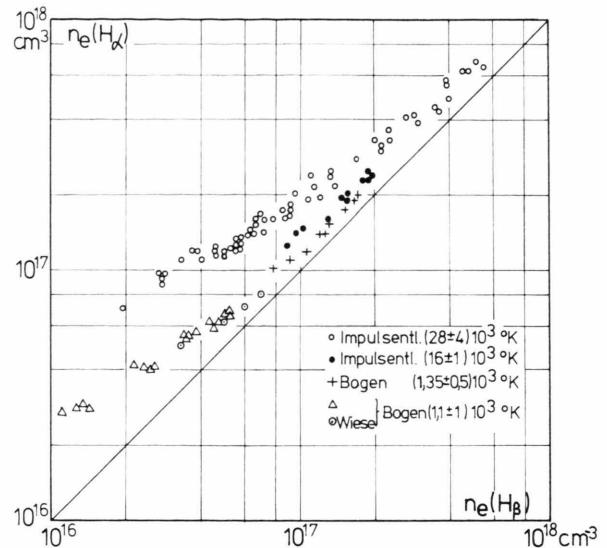


Abb. 5. Die aus der Halbwertsbreite von H_α bestimmte Elektronendichte im Vergleich mit dem aus H_β bestimmten Wert. Die den verschiedenen Plasmatemperaturen zugeordneten Meßpunkte liegen auf Kurvenästen, die zu höheren Elektronendichten hin gegen die 45°-Gerade (im Sinne einer Übereinstimmung beider Elektronendichten) konvergieren.

gen. Man erkennt, daß so erhaltene Elektronendichten im allgemeinen nicht übereinstimmen: aus dem Profil von H_α erhaltene Elektronendichten liegen stets zu hoch. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß die in Plasmen etwa gleicher Temperatur aus dem Profil von H_α bestimmten Elektronendichten auf einer Kurve liegen, die zu hohen Elektronendichten hin gegen die aus der Linikontur von H_β erhaltenen Werte konvergiert. Besonders deutlich zeigen die bei ca. 28 000 °K und bei 11 000 °K gemessenen

Lichtquelle	Brenngas	Stromstärke [A]	Temperatur [10 ⁴ °K]	$n_e(H_\beta) \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
Entladungsrohr	He + H ₂	$6-12 \cdot 10^3$	2,5 - 3,0	2 - 7
Entladungsrohr	Ar + H ₂	$6-12 \cdot 10^3$	1,5 - 1,7	8,5 - 20
Plasmastrahl einer Kapillarentladung	C ₅ H ₈ O ₂ -Dampf	$2-12 \cdot 10^3$	2,4 - 28	6 - 20
Kapillarentladung	C ₅ H ₈ O ₂ -Dampf	$1-4 \cdot 10^3$	3,0 - 3,2	20 - 55
Kaskadenbogen 3 mm φ	N ₂ + H ₂ O	80 - 150	1,3 - 1,4	9 - 18
Kaskadenbogen 4 mm φ	Ar + H ₂	60 - 110	1,3 - 1,4	8,5 - 20
Kaskadenbogen 6 mm φ	Ar + H ₂ O	20 - 60	1,0 - 1,2	1 - 5

Tabelle 1.

Kurven diesen Befund. Besonders bei kleineren Elektronendichten macht sich ein erheblicher Einfluß der Plasmatemperatur auf die aus dem Profil von H_α ermittelte Elektronendichte bemerkbar; hier ist die Temperaturabhängigkeit des H_α -Profils wesentlich stärker als von der Theorie gefordert. Die Streuung der Meßpunkte in Abb. 5 ist also nicht nur durch Meßungenauigkeiten bedingt, sondern beruht außerdem auf Schwankungen der Plasmatemperatur.

Messungen von Bridges und Wiese²¹ und von Birkeland et al.²³ stimmen mit den hier mitgeteilten Ergebnissen ausgezeichnet überein.

b) Linienprofile

Ein Vergleich der gemessenen und berechneten Linienprofile ergab im allgemeinen gute Übereinstimmung für die Linie H_β . Abweichungen traten jedoch in der Linienmitte auf: das gemessene Profil zeigte eine geringere Einsenkung als das berechnete. Daneben konnten im H_β -Profil leichte Asymmetrien festgestellt werden: die Intensität des langwelligeren war geringer als die des kurzweligen Maximums¹⁵, der kurzwellige Linienflügel stimmte mit der theoretischen Kurve gut überein, fiel aber steiler ab als der langwellige Flügel.

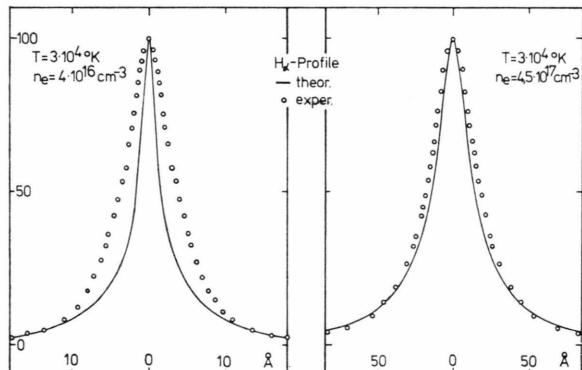


Abb. 6. Theoretische und experimentelle H_α -Profile bei gleicher Temperatur, jedoch verschiedener Elektronendichte.

Weit weniger gut war die Übereinstimmung der gemessenen und theoretischen Profile für die Linie H_α . Abbildung 6 zeigt experimentelle und theoretische Profile für eine Temperatur von $30\,000\text{ }^\circ\text{K}$ bei den Elektronendichten $4 \cdot 10^{16}\text{ cm}^{-3}$ und $4.5 \cdot 10^{17}\text{ cm}^{-3}$. Während in den Linienflügeln die Profile befriedigend übereinstimmen, steigt das experimentelle Profil zur Linienmitte hin immer stärker an als das berechnete; bei höheren Elektronendichten verschwindet diese Diskrepanz zunehmend.

Multipliziert man die nach Griem et al.⁷⁻¹⁰ aus dem Profil von H_α ermittelte Elektronendichte mit dem empirischen Faktor:

$$1 - \exp \left\{ -10^{-7} n_e^{2/3} / T \right\},$$

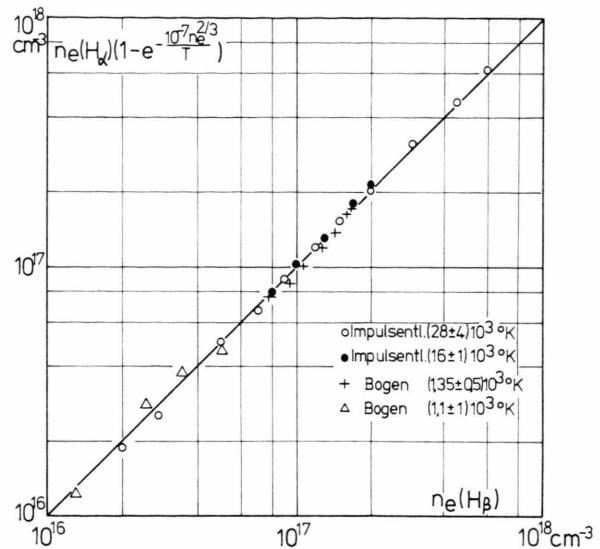


Abb. 7. Korrektur der aus H_α ermittelten Elektronendichte durch den empirischen Faktor $(1 - \exp \{-10^{-7} n_e^{2/3} / T\})$. Die eingezeichneten Punkte sind gemittelte Werte aus Abbildung 5.

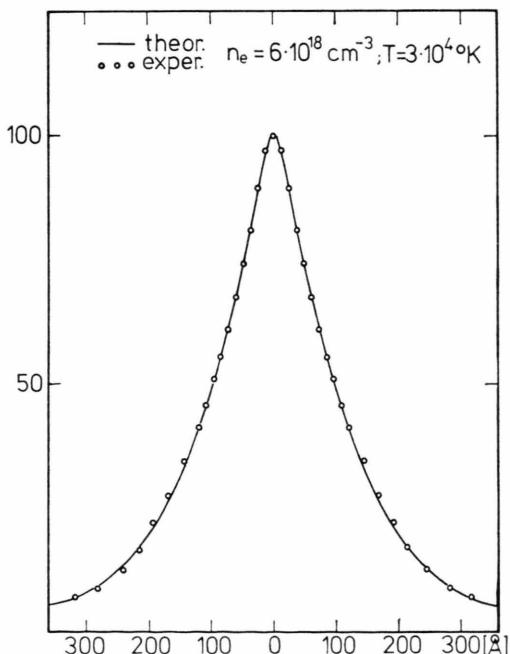


Abb. 8. Theoretisches und experimentelles Profil der Balmer-Linie H_α bei Plasmaparametern, die die Bedingung: $n_e^{2/3} / T > 2 \cdot 10^7$ gut erfüllen.

so wird die in Abb. 5 dargestellte Diskrepanz in den Elektronendichten behoben, wie Abb. 7 zeigt. Aufgrund der theoretischen Profile von H_α nach Griem et al.⁷⁻¹⁰ ermittelte Elektronendichten stimmen also dann mit den wirklichen überein, wenn die Bedingung:

$$n_e^{2/3}/T > 2 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ grad}^{-1}$$

erfüllt ist. Wie Abb. 8 zeigt, stimmen unter diesen Umständen theoretisches und experimentelles Linienprofil ausgezeichnet überein.

Über eine theoretische Deutung des empirischen Korrekturfaktors wird in einer späteren Arbeit berichtet.

Zusammenfassung

Spektroskopische Untersuchungen an Impulsenladungen in reinem Wasserstoff zeigten die Überein-

stimmung der aus der Saha-Gleichung und aus dem Profil von H_β bestimmten Elektronendichte. In einem weiten Bereich von Temperatur und Elektronendichte an verschiedenen Plasmen angestellte Vergleiche von aus den Profilen von H_α und H_β erhaltenen Elektronendichten führten zu Unstimmigkeiten, die durch einen empirischen Korrekturfaktor behoben werden konnten.

Die Verfasser danken dem Direktor des Instituts für Experimentalphysik der Universität Kiel, Herrn Prof. Dr. W. Lochte-Holtgreven, für die stete Förderung bei der Durchführung dieser Arbeit. Den Herren H. P. Pritschow und R. Wittenberg sei gedankt für ihre Hilfe bei manchen Experimenten. Der Bundesminister für Bildung und Wissenschaft sowie die Deutsche Forschungsgemeinschaft unterstützten diese Untersuchungen durch Bereitstellung von Sachmitteln.

- ¹ G. Jürgens, Z. Physik **134**, 21 [1952].
- ² H. Griem, Z. Physik **137**, 280 [1954].
- ³ P. Bogen, Z. Physik **149**, 62 [1957].
- ⁴ L. R. Doherty u. E. B. Turner, Astrophys. J. **60**, 158 [1955].
- ⁵ J. Holtsmark, Ann. Physik **58**, 577 [1919]; Phys. Z. **20**, 162 [1919]; Phys. Z. **25**, 73 [1924].
- ⁶ A. C. Kolb u. H. R. Griem, Phys. Rev. **111**, 514 [1958].
- ⁷ H. R. Griem, A. C. Kolb u. K. Y. Shen, Phys. Rev. **116**, 4 [1959].
- ⁸ H. R. Griem, A. C. Kolb u. K. Y. Shen, Astrophys. J. **135**, 272 [1962].
- ⁹ H. R. Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw Hill Book Co., Inc. New York 1964.
- ¹⁰ P. Kepple u. H. R. Griem, Phys. Rev. **173**, 317 [1968]; P. Kepple, Univ. of Maryland Report No. 831 [1968].
- ¹¹ E. W. Smith, J. Cooper u. C. R. Vidal, Phys. Rev. **185**, 140 [1969].
- ¹² E. W. Smith, J. Cooper u. C. R. Vidal, J. Quant Spectr. Radiative Transfer **11**, 263 [1971].
- ¹³ D. Voslamber, Z. Naturforsch. **24a**, 1458 [1969].
- ¹⁴ H. Berg, A. W. Ali, R. Lincke u. H. R. Griem, Phys. Rev. **125**, 199 [1962].
- ¹⁵ W. L. Wiese, D. R. Paquette u. J. E. Solarski jr., Phys. Rev. **129**, 1225 [1963].
- ¹⁶ E. A. McLean u. S. A. Ramsden, Phys. Rev. **A 140**, 1122 [1965].
- ¹⁷ R. A. Hill u. J. S. Gerardo, Phys. Rev. **162**, 45 [1967].
- ¹⁸ R. A. Hill u. R. D. Fellerhoff, Appl. Opt. **5**, 1105 [1966].
- ¹⁹ R. A. Hill u. E. H. Beckner, Appl. Opt. **3**, 929 [1964].
- ²⁰ W. L. Wiese, D. E. Kelleher u. D. R. Paquette, Phys. Rev. A **6**, 1132 [1972].
- ²¹ J. M. Bridges u. W. L. Wiese, Proc. VII. Int. Conf. Ion. Phen. in Gases Beograd 1966, Vol. III, 165.
- ²² J. C. Morris u. R. U. Krey, Phys. Rev. Letters **21**, 1043 [1968].
- ²³ J. W. Birkeland, S. P. Oss u. W. G. Braun, Phys. Rev. **178**, 368 [1969].
- ²⁴ K. Behringer, Z. Physik **246**, 333 [1971].
- ²⁵ J. B. Shumaker jr. u. C. H. Poppenoe, Phys. Rev. Letters **21**, 1046 [1968].
- ²⁶ H. J. Kusch u. H. Schreiber, Z. Naturforsch. **27a**, 513 [1972].
- ²⁷ H. Ehrlich u. H. J. Kusch, Z. Naturforsch. **27a**, 520 [1972].
- ²⁸ H. Ehrlich u. H. J. Kusch, Z. Naturforsch. **27a**, 693 [1972].
- ²⁹ H. Maecker, Ann. Phys. **6**, 18, 441 [1956]; H. Maecker u. S. Steinberger, Z. Angew. Phys. **23**, 456 [1967].
- ³⁰ H. J. Kusch u. R. Mewes, Z. Naturforsch. **22a**, 676 [1967].
- ³¹ H. Ehrlich u. H. J. Kusch, Appl. Phys. (to be published).
- ³² K. Schurer, Thesis Utrecht 1969; Appl. Optics **7**, 461 [1968].
- ³³ G. Ecker u. W. Kröll, Phys. Fluids **6**, 62 [1963]; G. Ecker, Z. Naturforsch. **21a**, 2023 [1966].
- ³⁴ H. Ehrlich u. H. J. Kusch, Z. Phys. (im Druck).
- ³⁵ I. Bues, T. Haag u. J. Richter, Laborbericht Kiel 1969 (unveröffentlicht).
- ³⁶ V. Helbig, private Mitteilung.