

is too short to be compatible with an M2 transition³⁷ by several orders of magnitude. The conversion coefficients measurements reported here in Cd¹¹⁴ and In¹¹⁴ ($Z = 48$ and 49) and in earlier re-

sults by FREY et al.³⁸, HAMILTON et al.^{3, 39–41} and LU et al.⁶ for $Z = 22 – 28$ and 56 indicate that E2-conversion coefficients in the Z region below 60 are in good agreement with theory.

- ³⁷ M. GOLDHABER and A. W. SUNYAR, Chapter on "Classification of Nuclear Isomers" in K. SIEGBAHL's book on "Beta- and Gamma-Ray spectroscopy", North Holland Publishing Company, Amsterdam 1955.
- ³⁸ W. F. FREY, J. H. HAMILTON, and S. HULTBERG, *Arkiv Fysik* **21**, 383 [1962].
- ³⁹ J. F. W. JANSEN and J. H. HAMILTON, Proceedings at the Conference on the Role of Atomic Electrons in Nuclear Transformations.

⁴⁰ a) A. K. HANKLA, J. H. HAMILTON, and R. V. STOCKENDAL, *Arkiv Fysik* **24**, 429 [1963]; b) E. F. ZGANJAR, H. W. BOYD, J. H. HAMILTON, W. B. NEWBOLT, and R. J. HERICKHOFF, *Bull. Am. Phys. Soc.* **7**, 566 [1962].

⁴¹ W. L. CROFT, B.-G. PETTERSSON, T. M. GEORGE, and J. H. HAMILTON, Proceedings at the Conference on the Role of Atomic Electrons in Nuclear Transformations.

Messung der Druckverbreiterung von Linien der 2. Lyman-Serie des Heliumions

H. HESSBERG und W. BÖTTICHER

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel

(Z. Naturforschg. **22 a**, 316–321 [1967]; eingegangen am 6. Dezember 1966)

In einer gepulsten Kapillarentladung wird ein Heliumplasma hoher Elektronendichte ($n_e = 2$ bis $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) und Temperatur ($T = 50\,000 – 55\,000 \text{ }^\circ\text{K}$) erzeugt. Die Plasmadaten werden aus Messungen der Linienbreite sowie des Intensitätsverhältnisses Linie/Kontinuum der He II-Linie 4686 Å bestimmt. Mit Hilfe dieser Daten werden aus den gemessenen Profilen die normierten Profile der im Vakuumultravioletten liegenden He II-Linien bei $\lambda = 1640, 1215$ und 1085 \AA ermittelt. Wegen der guten Reproduzierbarkeit und der hohen Dichte des emittierenden Plasmas eignet sich die Lichtquelle als Strahlungsnormal bei 1640 Å.

Die Elektronendichte in einem Plasma kann aus den Profilen von Spektrallinien, deren STARK-Verbreiterungsparameter bekannt sind, einfach und schnell bestimmt werden. Bei Plasmen hoher Elektronendichte sind solche Messungen meist nur im Vakuum-ultravioletten Spektralbereich möglich, weil die Linien im langwelligeren Teil des Spektrums nicht mehr aus dem Kontinuum herausragen. Da Helium ein oft benutztes Indikatorgas ist, wurden die bisher unbekannten Profile der drei ersten Linien der 2. LYMAN-Serie des Heliumions, die zwischen 900 und 1700 Å liegen, experimentell bestimmt.

Dazu war es notwendig, eine Lichtquelle zu entwickeln, die sehr reproduzierbar ein heißes Helium-Plasma großer Dichte erzeugte und die mit hoher Wiederholfrequenz betrieben werden konnte.

Lichtquelle und Meßmethode

Das als Lichtquelle dienende Plasma wurde in einer Kapillarlampe (Abb. 1) durch einen Rechteckimpuls von 8,5 kAmp Stromstärke und $2,5 \mu\text{s}$ Dauer erzeugt. Die Schaltung des als Stromquelle benutzten

Kettenleiters zeigt Abb. 2. Bei dem verwendeten Fülldruck von 120 Torr Helium war der Widerstand der Entladung so hoch, daß 80% der gespeicherten Energie dem Entladungsplasma in Form von Joulescher Wärme zugeführt wurde. Die Kapillare von 3 mm Innendurchmesser und 125 mm Länge bestand aus gesintertem Aluminiumoxid (Degussit Al 23), ihr Ende befand sich 115 mm vor dem Eintrittsspalt eines Seya-Namioka-Vakuummonochromators ($f = 1 \text{ m}$, Gitter mit 1200 Strichen/mm). Zwischen Lampe und Spalt befand sich ein 0,2 mm dikes LiF-Fenster (Fa. E. Leitz, Wetzlar), das unerwünschte Strahlung aus Wellenlängenbereichen unterhalb 1040 Å ausfilterte. Photographisch aufgenommene Spektren der Entladung zeigten nur wenige Verunreinigungs-Linien, die bei der Auswertung nicht störten.

Da die Lichtemission während einer Entladung stark variierte, erfolgte die quantitative Untersuchung photoelektrisch. Bei fester Wellenlängeneinstellung des Monochromators wurde mit Sekundär-elektronenvervielfacher (RCA 6810 A) und Zwei-strahlzosillograph (Tektronix 551) der emit-



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.

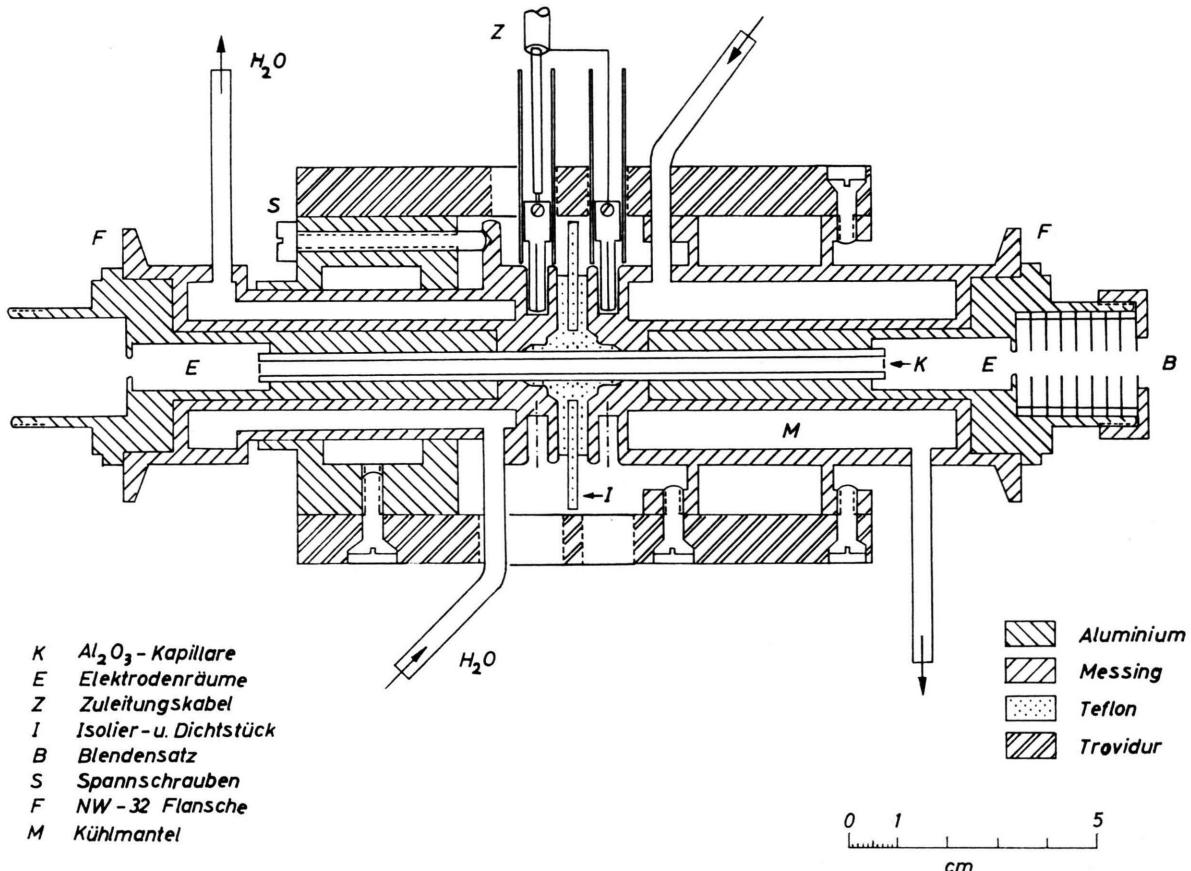


Abb. 1. Kapillarlampe im Schnitt.

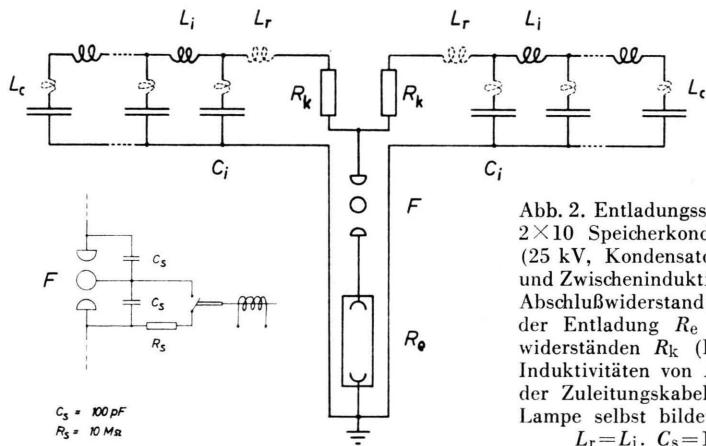


Abb. 2. Entladungstromkreis. Kettenleiter aus 2×10 Speicher kondensatoren C_i von $0,1 \mu\text{F}$ (25 kV, Kondensatorinduktivität $L_c = 35 \text{ nH}$) und Zwischeninduktivitäten L_i von 150 nH . Der Abschlußwiderstand wurde aus dem Widerstand der Entladung R_e und den Kompensationswiderständen R_k (Kohlestäbe) gebildet. Die Induktivitäten von R_k , der Funkenstrecke F , der Zuleitungskabel zur Lampe und die der Lampe selbst bildeten die Restinduktivitäten $L_r = L_i$. $C_s = 100 \text{ pF}$, $R_s = 10 \text{ M}\Omega$.

tierte Lichtstrom als Funktion der Zeit registriert*. Die Zeitkonstante der Registrierung betrug $0,1 \mu\text{s}$.

* Bei Messungen im Vakuum-UV befand sich vor der Photokathode eine Fluoreszenzschicht aus Natriumsalicylat.

Über restliches Signalrauschen konnte durch Übereinanderphotographieren der Oszillogramme von jeweils drei Entladungen gemittelt werden, da die Reproduzierbarkeit der Lichtemission der Einzelentla-

dungen besser als 3% war und elektrische Störungen vollständig abgeschirmt waren. Die Linienprofile wurden je nach Linienbreite aus 30–40 Messungen bei verschiedenen Wellenlängeneinstellungen aufgebaut. Um langfristige Änderungen der Emission zu erkennen, leitete ein Lichtleiter ein Teil des auf das Gitter fallenden sichtbaren Lichtes auf einen zweiten SEV. Das zugehörige, auf der zweiten Spur des Oszillographen registrierte Signal ergab, daß während der Aufnahme eines Profils keine Änderungen auftraten.

Aus den Oszillogrammen wurden für die Zeitpunkte $t_1 = 0,75 \mu\text{s}$, $t_2 = 1,0 \mu\text{s}$ und $t_3 = 2,0 \mu\text{s}$ nach Beginn des Stromimpulses die Profile der He II-Linien bei $\lambda = 4686, 3203, 1640, 1215$ und 1085 \AA in relativen Einheiten bestimmt. Dabei mußte angenommen werden, daß sich die spektrale Empfindlichkeit der Anordnung innerhalb einer Linie nicht ändert. Da die spektrale Empfindlichkeit bei verschiedenen Linien mit Sicherheit verschieden ist, konnten Intensitätsvergleiche der Linien untereinander nicht vorgenommen werden.

Korrektur auf optisch dünne Schicht

Infolge der hohen Dichte war die optische Schichtdicke $\tau = k(\lambda) \cdot l$ in den meisten Linienzentren nicht mehr klein gegen eins. Man muß daher die Selbstabsorption im Plasma berücksichtigen, wenn aus den gemessenen Profilen $\Phi(\lambda)$ die Wellenlängenabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten $k(\lambda)$ bestimmt werden soll. Der bei einer festen Wellenlänge auf die SEV-Kathode fallende Lichtstrom Φ stammt, da keine Abbildung erfolgte, aus dem durch das Blendsystem zwischen Spalt und Lampe bestimmten Öffnungswinkel Ω . Der Wert von Φ ergibt sich durch die Integration über die Lichtströme $d\Phi$, die von den Volumenelementen dV des Kapillarenplasmas, welche sich innerhalb Ω befinden (Abb. 3), in den Spektrographenspalt (Fläche f) emittiert werden. Setzt man Rotationssymmetrie voraus, dann ist mit dem Emissionskoeffizienten ε und dem Raumwinkel $\omega = f/z^2$

$$d\Phi = \varepsilon \omega dV = \varepsilon (f/z^2) 2\pi r dr dz \quad (1)$$

und damit

$$\Phi = f \int_0^{r_2} \int_{z_1}^{z_2} \varepsilon(r, z) \frac{2\pi r}{z^2} \exp \left\{ - \int_{z_1}^z k dz \right\} dz dr. \quad (2)$$

Das Verhältnis von Emissionskoeffizient ε und Absorptionskoeffizient k ist, da wir wegen der hohen Elektronendichte thermisches Gleichgewicht voraussetzen dürfen, durch die KIRCHHOFF-PLANCK-Funktion $B(\lambda, T)$ gegeben. Eine einfache Bestimmung von k aus Gl. (2) ist nur dann möglich, wenn k und T nicht von r und z abhängen. Für die weitere Auswertung mußte daher angenommen werden, daß das Plasma homogen war. Dann wird

$$\Phi = \pi f k B(T) \int_{z_1}^{z_2} \frac{r_2^2(z)}{z^2} e^{-k(z-z_1)} dz. \quad (3)$$

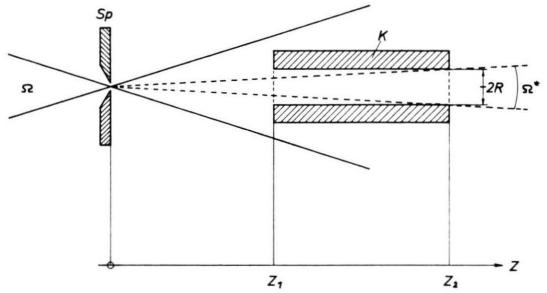


Abb. 3. Skizze zur Spaltbeleuchtung. Ω bzw. Ω^* sind die durch nichtgezeichnete Blenden begrenzten Raumwinkel, aus denen Licht in den Spektrographenspalt gelangen kann.

In dem hier vorliegenden Fall (Abb. 3), daß das Plasma vollständig innerhalb Ω liegt, ist für $r_2(z)$ der Kapillarenradius R einzusetzen. Aus Gl. (3) erhält man für feste durch die Geometrie der Entladung bestimmte Werte z_1 , z_2 und R eine leicht berechenbare Funktion φ^1 , die durch Gl. (4) definiert wird:

$$\Phi = k(z_2 - z_1) B(T) \frac{\pi R^2 f}{z_1 z_2} \varphi, \quad (4)$$

$$\text{d. h. } \varphi(k) = \frac{z_1 z_2}{z_2 - z_1} \int_{z_1}^{z_2} \frac{1}{z^2} e^{-k(z-z_1)} dz. \quad (4 \text{ a})$$

Verwendet man ein engeres Blendsystem, so daß Ω^* ganz innerhalb des Plasmas liegt, so darf man in Gl. (2) nur bis $r_2 = \Omega^* \cdot z$ integrieren. In diesem Fall erhält man die bekannte Beziehung

$$\Phi^* = \pi f \Omega^{*2} B(T) \{1 - e^{-k(z-z_1)}\} \quad (5)$$

bzw. bei Einführung einer Funktion

$$\varphi^* = (1 - e^{-k(z-z_1)})/k(z_2 - z_1)$$

in Analogie zu Gl. (4)

$$\Phi^* = \pi f \Omega^* B(T) \cdot k(z_2 - z_1) \varphi^*. \quad (6)$$

¹ Das Integral in Gl. (4 a) läßt sich auf tabellierte Integral-exponentialfunktionen zurückführen.

Ein so enges Blendensystem, das außerdem den Vorteil geboten hätte, die Strahlung der wandnahen Plasmaschichten zu eliminieren, ließ sich bei dem vorliegenden Experiment nicht realisieren.

Für Werte von $\tau = (z_2 - z_1) \cdot k < 0,1$ hat φ bzw. φ^* angenähert den Wert eins. Der Verlauf des beobachteten Profils $\Phi(\lambda)$ bzw. $\Phi^*(\lambda)$ ist dann gleich dem Verlauf des Absorptionskoeffizienten $k(\lambda)$ (optisch dünner Fall). Für große τ wird $\varphi < 1$ und man muß Gl. (4) zur Umrechnung benutzen. Für sehr große Werte von k werden φ und φ^* umgekehrt proportional zur optischen Schichtdicke τ , und man erhält

$$\Phi = \pi f(R/z_1)^2 B(T), \quad (4 \text{ a})$$

$$\text{bzw. } \Phi^* = \pi f \Omega^{*2} B(T), \quad (5 \text{ a})$$

d. h. das Plasma strahlt wie ein schwarzer Körper.

Bestimmung von Elektronendichte und Temperatur

Zur Bestimmung von Elektronendichte und Temperatur wurden die Verbreiterung der He II-Linien $\lambda 4686$ und 3203 \AA , sowie das Intensitätsverhältnis der Linie He-II 4686 \AA zum unterliegenden Kontinuum benutzt. Da die Oszillatorenstärken² und die kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten³, ebenso wie die Profile der Linien⁴, bekannt waren, konnten die Absolutwerte des Absorptionskoeffizienten $k = k(\lambda)$ für Linie und Kontinuum als Funktion von vorgegebenen Wertepaaren von Elektronendichte n_e und Temperatur T berechnet werden⁵. Wenn k in der Linienmitte nicht zu hohe Werte annimmt, gelingt es, durch ein Rekursionsverfahren⁶ ein Wertepaar n_e, T und damit ein Profil $k(\lambda)$ zu bestimmen, das, mit Gl. (4) umgerechnet, den gemessenen relativen Verlauf $\Phi(\lambda)$ von Linienprofil und unterliegendem Kontinuum ergibt. [Man nimmt dabei an, daß $B(\lambda, T)$ innerhalb einer Linie konstant ist.] Damit sind Elektronendichte und Temperatur ermittelt.

Die Rechnungen ergeben, daß bei der Wellenlänge 4686 \AA die Kontinuums-Intensität $I_{\text{kont}} \approx n_e^{1,9}$ ist und praktisch nicht von der Temperatur abhängt. Aus dem zeitlichen Verlauf der Kontinuums-Intensität ergibt sich daher in einfacher Weise der Verlauf

von n_e . Mit Hilfe der berechneten Plasmazusammensetzung erhält man aus n_e die Dichte n_i der einfach geladenen Heliumionen. Da die He^{++} -Dichte gering ist, ist die Elektronendichte n_e nur unwesentlich höher als n_i (6% für $t = 0,75 \mu\text{s}$ und $1 \mu\text{s}$ bzw. 11% für $t = 2 \mu\text{s}$). Der Verlauf der in Abb. 4 eingezeichneten Kurve für n_i wurde in der beschriebenen Weise erhalten und an den bei $t_1 = 0,75 \mu\text{s}$ aus den Profilen bestimmten Wert angeschlossen.

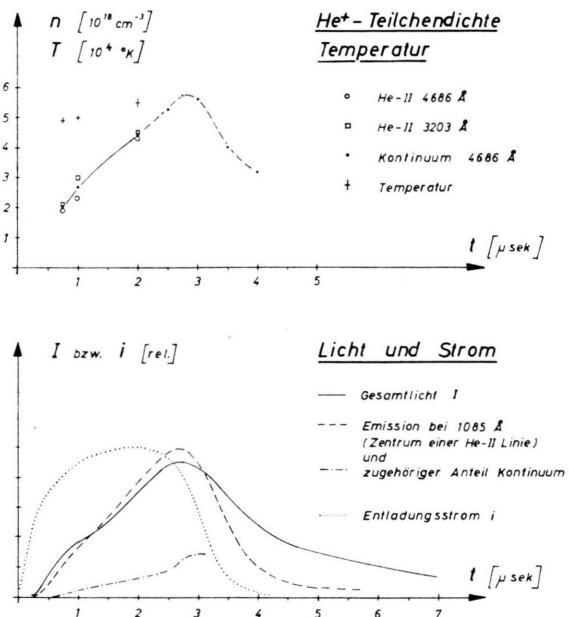


Abb. 4. Zeitlicher Verlauf der Entladungsparameter. a) He^+ Teilchendichte n_i und Temperatur, b) Lichtemission und Strom.

Linienprofile der Vakuum-UV-Linien

Bei der Bestimmung der Profile der He-II-Linien $\lambda 1640, 1215$ und 1085 \AA konnten in Umkehrung des oben benutzten Verfahrens mit den jetzt bekannten Werten von Elektronendichte und Temperatur zunächst die Absolutwerte der Gesamtintensität einer Linie berechnet und geprüft werden, ob eine Korrektur des gemessenen Profils auf Emission aus optisch dünner Schicht notwendig war. Bei nicht zu großen optischen Tiefen in der Linienmitte ließ sich wieder durch Rekursion ein Profil $k = k(\lambda)$ bestimmen, das

² E. TREFFTZ, A. SCHLÜTER, K. H. DETTMER u. K. JÖRGENS, Z. Astrophys. J. **44**, 1 [1957].

³ D. SCHLÜTER, Sternwarte Hamburg-Bergedorf, persönliche Mitteilung.

⁴ H. R. GRIEM, Plasma Spectroscopy, MacGraw-Hill Book Co., New York 1964.

⁵ Für die numerische Berechnung der Plasmazusammensetzung sowie der Intensitäten danken wir D. SCHLÜTER.

⁶ H. HESSBERG, Dissertation, Kiel 1966.

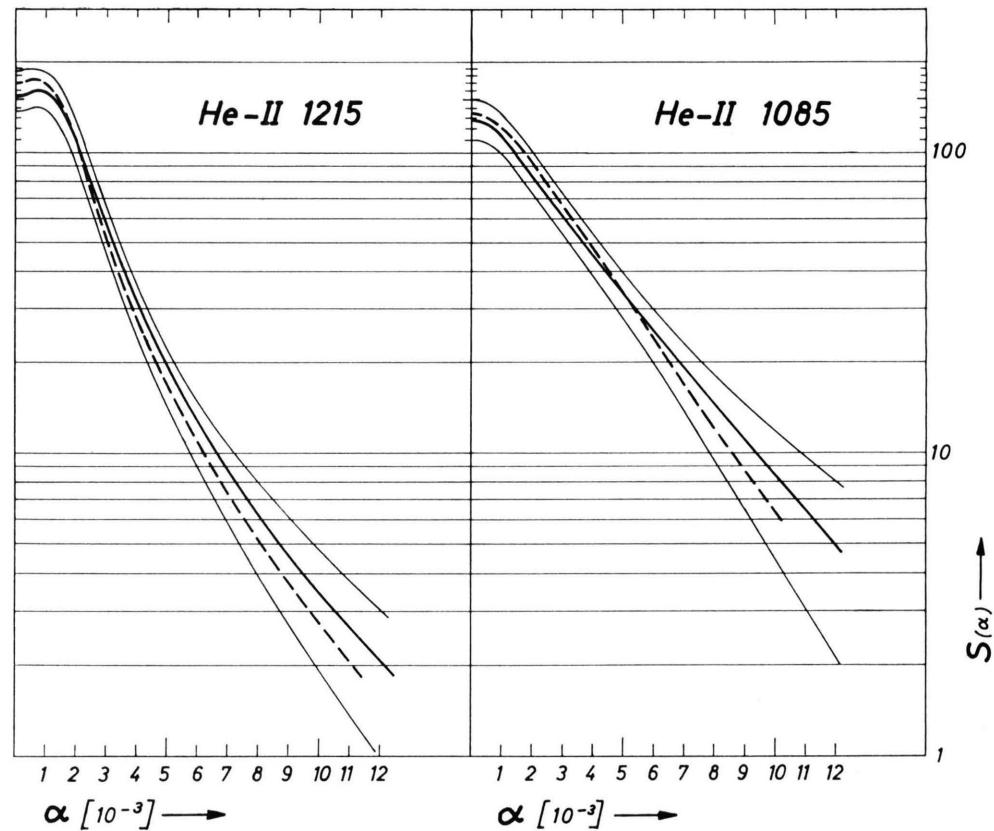
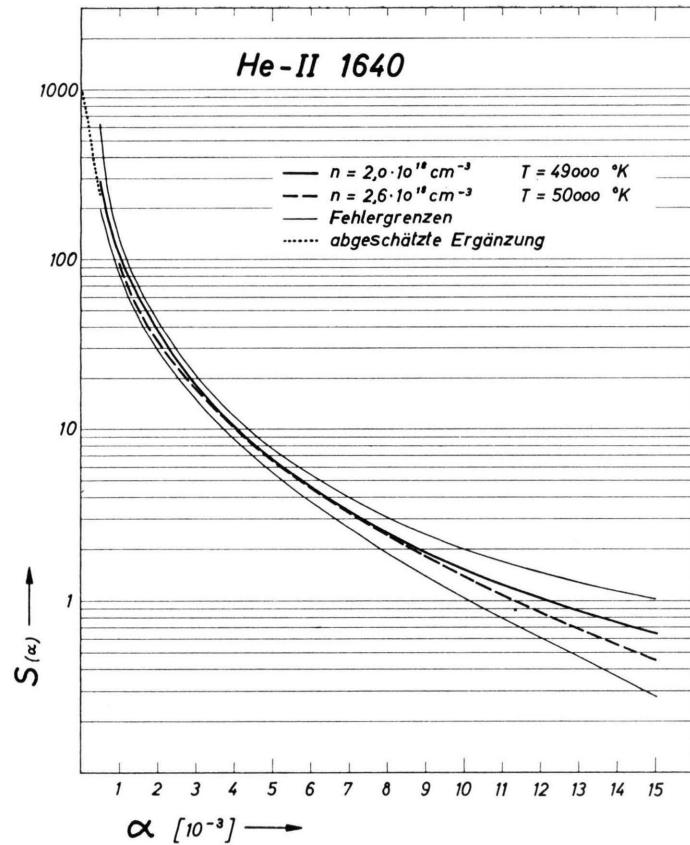


Abb. 5. Gemessene Profile der He II-Linien im Vakuum-UV. Mittelwerte aus lang- und kurzweligen Linienflügeln zu den Entladungszeiten $0,75 \mu\text{s}$ (glatt) und $1,0 \mu\text{s}$ (gestrichelt) mit den gemeinsamen Fehlergrenzen (dünn). Die unter Berücksichtigung der Normierung abgeschätzte Ergänzung im Zentrum der Linie 1640 \AA (gepunktet) gibt eine untere Grenze für $S(\alpha)$.

einerseits durch Gl. (4) in das gemessene umgewandelt wird, andererseits aber auch die zu n_e und T gehörige Gesamtintensität liefert⁶. Dies war der Fall für die He-II-Linie 1215 Å. Für die He-II-Linie 1085 Å war eine Korrektur nicht erforderlich.

Das Profil der He-II-Linie 1640 Å konnte nur in den Linienflügeln ermittelt werden, weil im Zentrum die Strahlung des schwarzen Körpers erreicht wurde. Da damit die Lage der KIRCHHOFF-PLANCK-Funktion bekannt war, entfiel die Notwendigkeit der Rekursion, und die Flügelwerte konnten direkt mit Gl. (4) korrigiert werden.

Die erhaltenen Profile wurden in die übliche Darstellung $S(\alpha)$ umgerechnet, wo die reduzierte Wellenlänge durch $\alpha = (\lambda - \lambda_0)/F_0$ definiert ist³. Dabei ist $\lambda - \lambda_0$ der Abstand von der Liniemitte λ_0 in Å und F_0 die HOLTMARKSche Normalfeldstärke

$$F_0 = 1,25 \cdot 10^{-9} n_i^{2/3}.$$

$S(\alpha)$ erfüllt die Normierungsbedingung $\int S(\alpha) d\alpha = 1$. In dieser Darstellung können die Ergebnisse für die

verschiedenen Ionendichte-Werte zusammengefaßt werden. Die erhaltenen Kurven zeigt Abb. 5.

Über die $S(\alpha)$ -Darstellung gelangt man für den Zusammenhang zwischen ganzer Halbwertsbreite des STARK-Profil $\Delta\lambda_{1/2}$ und Ionendichte zu der Beziehung

$$n_i = C(n_i, T) (\Delta\lambda_{1/2})^{3/2}.$$

Der Koeffizient C ist bei Vorherrschen des linearen STARK-Effektes nur eine sehr schwache Funktion von n_i und T , d. h. im untersuchten Bereich praktisch konstant. Für ihn wurden die folgenden Werte ermittelt:

λ	C
1640 Å	$> 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ Å}^{-3/2}$
1215 Å	$6,9 \cdot 10^{16} \pm 20\% \text{ cm}^{-3} \text{ Å}^{-3/2}$
1085 Å	$5,1 \cdot 10^{16} \pm 15\% \text{ cm}^{-3} \text{ Å}^{-3/2}$

Wir danken Herrn Prof. Dr. LOCHTE-HOLTGREVEN für die Unterstützung, die er den langwierigen Experimenten zukommen ließ. Der Bundesminister für Wissenschaftliche Forschung ermöglichte die Arbeit durch Personal- und Sachbeihilfen.