

Messung des Linienflügelprofils der Wasserstofflinie Lyman α

Von G. BOLDT und W. S. COOPER *

Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München

(Z. Naturforsch. 19 a, 968—978 [1964]; eingegangen am 17. April 1964)

The absorption coefficient of LYMAN α in a hydrogen-argon plasma with an electron density of $8.4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ and a temperature of $12\,200^\circ\text{K}$ has been measured in the region between 1 and 20 \AA from the center of the line and has been compared with existing theories. Measurements of the asymmetry of the line profile, probably caused by higher-order STARK effects, are also given.

Übersicht

Es wird im folgenden über Messungen des Linienflügelprofils der Wasserstofflinie LYMAN α bei 1216 \AA berichtet. Bei diesen Untersuchungen wird als Lichtquelle eine spezielle Ausführung des MAECKERSCHEN¹ Kaskadenlichtbogens benutzt, die bereits früher für spektroskopische Arbeiten im Vakuum-UV-Bereich entwickelt und ausführlich beschrieben worden ist². Der Absorptionskoeffizient des Flügelprofils wird bei der Elektronendichte $8.4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und der Temperatur $12\,200^\circ\text{K}$ im Bereich von 1 bis 20 \AA Abstand von der Linienmitte (entsprechend einem 3 Zehnerpotenzen umfassenden Intensitätsintervall) absolut gemessen. Temperatur und Plasmazusammensetzung werden dabei durch Messungen im sichtbaren Spektralbereich ermittelt. Ferner wird eine Asymmetrie des LYMAN α -Profils nachgewiesen, die als Ergebnis eines STARK-Effektes höherer Ordnung gedeutet werden könnte.

Die Meßergebnisse werden schließlich den Theorien von HOLTSMARK³, von MOZER und BARANGER⁴, von GRIEM, KOLB und SHEN⁵, und von GRIEM⁶ gegenübergestellt.

Irgendwelche Vergleiche mit den von ELTON⁷ ausgeführten Messungen werden nicht versucht, weil diese Messungen relativ und außerdem bei wesentlich anderen Elektronendichten und Temperaturen ausgeführt worden sind.

Die Apparatur

Lichtquelle:

Als Lichtquelle wird eine spezielle Ausführung des MAECKERSCHEN Kaskadenlichtbogens^{1,2} benutzt (Abb. 1).

* National Science Foundation (Washington, D.C.), Post-doctoral Fellow.

¹ H. MAECKER, Z. Naturforsch. 11 a, 457 [1956].

² G. BOLDT, Proc. 5th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases I, 925 [1961].

³ A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, Springer-Verlag, Berlin 1955.

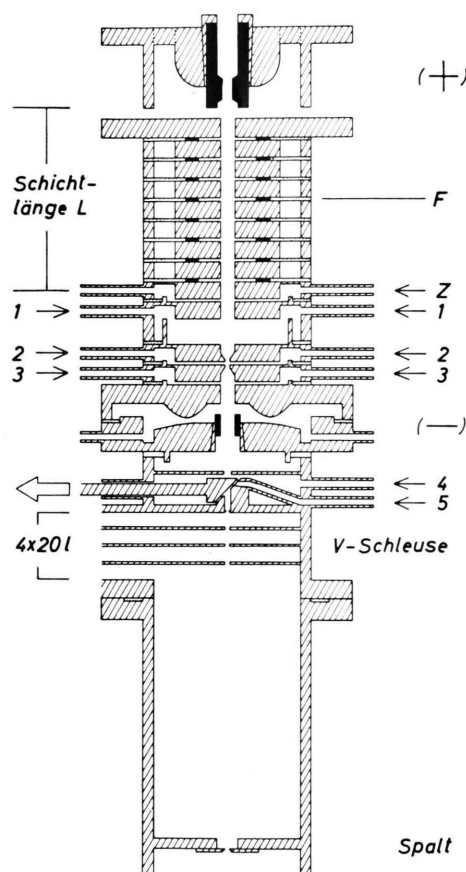


Abb. 1. Kaskadenlichtbogen zur Herstellung des Plasmas und Vakuumschleuse zum Anschluß des Lichtbogens an die Vakuumapparatur.

Der Bogenkanal wird von 13 wassergekühlten, 8 mm starken durchbohrten Kupferscheiben gebildet und hat

⁴ B. MOZER u. M. BARANGER, Phys. Rev. 118, 626 [1960].

⁵ H. GRIEM, A. C. KOLB u. K. Y. SHEN, NRL-Report 5805 [1962].

⁶ H. GRIEM, Astrophys. J. 136, 422 [1962].

⁷ R. C. ELTON, NRL-Report 5967 [1963].



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.

einen Durchmesser von 7 mm, der in einem kurzen Bereich auf 2 mm verengt ist. Die einzelnen Kupferscheiben sind durch 1,5 mm starke Teflon- und Glimmer-Ringe voneinander isoliert. Die Elektroden sind beide aus Graphit hergestellt und durchbohrt. Die Zündung des Bogens erfolgt mittels eines etwa 5/100 mm starken Kupferdrähtchens, welches zwischen Anode und Kathode eingeführt und durch Anlegen der Bogenspannung zur Explosion gebracht wird.

Durch die mit 1, 2 und 3 bezeichneten Gaseinführungen strömen je 40 Ncm³/s Ar in den Bogenkanal ein, so daß von der Kanalverengung, der „Düse“, nach beiden Seiten hin eine axiale Argonplasmaströmung entsteht.

Wird nun durch die mit Z bezeichnete Gaseinführung ein „Zusatzgas“ in den Kanal gebracht, dann wird durch das axiale Strömungsfeld die Diffusion dieses Zusatzgases zur Düse hin verhindert. Das Zusatzgas erfüllt also nur den Bogenteil zwischen der Einführung Z und der Anode, in welchem die Temperaturverteilung in axialer Richtung konstant ist.

Damit ist die Möglichkeit gegeben, end-on durch die durchgebohrte Kathode hindurch das Spektrum des Zusatzgases ungestört durch Selbstabsorption bis herab zur Absorptionskante des Argon-Resonanzkontinuums, selbstverständlich mit Ausnahme der Wellenlängenbereiche, in denen Argon-Resonanzlinien liegen, zu beobachten. Natürlich muß hierbei das Ausmaß des Zusatzes so klein gehalten werden, daß die Temperaturkonstanz in axialer Richtung im zusatzhaltigen Teil der Bogensäule nicht gestört wird.

Für die Messungen an LYMAN α wird Wasserstoff als Zusatz verwendet. Die Bogenstromstärke wird in Abhängigkeit vom H₂-Zusatz auf einen Wert zwischen 80 und 89 A eingestellt — hierauf wird später noch eingegangen werden. Der Gesamtdruck im Bogenplasma ist praktisch 1 atm, da der Bogen anodenseitig offen ist. Nach BATES, KINGSTON und McWHIRTER⁸ ist das Plasma thermisch, so daß bei der Bestimmung der Temperatur, Plasmazusammensetzung usw. die für den Fall thermischer Plasmen geltenden bekannten Gleichungen benutzt werden können.

Der Anschluß des Lichtbogens an den Vakuum-UV-Monochromator erfolgt fensterlos über eine Vakuumschleuse (Abb. 1). Diese besteht aus vier hintereinandergesetzten Kammern, die durch Lochblenden miteinander in Verbindung stehen und mit je einem Puffer-volumen von 20 l und je einem Pumpstand verbunden sind. Die Vakuumschleuse ist zum Lichtbogen hin durch einen Stempelverschluß optisch und vakuumdicht verschlossen. Durch Gaseinführung 4 eingeleitetes Argon schützt den Verschluß vor Beschädigung durch das Bogenplasma, während durch Gaseinführung 5, die gleichzeitig mit dem Schleusenverschluß geöffnet wird, der Argon-Bedarf der Schleuse geliefert wird, so daß der Bogen durch das Öffnen der Schleuse nicht beeinflusst wird. Mit dieser Anordnung sind Belichtungszeiten bis

10 sec möglich. Die Regenerationszeit der Schleuse beträgt etwa 3 min.

Die Lochblenden bilden zusammen mit dem in der Höhe begrenzten Monochromatorspalt ein System, durch welches die nähere Umgebung der Bogenachse des zusatzhaltigen Bogenteiles, in der die Temperatur praktisch konstant ist, ausgeblendet wird. (Nähere Einzelheiten über Vakuumschleuse und Lichtbogen, insbesondere über die Bestimmung der Länge der Wasserstoffschicht in der Bogensäule, finden sich bei ².)

Registrierapparaturen:

Alle Messungen im Vakuum-UV-Bereich und im sichtbaren Bereich erfolgen auf photoelektrischem Wege.

Die Registrierungen im Vakuum-UV-Bereich werden mit einem 1 m-Gitter-Monochromator von JARRELL-ASH ausgeführt, wobei das Empfängersystem aus einer in Reflexion arbeitenden Natriumsalicylat-Fluoreszenzschicht und einem handelsüblichen EMI-Multiplier besteht. Der Vorteil der Beobachtung in Reflexion gegenüber der Beobachtung in Durchstrahlungsrichtung liegt in folgendem: Im Gegensatz zur Beobachtung in Durchstrahlungsrichtung, bei welcher wegen der begrenzten maximalen Dicke der Fluoreszenzschicht wohl das Fluoreszenzlicht, nicht aber das (sichtbare) Streulicht weitgehend isotrop von der Fluoreszenzschicht abgestrahlt wird, werden in Reflexion beide Anteile praktisch isotrop abgestrahlt, so daß bei der Reflexionsanordnung die vom Multiplier registrierte Streulichtintensität wesentlich geringer ist als bei Beobachtung in Durchstrahlungsrichtung.

Zur Messung der Streulichtintensität wird die Vakuumschleuse (Gaseinführung 5) nicht mit Argon, sondern mit Krypton beschickt, so daß in den Umgebungen der beiden Kr I-Resonanzlinien bei 1236 Å und 1165 Å, also zu beiden Seiten von LYMAN α , die Vakuum-UV-Strahlung total absorbiert wird, während der Lichtbogen wie bei den später zu beschreibenden LYMAN α -Messungen betrieben wird. Die unter diesen Bedingungen im Bereich der genannten Kr I-Linien registrierte Restintensität ist als Streulichtintensität zu deuten. Es ergibt sich bei LYMAN α eine Streulichtintensität von $(2,5 \pm 0,5)\%$ der Schwarzstrahlung. Die Linearität der gesamten Vakuum-UV-Registrieranlage wird durch Variation der Monochromator-Eintrittspaltbreite (0,1 bis 0,3 mm) bestätigt, wobei Linearität und Reproduzierbarkeit der Spaltbreiteneinstellung vorher durch mikroskopische Messung geprüft worden sind.

Bei allen Registrierungen im Vakuum-UV-Bereich betragen beide Monochromatorspaltbreiten 0,025 mm. Die hieraus in Verbindung mit dem theoretischen Auflösungsvermögen des Gitters (unter Berücksichtigung der im Experiment tatsächlich vorhandenen Ausleuchtung) berechnete Breite des Apparateprofils beträgt in der Umgebung von LYMAN α etwas mehr als 0,1 Å und wird bereits vorzugsweise durch die Spaltbreiten bestimmt. Registrierungen sehr scharfer Spektrallinien ergeben in relativ guter Übereinstimmung hiermit für die Breite des Apparateprofils etwa 0,2 Å, ohne daß dabei eine Asymmetrie zu bemerken ist. Das bedeutet,

⁸ D. R. BATES, A. E. KINGSTON u. R. W. P. McWHIRTER, Proc. Roy. Soc., Lond. A **270**, 155 [1962].

daß die Ergebnisse aller im folgenden beschriebenen Messungen an LYMAN α durch das Apparateprofil nicht merklich verfälscht sind.

Für die Registrierungen im sichtbaren Spektralbereich wird ein Zeiss-3-Prismen-Spektrograph mit Multipliansatz benutzt. Auch hier wird die Linearität der Anlage durch Spaltbreitenvariation nachgewiesen.

Voruntersuchungen zur Abgrenzung des meßbaren Bereiches

Durch eine Reihe von Vorversuchen wird zunächst die Frage geklärt, innerhalb welcher Grenzen und unter welchen Bedingungen mit der oben beschriebenen Apparatur zuverlässige Messungen des LYMAN α -Absorptionskoeffizienten möglich sind:

Das zum Betrieb des Lichtbogens benutzte nachgereinigte Argon (Reinheitsgrad 99,99%) enthält stets eine geringe Wasserstoffverunreinigung, durch die in undefinierter Weise bereits eine gewisse LYMAN α -Strahlung hervorgerufen wird. Quantitative Messungen sind deshalb nur dann möglich, wenn die Konzentration des in definierter Weise zugesetzten Wasserstoffes wesentlich größer als die Konzentration der Verunreinigung ist. Wie die Erfahrung zeigt, ist der hierdurch bedingte Mindestzusatz $Z = 0,2 \text{ N cm}^3/\text{s H}_2$. Die bei diesem minimalen Zusatz emittierte LYMAN α -Linie ist jedoch bereits in einem fast 2 \AA breiten Linienkern optisch dick. Eine Bestimmung des Absorptionskoeffizienten des LYMAN α -Profils mit Hilfe der beschriebenen Apparatur ist also erst bei Wellenlängen möglich, die mindestens 1 \AA von der Linienmitte entfernt sind.

Bezeichnet L die Länge der homogenen Wasserstoffschicht in der Bogensäule, T die Temperatur und n_H die Dichte der Wasserstoffatome im Grundzustand in dieser Schicht, dann besteht zwischen dem Absorptionskoeffizienten κ_λ pro Atom im Grundzustand von LYMAN α (unter Berücksichtigung der erzwungenen Emission, die aber hier zu vernachlässigen ist) und der von der Schicht bei der Wellenlänge λ emittierten Intensität I_λ (die Intensität der kontinuierlichen Strahlung in der Umgebung von LYMAN α ist, wie eine Abschätzung ergibt, bei allen hier beschriebenen Experimenten vernachlässigbar klein) der Zusammenhang

$$I_\lambda = B_\lambda(T) (1 - \exp\{-\kappa_\lambda n_H L\}), \quad (1)$$

worin

$$B_\lambda(T) = (2 h c^2 / \lambda^5) (e^{h c / \lambda k T} - 1)^{-1} \quad (2)$$

die KIRCHHOFF-PLANCK-Funktion (Intensität der

Schwarzstrahlung) ist. Aus Gl. (1) folgt

$$\kappa_\lambda = -\frac{1}{n_H L} \ln \{1 - I_\lambda / B_\lambda(T)\}. \quad (3)$$

Unter Beachtung der bereits erwähnten Unsicherheit in der Lage der Intensitäts-0-Linie und unter Berücksichtigung einer gewissen Unsicherheit in der Festlegung der durch $B_\lambda(T)$ gegebenen Maximalintensität folgt hieraus, daß mit Hilfe einer einzelnen LYMAN α -Registrierung bestenfalls ein durch den Faktor 20 begrenztes κ_λ -Intervall ausgemessen werden kann.

Aus diesem Grunde soll versucht werden, LYMAN α bei verschiedenen Wasserstoffzusätzen bis zu möglichst hohen Werten herauf zu registrieren, um dann durch Anschluß der aus den Einzelregistrierungen erhaltenen Werte aneinander schließlich ein erheblich größeres κ_λ -Intervall zu erfassen.

Voraussetzung für das Gelingen dieses Vorhabens ist natürlich, daß die Wasserstoffdichte n_H in Abhängigkeit vom Wasserstoffzusatz sehr genau bestimmt werden kann, und daß ferner Temperatur und Elektronendichte bei den verschiedenen Zusätzen stets die gleichen Werte haben.

Von der Erfüllbarkeit der letzten Voraussetzung – Konstanz von Temperatur und Elektronendichte bei Variation des Wasserstoffzusatzes – hängt es ab, bis zu welchem Wert der Zusatz gesteigert werden kann.

Im Rahmen dieser Frage wird zunächst untersucht, bis zu welchen Wasserstoffzusätzen die Temperatur in der Achse des zusatzhaltigen Bogenteiles in axialer Richtung konstant bleibt, und wie die Bogenstromstärke dann in Abhängigkeit vom Wasserstoffzusatz geregelt werden muß, damit die Achsentemperatur unabhängig vom Zusatzwert konstant bleibt. Da es sich hierbei durchweg um relative Temperaturmessungen handelt, kann in der folgenden und bereits früher praktizierten Weise⁹ verfahren werden:

In den zusatzhaltigen Teil des Bogenplasmas werden $5 \text{ N cm}^3/\text{s}$ Krypton eingeführt, wodurch die Temperaturverhältnisse im Plasma nur unmerklich geändert werden, weil die Ionisationsenergie des Kryptons von $13,9 \text{ eV}$ durchaus mit der des Argons ($15,7 \text{ eV}$) vergleichbar ist und außerdem durch das Krypton keine zusätzliche radiale Wärmeableitung durch Dissoziationsenergetransport verursacht wird. Die vom Krypton emittierte Resonanzlinie bei 1236 \AA

⁹ G. BOLDT, Z. Naturforsch. **18 a**, 1107 [1963].

ist dabei in ihrem Kern bereits optisch so dick, daß die Intensität dieses Kernes durch die KIRCHHOFF-PLANCK-Funktion [Gl. (2)] derjenigen Temperatur gegeben ist, die an der Stelle der Bogenachse herrscht, an der das Krypton eingeführt wird.

Da gemäß Gl. (2) durch eine kleine Temperaturänderung eine relativ große Änderung der Schwarzsstrahlungsintensität hervorgerufen wird

$$\frac{dB_\lambda(T)}{B_\lambda(T)} \simeq \frac{hc}{\lambda k T} \frac{dT}{T} \simeq 10 \frac{dT}{T} \quad (4)$$

(da $T \simeq 12\,000^\circ\text{K}$, $\lambda = 1236\text{ \AA}$), läßt sich durch relative Messung der Zentralintensität der genannten Kryptonlinie das relative Verhalten der Achsentemperatur an der Stelle, an der das Krypton in den Bogenkanal eingebracht wird, sehr genau bestimmen.

In Anwendung dieser Methode wird der axiale Verlauf der Temperatur in der Achse des zusatzhaltigen Bogenteiles relativ gemessen, indem das Krypton nacheinander an verschiedenen Stellen dieses Bogenteiles eingeführt wird.

Das Ergebnis ist, daß für Wasserstoffzusätze

$$0 \leq Z \leq 20 \text{ Ncm}^3/\text{s H}_2$$

längs der Bogenachse des zusatzhaltigen Teiles keine Abweichung von der Temperaturkonstanz nachweisbar ist.

Weiterhin wird mit derselben Methode ermittelt, wie die Bogenstromstärke in Abhängigkeit vom Wasserstoffzusatz (in den oben angegebenen Grenzen) eingestellt werden muß, damit die Achsentemperatur unabhängig vom Zusatz konstant ist. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abb. 2 dargestellt. Die Einhaltung dieser Strom-Zusatz-Relation gewährleistet in reproduzierbarer Weise Temperaturkonstanz mit einer Unsicherheit von höchstens 0,5%.

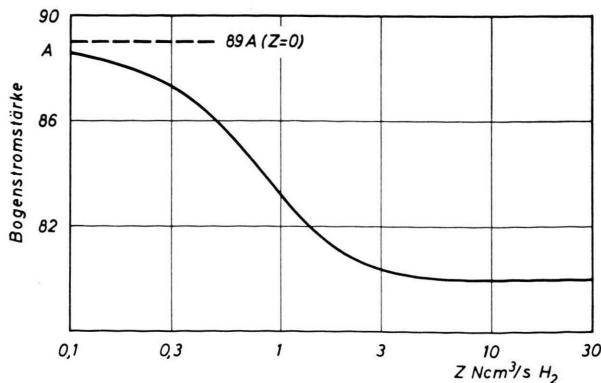


Abb. 2. Bogenstromstärke in Abhängigkeit vom Wasserstoffzusatz bei $T = \text{const}$ und $n_e = \text{const}$.

Wie die Berechnung der Zusammensetzung von Argon-Wasserstoff-Plasmen mit verschiedenen Mischungsverhältnissen zeigt, ist bei der in Frage kommenden Temperatur von ungefähr $12\,000^\circ\text{K}$ und bei Mischungsverhältnissen, die sich selbst unter Berücksichtigung eines gewissen Entmischungseffektes aus den oben genannten Zusatzwerten ergeben können, Temperaturkonstanz bis auf 0,5% gleichbedeutend mit Konstanz der Elektronendichte bis auf 4%. Das heißt, daß bei Einhaltung der Strom-Zusatz-Relation Konstanz der Temperatur und der Elektronendichte mit hinreichender Genauigkeit gesichert ist.

Damit sind die Bedingungen, unter denen mit der vorhandenen Apparatur zuverlässige Ergebnisse erhalten werden können, festgelegt. Diese Bedingungen werden bei allen weiteren Messungen eingehalten.

Temperatur und Elektronendichte

Da bei allen weiteren Messungen die in Abb. 2 dargestellte Strom-Zusatz-Relation erfüllt wird, kann die Temperaturmessung am reinen Argonbogen (ohne Wasserstoffzusatz) mit der Stromstärke 89 A ausgeführt werden.

Die Temperatur wird in bekannter Weise durch Absolutmessung der Gesamtintensitäten der Ar I-Linien bei 4158,6; 4259,4; 4300,1; 4333,6 und 4335,4 \AA (wobei die beiden letztgenannten Linien wie eine einzige Linie behandelt werden, was wegen ihrer sehr nahe beieinanderliegenden oberen Zustände gestattet ist) sowie durch Absolutmessung der Intensität des Ar-Kontinuums bei 4230, 4290, 4320 und 4360 \AA bestimmt. Die Beobachtung erfolgt side-on durch ein Fenster, das an der in Abb. 1 mit „F“ bezeichneten Stelle für diesen Zweck in die Apparatur eingebaut wird. Zur Herstellung von Intensitätsnormalen wird nach EULER¹⁰ eine Kohlebogenlampe benutzt.

Für die Übergangswahrscheinlichkeiten der genannten Ar I-Linien werden Werte eingesetzt, die um 20% größer sind als die von GERICKE¹¹ angegebenen. Diese Korrektur wird vorgenommen, weil GERICKE bei seinen Messungen die Temperatur aus der Absolutintensität der Ar II-Linie bei 4348 \AA unter Benutzung des von OLSEN¹² seinerzeit mit

¹⁰ J. EULER, Ann. Phys., Lpz. **11**, 203 [1953].

¹¹ W. GERICKE, Z. Astrophys. **53**, 68 [1961].

¹² H. N. OLSEN, Bull. Amer. Phys. Soc. **5**, 121 [1959].

$A_{nm} = 6,77 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$ vorläufig angegebenen Übergangswahrscheinlichkeitswertes bestimmt hat, der dann später¹³ durch $A_{nm} = 11,5 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$ korrigiert worden ist.

Zur Temperaturbestimmung aus der Intensität des Ar-Kontinuums werden die von SCHLÜTER¹⁴ gemessenen Absorptionskoeffizienten verwendet.

Die Auswertung der side-on-Registrierungen unter Lösung der hierauf angewendeten ABELSchen Integralgleichung liefert schließlich

Ar I-Linien	4158,6	12 280 °K
	4259,4	12 310 °K
	4300,1	12 090 °K
	4333,6	12 200 °K
	4335,4	
Ar-Kontinuum	4230	12 160 °K
	4290	12 180 °K
	4320	12 170 °K
	4360	12 160 °K

Der wahrscheinlichste Temperaturwert ist demnach
 $T = 12\,200 \text{ °K}$.

Die Elektronendichte ist, da der Gesamtdruck des Plasmas (1 atm) bekannt ist und außerdem im reinen Argonplasma keine Entmischungseffekte zu berücksichtigen sind, bereits durch die Temperatur festgelegt zu

$$n_e = 8,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}.$$

Es sei an dieser Stelle bemerkt, daß bei der Berechnung von Plasmazusammensetzungen die Erniedrigung der Ionisationsenergie nach UNSÖLD¹⁵ durch

$$\Delta\chi = h c \cdot 5,6 \cdot 10^{-3} n_e^{1/3} \text{ erg} \quad (5)$$

abgeschätzt wird. Diese Abschätzung ist möglicherweise mit einem erheblichen Fehler behaftet, durch den natürlich alle Ergebnisse mehr oder weniger beeinflußt werden. In einer diesen Bericht abschließenden Fehlerabschätzung wird jedoch nachgewiesen werden, daß das letztlich allein interessierende Ergebnis, der Vergleich des gemessenen Absorptionskoeffizienten von LYMAN α mit entsprechenden theoretischen Werten, hierdurch nur unwesentlich beeinflußt wird.

¹³ H. N. OLSEN, J. Quant. Spectr. Radiative Transfer **3**, 59 [1963].

Wasserstoffatomdichte

Die Dichte der Wasserstoffatome im Grundzustand ist unter den hier vorliegenden Bedingungen im Rahmen der Meßgenauigkeit mit der Dichte aller Wasserstoffatome identisch. Es soll deshalb im folgenden hierzwischen nicht mehr unterschieden werden.

Nach Gl. (3) muß, wenn der Absorptionskoeffizient von LYMAN α absolut gemessen werden soll, die Dichte n_H der Wasserstoffatome bei allen angewendeten Zusatzwerten bestimmt werden.

Dies wird zunächst nur bei $Z = 10 \text{ Ncm}^3/\text{s H}_2$ ausgeführt, und zwar nach zwei verschiedenen Methoden:

a) Wegen der Einhaltung der in Abb. 2 dargestellten Relation sind Temperatur (12 200 °K) und Elektronendichte ($8,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) bei allen Wasserstoffzusätzen konstant und somit auch die Summe n_0 aus Wasserstoffatom- und Argonatomdichte:

$$n_H + n_{Ar} = n_0 = P/kT - 2n_e = 4,40 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}. \quad (6)$$

Insbesondere ist

$$\begin{aligned} \text{bei } Z = 0 \text{ Ncm}^3/\text{s H}_2 \quad n_0 &= n_{Ar}(0) \quad \text{und} \\ \text{bei } Z = 10 \text{ Ncm}^3/\text{s H}_2 \quad n_0 &= n_{Ar}(10) + n_H(10). \end{aligned} \quad (7)$$

Daraus folgt

$$n_H(10) = n_0 \{1 - n_{Ar}(10)/n_{Ar}(0)\}. \quad (8)$$

Das Verhältnis $n_{Ar}(10)/n_{Ar}(0)$ hierin ist wegen der Temperaturkonstanz identisch mit dem entsprechenden Verhältnis zwischen den Intensitäten, mit denen eine beliebige Ar I-Linie in den beiden verschiedenen Fällen emittiert wird, und kann deshalb durch eine einfache Relativmessung bestimmt werden.

Diese Messung wird in side-on-Beobachtung an der Ar I-Linie bei 4158,6 Å ausgeführt und ergibt

$$n_{Ar}(10)/n_{Ar}(0) = 0,76,$$

woraus in Verbindung mit Gl. (6) und (8)

$$n_H(10) = 1,06 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

folgt.

b) In end-on-Beobachtung durch die Anode hindurch wird bei $Z = 10 \text{ Ncm}^3/\text{s H}_2$ die Gesamtintensität der aus dem Zentrum des Bogenkanals emittierten Wasserstofflinie H_β absolut gemessen, wobei Normalintensitäten ebenso wie bei den Messungen zur Temperaturbestimmung mit Hilfe einer Kohlebogenlampe hergestellt werden.

¹⁴ D. SCHLÜTER, Z. Astrophys. **56**, 43 [1962].

¹⁵ A. UNSÖLD, Z. Astrophys. **24**, 355 [1948].

Mit der Schichtlänge $L = 9,0$ cm (nähere Einzelheiten zur Messung der Schichtlänge finden sich bei ²⁾) und der Temperatur $T = 12\,200^\circ\text{K}$ ergibt sich daraus

$$n_{\text{H}}(10) = 1,10 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}.$$

Als wahrscheinlichster Wert der Wasserstoffatomdichte bei $Z = 10 \text{ Ncm}^3/\text{s H}_2$ wird der Mittelwert aus beiden Ergebnissen angenommen:

$$n_{\text{H}}(10) = 1,08 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}.$$

Die Wasserstoffatomdichten bei anderen Zusätzen werden, wie weiter unten noch dargelegt werden wird, durch Relativmessungen an entsprechenden LYMAN α -Linien in Anschluß an die Dichte $n_{\text{H}}(10)$ absolut bestimmt.

Lyman α -Registrierungen

Bei Berücksichtigung der durch Vorversuche erhaltenen Ergebnisse hinsichtlich des maximal bzw. minimal anwendbaren Zusatzes sowie hinsichtlich der anzuwendenden Bogenstromstärke wird das LYMAN α -Profil bei einer Reihe von Zusätzen

$$0,2 \leq Z \leq 20 \text{ Ncm}^3/\text{s H}_2$$

registriert. Alle so erhaltenen Profile sind in ihrem Kern optisch dick und zeigen in ihrem Zentrum eine durch die Wasserstoffverunreinigung des Argons bedingte schmale Absorptionslinie.

Durch künstliche Erhöhung der Wasserstoffverunreinigung in der Umgebung der Kathode, also durch künstliche Erhöhung des Absorptionseffektes, kann bewiesen werden, daß die Höhe des optisch dicken Linienkernes durch die Absorptionslinie nicht beeinträchtigt wird. Dies ist wichtig, weil die registrierte Maximalintensität im optisch dicken Kern dann bei Auswertung der Profile nach Gl. (3) mit der Intensität $B_{\lambda}(T)$ der Schwarzstrahlung identifizierbar ist.

Da der Verlauf der Intensität $B_{\lambda}(T)$ jedoch darüber hinaus in einer gewissen Umgebung von LYMAN α bekannt sein muß, werden außerdem einige Registrierungen gemacht, bei denen der Wasserstoffzusatz durch einen Zusatz von $5 \text{ Ncm}^3/\text{s}$ Krypton ergänzt wird. Durch die Maximalintensitäten der LYMAN α -Linie und der beiden optisch dicken Kr I-Linien bei 1236 \AA und 1165 \AA wird dann die Funktion $B_{\lambda}(T)$ in einem genügend großen Intervall festgelegt.

Auswertung der Lyman α -Registrierungen

Wasserstoffatomdichte:

Nach Gl. (3) gilt unter der Bedingung, daß die Wellenlänge nicht variiert wird,

$$n_{\text{H}} \sim -\ln\{1 - I_{\lambda}/B_{\lambda}(T)\}, \quad (9)$$

d. h. durch Messung des Intensitätsverhältnisses $I_{\lambda}/B_{\lambda}(T)$ bei konstanter Wellenlänge in den Flügeln von LYMAN α können die zu den verschiedenen LYMAN α -Registrierungen gehörenden Wasserstoffatomdichten relativ zueinander bestimmt werden (Abb. 3).

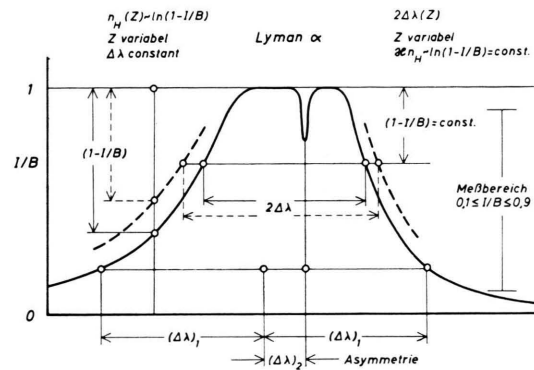


Abb. 3. Schematische Darstellung des LYMAN α -Profils zur Erläuterung der Auswertung.

Derartige Messungen werden zur Erzielung einer möglichst großen Genauigkeit bei mehreren Wellenlängen im Bereich zwischen 3 und 12 \AA Abstand von der Linienmitte ausgeführt. Der Anschluß der relativen Ergebnisse an den bereits bestimmten Absolutwert $n_{\text{H}}(10)$ liefert schließlich die Absolutwerte der verschiedenen Wasserstoffatomdichten.

Absorptionskoeffizient von LYMAN α :

Da nunmehr die verschiedenen Wasserstoffatomdichten bekannt sind, kann jetzt unter Anwendung von Gl. (3) aus den verschiedenen Registrierungen der Absorptionskoeffizient pro Atom als Funktion der Wellenlänge ermittelt werden. Um hierbei eine möglicherweise vorhandene Asymmetrie des Profils vorerst sofort zu eliminieren (die zum Vergleich zur Verfügung stehenden Theorien berücksichtigen keine Effekte höherer Ordnung), wird nicht bei vorgegebener Wellenlänge der Absorptionskoeffizient gemessen, sondern bei vorgegebenem Verhältnis $I_{\lambda}/B_{\lambda}(T)$, also bei vorgegebenem Absorptionskoeffi-

zienten, die zugehörige Gesamtbreite $2\Delta\lambda$ des Profiles (Abb. 3). Das Ergebnis dieser im Intervall

$$0,1 \leq I_i/B_i(T) \leq 0,9$$

ausgeführten diskreten Messungen, der Absorptionskoeffizient pro Wasserstoffatom (im Grundzustand) von LYMAN α als Funktion des Abstandes von der Linienmitte, ist in Abb. 4 dargestellt. Zur Orientierung ist dort ebenfalls die Asymptote des nach HOLTSMARK³ berechneten Koeffizienten eingezeichnet.

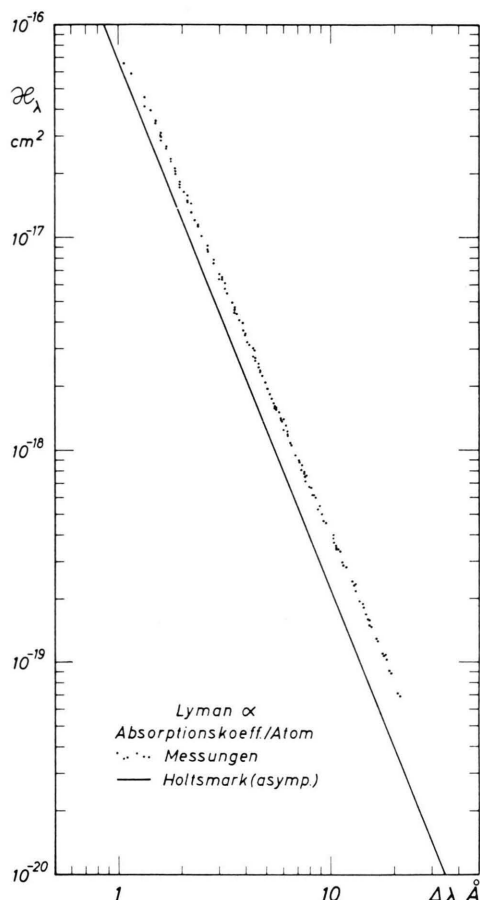


Abb. 4. Absorptionskoeffizient pro Wasserstoffatom im Grundzustand von LYMAN α : Gemessene Werte und Asymptote des nach HOLTSMARK (nur Ionen) berechneten Profiles.

Wachstumskurve von LYMAN α :

Es wird zunächst folgendes vorausgesetzt: Der Absorptionskoeffizient pro Wasserstoffatom im Grundzustand von LYMAN α läßt sich in einem gewissen Wellenlängenbereich durch

$$\kappa_i = C(\Delta\lambda)^{-q} \quad (10)$$

darstellen. Außerhalb des Gültigkeitsbereiches dieser Beziehung ist unter den im Experiment herrschenden Bedingungen die Intensität entweder gleich der Intensität der Schwarzstrahlung oder vernachlässigbar klein.

Unter dieser Voraussetzung folgt dann wegen Gl. (1) und Gl. (10) für die Äquivalentbreite W von LYMAN α

$$W = \int \frac{I_i}{B_i(T)} d\lambda = 2 \int_0^\infty (1 - \exp\{-\kappa_i n_H L\}) d\lambda = 2 \Gamma\left(1 - \frac{1}{q}\right) (C n_H L)^{1/q}. \quad (11)$$

Die doppelt-logarithmische Darstellung dieser Beziehung zwischen W und $n_H L$ ist die „Wachstumskurve“ der optisch dicken LYMAN α -Linie.

Liegt nun hingegen die durch Messungen ermittelte Wachstumskurve von LYMAN α vor, dann lassen sich nach Gl. (11) aus ihr (sofern sie einen hinreichend geradlinigen Verlauf zeigt) die den Absorptionskoeffizienten charakterisierenden Konstanten q und C wie folgt entnehmen:

$$q = \frac{d \log(n_H L)}{d \log W}; \quad C = \frac{1}{n_H L} \left| \frac{W}{2 \Gamma(1-1/q)} \right|^q. \quad (12)$$

Die Gültigkeit der beiden Konstanten ist dabei in demjenigen Bereich gesichert, der ungefähr durch die halben Werte der größten und der kleinsten zur Bestimmung des betreffenden Wachstumskurventeiles benutzten Äquivalentbreiten begrenzt ist:

$$(W/2)_{\min} \lesssim \Delta\lambda \lesssim (W/2)_{\max}. \quad (13)$$

Durch Integration der registrierten LYMAN α -Profile werden die Äquivalentbreiten erhalten, die zusammen mit den bereits bekannten Wasserstoffatomdichten und der ebenfalls bekannten Schichtlänge die in Abb. 5 dargestellte Wachstumskurve liefern.

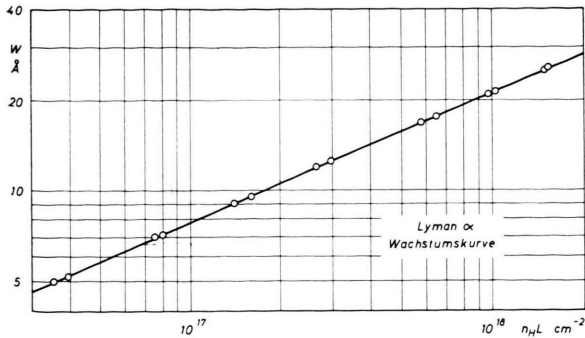
Aus dieser Wachstumskurve ergibt sich

$$q = 2,34; \quad C = 8,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^2 \text{ \AA}^q$$

mit dem gesicherten Gültigkeitsbereich

$$2 \lesssim \Delta\lambda \lesssim 13 \text{ \AA}.$$

Das Ergebnis steht im Rahmen des angegebenen Gültigkeitsbereiches in völliger Übereinstimmung mit dem in Abb. 4 gezeigten Ergebnis (in Abb. 6, in der ein Vergleich der Meßergebnisse mit den verschiedenen Theorien gegeben wird, sind die durch die beiden verschiedenen Auswertemethoden erhaltenen Resultate zusammen dargestellt).

Abb. 5. Gemessene Wachstumskurve von LYMAN α .

Es wäre natürlich völlig falsch, diese Übereinstimmung als Kriterium für die Güte der Messungen zu werten, weil in beiden Fällen dasselbe vom Experiment gelieferte Ausgangsmaterial verarbeitet wird, dessen Fehler sich praktisch unabhängig von der Auswertemethode in gleicher Weise auf das Ergebnis übertragen.

Die Übereinstimmung kann und soll nur zeigen, daß die Auswertung über die Wachstumskurve ein durchaus gangbarer Weg bei der Messung von

Linienflügelprofilen an optisch dicken Linien ist. Die Bedeutung dieser Methode liegt darin, daß mit ihr auch dann einwandfrei gearbeitet werden kann, wenn das zu untersuchende Linienflügelprofil aus irgendwelchen Gründen nicht mehr so gut aufgelöst werden kann, daß eine direkte Messung des Absorptionskoeffizienten möglich ist. Selbstverständlich ist dann eine relative Teilchendichtebestimmung in der oben beschriebenen Weise auch nicht möglich. Dies ist jedoch eine andere Frage und soll hier nicht diskutiert werden.

Vergleich der Meßergebnisse mit Theorien

Zum Vergleich der Meßergebnisse mit den verschiedenen Theorien werden die bei

$$n_e = 8,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}, \quad T = 12\,200 \text{ }^\circ\text{K}$$

aus diesen Theorien folgenden Absorptionskoeffizienten pro Wasserstoffatom im Grundzustand berechnet und zusammen mit dem gemessenen Koeffizienten relativ zur Asymptote (Abb. 4) des nach HOLTSMARK³ berechneten Koeffizienten in Abb. 6

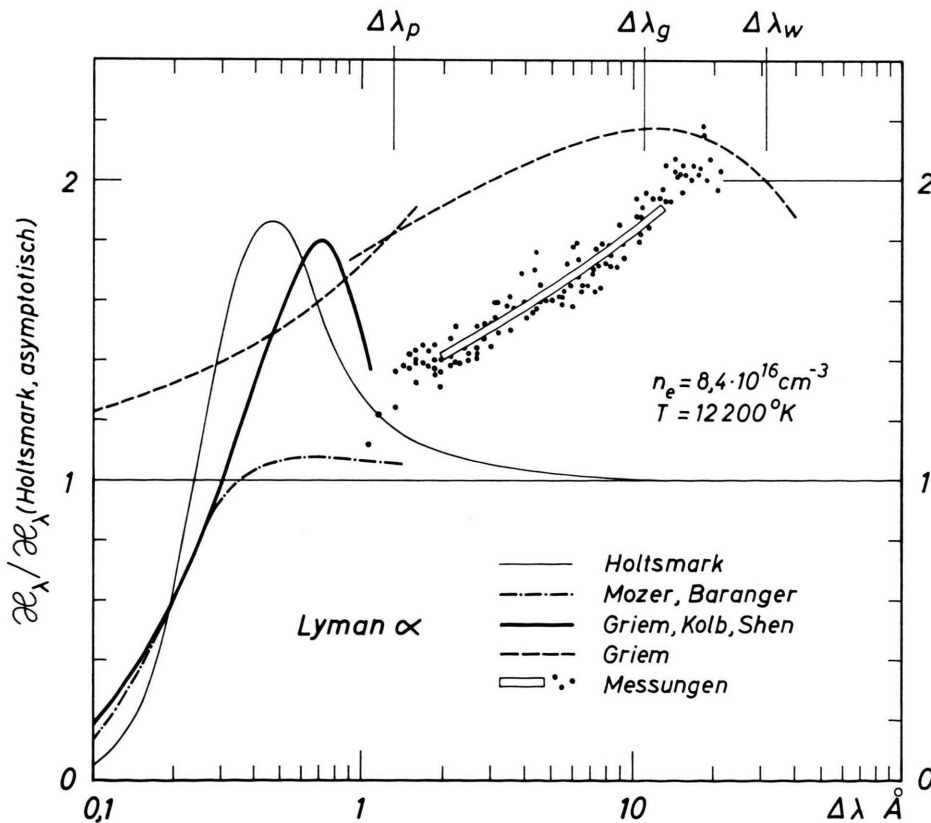


Abb. 6. Absorptionskoeffizient von LYMAN α relativ zur Asymptote des nach HOLTSMARK (nur Ionen) berechneten Profils: Gemessene und nach den verschiedenen Theorien berechnete Werte.

dargestellt. Die genannte Asymptote wird hierin durch die Gerade $\kappa_i/\kappa_i(H, \infty) = 1$ repräsentiert.

Bei den Theorien handelt es sich zunächst um die HOLTSMARK-Theorie³, in welcher nur die durch quasistatische Felder der Ionen verursachten Störungen behandelt werden, sowie um die nach MOZER und BARANGER⁴ modifizierte HOLTSMARK-Theorie ("low-frequency-component"), in welcher die teilweise Abschirmung der quasistatischen Felder der Ionen durch die freien Elektronen in Rechnung gestellt wird. Der das nach MOZER und BARANGER berechnete Profil charakterisierende Parameter, das Verhältnis zwischen dem mittleren Abstand zweier Störteilchen voneinander und dem DEBYE-Radius, ist hier 0,54.

Ferner wird das Linienprofil nach der Theorie von GRIEM, KOLB und SHEN⁵ berechnet, die neben der quasistatischen Störung durch Ionen auch durch Elektronen verursachte Stoßdämpfung berücksichtigt.

Schließlich wird die Berechnung auch nach einer von GRIEM⁶ speziell zur Beschreibung des Linienflügels gelieferten Theorie ausgeführt, die, ebenfalls unter Beachtung der durch Elektronen bewirkten Stoßdämpfung, insbesondere eine Verbindung zum äußeren Linienflügel geben soll, in welchem Ionen und Elektronen quasistatisch behandelt werden können, in welchem also der Wert des Absorptionskoeffizienten durch den doppelten nach HOLTSMARK (für Ionen allein) berechneten Wert gegeben ist.

Der ganze behandelte Flügelbereich wird dabei in drei Teilbereiche unterteilt, die nach GRIEM durch

$$\Delta\lambda_p = \lambda^2 (n_e e^2 / \pi m c^2)^{1/2}$$

und
$$\Delta\lambda_W = \lambda^2 k T / c h b^2 \quad (14)$$

gegeneinander abgegrenzt sind (b = Hauptquantenzahl des oberen Zustandes). Oberhalb von $\Delta\lambda_W$ soll der Bereich liegen, in dem Ionen und Elektronen quasistatisch wirken. Mit den im Experiment vorliegenden Elektronendichte- und Temperaturwerten folgt aus Gl. (14)

$$\Delta\lambda_p = 1,3 \text{ \AA}; \quad \Delta\lambda_W = 31 \text{ \AA}.$$

Zum Vergleich wird außerdem der Wellenlängenabstand von der Linienmitte $\Delta\lambda_g$ berechnet, bei welchem nach UNSÖLD³ die Zuständigkeitsbereiche der Stoßdämpfungstheorie und der quasistatischen Theorie hinsichtlich der Elektronen als Störteilchen ineinander übergehen. Es ergibt sich

$$\Delta\lambda_g = 11 \text{ \AA}.$$

Die in Abb. 6 eingetragenen Meßpunkte entsprechen den Resultaten in Abb. 4, während der diesen Punkten überlagerte Streifen das Ergebnis bei Auswertung über die Wachstumskurve bedeutet. Ersichtlich wird von den Messungen gerade der Bereich erfaßt, der dem zwischen $\Delta\lambda_p$ und $\Delta\lambda_W$ liegenden Teilbereich in der GRIEMschen Linienflügeltheorie entspricht.

Innerhalb dieses Bereiches geht nach langen Wellenlängen hin der Verlauf der Meßwerte in den Verlauf über, der sich durch Anwendung der quasistatischen Theorie auf Ionen und Elektronen ergibt und in dieser Darstellung durch den Koeffizientenverhältniswert 2 beschrieben ist. Der Übergang vollzieht sich in einem Wellenlängenintervall, welches offenbar durch die „Grenze“ $\Delta\lambda_g$ recht gut markiert ist.

Weiterhin zeigt Abb. 6, daß die nach GRIEM berechneten Werte durchweg größer sind als die Meßwerte. Insbesondere gilt dies im kurzwelligen Teil des Meßbereiches, wo der bemerkte Unterschied nicht durch einen systematischen Fehler der Meßergebnisse von 10% (eine Abschätzung des systematischen Meßfehlers findet sich am Schluß dieses Berichtes) zu erklären ist. Das sollte bedeuten, daß die von den Elektronen verursachte Stoßdämpfung von der Theorie überbewertet wird.

Die kurzwellige Grenze des Meßbereiches fällt ungefähr mit dem Punkt zusammen, bis zu welchem das Profil nach GRIEM, KOLB und SHEN berechnet ist.

Während einerseits die geradlinige Extrapolation der Meßwerte nach kürzeren Wellenlängen hin zu einer Tangierung des Profiles nach MOZER und BARANGER führt, ein derartiger Verlauf des Koeffizienten außerhalb des Meßbereiches also nicht einer gewissen Plausibilität entbehren würde, darf andererseits jedoch auch nicht verkannt werden, daß der beim Übergang von den Meßwerten zum Profil nach GRIEM, KOLB und SHEN auftretende Knick nur in dieser Darstellung außerordentlich stark ist und deshalb kein Beweis für die Unmöglichkeit des betreffenden Verlaufes sein kann. Eine einigermaßen zuverlässige Aussage über das Verhalten des Koeffizienten außerhalb des Meßbereiches ist daher nicht möglich.

Asymmetrie von Lyman α

Während bei der Messung des Absorptionskoeffizienten die Auswertung der LYMAN α -Registrierungen

so angelegt worden ist, daß eine Asymmetrie des Linienprofils nicht in Erscheinung tritt, wird schließlich noch untersucht, ob und in welchem Maße die Symmetrie des LYMAN α -Profils unter den im Experiment herrschenden Bedingungen gestört ist.

Zu diesem Zweck werden, wenn λ_1 und λ_2 Wellenlängen in den beiden Flügeln des Profils sind, zu denen gleiche relative Intensitätswerte $I_i/B_i(T)$ gehören, und wenn λ_0 die Wellenlänge der ungestörten LYMAN α -Linie ist, die Intervalle

$$\begin{aligned} (\Delta\lambda)_2 &= \frac{1}{2}(\lambda_1 + \lambda_2) - \lambda_0, \\ (\Delta\lambda)_1 &= \frac{1}{2}|\lambda_1 - \lambda_2| \end{aligned} \quad (15)$$

in Abhängigkeit voneinander gemessen. λ_0 ist dabei durch die Lage der Absorptionslinie, die durch künstliche Erhöhung der Wasserstoffverunreinigung in der Umgebung der Kathode gut sichtbar gemacht wird, gegeben (Abb. 3).

Um die Möglichkeit auszuschließen, daß durch die Zeitkonstante der Registrierapparatur oder durch sonst irgendeinen von der Registrierrichtung abhängigen Effekt eine Asymmetrie des Profils vorgetäuscht wird, werden Registrierungen in beiden Richtungen ausgeführt.

In Abb. 7 sind die Ergebnisse dieser Messungen eingetragen. Im unteren Teil derselben Abbildung ist außerdem die Beziehung

$$(\Delta\lambda)_2 = (\Delta\lambda)_1^2/\lambda_0 \quad (16)$$

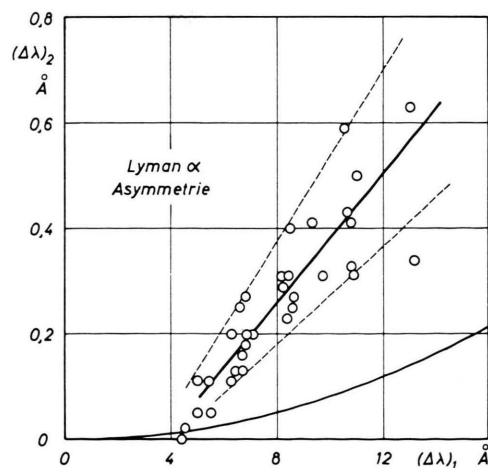


Abb. 7. Asymmetrie von LYMAN α . Oben: Gemessene Verschiebung in Abhängigkeit von der Linienbreite. Unten: Berechnete Verschiebung eines in der Frequenzskala symmetrischen Profils.

graphisch dargestellt, durch welche diejenige Asymmetrie beschrieben wird, die ein in der Frequenzskala symmetrisches Profil in der Wellenlängenskala hat.

Da sich der praktisch alle Meßpunkte einschließende Sektor deutlich von der eben genannten Kurve abhebt, ist durch die Messungen eine echte Asymmetrie des LYMAN α -Profils (Anhebung des langwelligen Flügels relativ zum kurzwelligen) nachgewiesen.

Wie Abschätzungen zeigen, scheint eine zumindest größtenordnungsmäßig zutreffende Beschreibung der beobachteten Asymmetrie sowohl durch einen „Quadrupoleffekt“, bedingt durch die Inhomogenität der Störfelder, als auch durch quadratischen STARK-Effekt möglich zu sein — es sei in diesem Zusammenhang auf die Arbeiten von KUDRIN und SHOLIN¹⁶ bzw. GRIEM¹⁷ über die Asymmetrie der Wasserstofflinie H_β verwiesen. Außerdem könnte die Asymmetrie jedoch auch aus einer unterschiedlichen Besetzung der oberen Niveaus der Seitenkomponenten von LYMAN α (BOLTZMANN-Faktor) resultieren.

Eine Entscheidung darüber, durch welchen der genannten möglichen Effekte die Asymmetrie tatsächlich hervorgerufen wird, kann im Rahmen dieser Untersuchung nicht getroffen werden.

Fehlerabschätzung

In Anbetracht der Vielzahl diskreter Messungen, durch die der Absorptionskoeffizient bestimmt wird, erübrigt es sich, irgendwelche Abschätzungen darüber anzustellen, mit welchem zufälligen Fehler ein einzelner (in Abb. 4 bzw. Abb. 6 dargestellter) Meßpunkt behaftet ist. Es soll deshalb hier nur angegeben werden, wodurch ein allen Meßpunkten gemeinsamer systematischer Fehler verursacht wird und durch welchen Wert dieser Fehler abgeschätzt werden kann.

Als Ursache für einen systematischen Fehler des Ergebnisses werden die Fehler der folgenden Größen berücksichtigt:

- Y: Lage der Intensitäts-0-Linie in den LYMAN α -Registrierungen,
- B: Lage der Schwarzstrahlungsintensität in denselben Registrierungen,
- T: Temperatur (ohne Berücksichtigung des Fehlers in χ),
- J: Gesamtintensität von H_β ,
- L: Länge der Wasserstoffschicht im Bogenplasma,
- X: Argonatombichte-Verhältnis $n(10)/n(0)$ (zur Bestimmung der Wasserstoffatombichte gemessen),

¹⁶ L. P. KUDRIN u. G. V. SHOLIN, Soviet Phys.-Doklady **7**, 1015 [1963].

¹⁷ H. GRIEM, Z. Phys. **137**, 280 [1954].

χ : Ionisationsenergie [Unsicherheit bedingt durch Gl. (5)].

Der systematische Fehler des Verhältnisses zwischen dem gemessenen Absorptionskoeffizienten κ und einem berechneten Koeffizienten κ_{theor} in Abhängigkeit von den genannten Fehlerquellen läßt sich wie folgt beschreiben:

$$\frac{d(\kappa/\kappa_{\text{theor}})}{\kappa/\kappa_{\text{theor}}} \simeq -\frac{3}{2} \left\{ \frac{dY}{B} + \frac{dB}{B} \right\} + \frac{dT}{T} - \frac{1}{2} \left\{ \frac{dJ}{J} + \frac{dL}{L} + 3 \frac{dX}{X} \right\} + 4 \frac{d\chi}{\chi}.$$

Hierin sind die Vorzeichen der einzelnen Anteile beibehalten, um zu zeigen, in welcher Richtung das Ergebnis bei Änderung einzelner Parameter geändert wird.

Die einzelnen Fehleranteile werden den experimentellen Gegebenheiten entsprechend durch

$$dY/B = 0,5\%, \quad dB/B = 2\%, \quad dT/T = 2\%, \quad dJ/J = 10\%, \\ dL/L = 5\%, \quad dX/X = 3\%, \quad d\chi/\chi = 1,5\%$$

abgeschätzt, so daß für den systematischen Fehler des Koeffizientenverhältnisses

$$\frac{d(\kappa/\kappa_{\text{theor}})}{\kappa/\kappa_{\text{theor}}} \simeq 10\% \quad \text{zu erwarten ist.}$$

Bestimmung der mittleren β -Energie pro Spaltung bei Uran²³⁵ mit Hilfe der Thermolumineszenzdosimetrie*

VON NORBERT HÄRING

Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München

(Z. Naturforsch. **19 a**, 978—990 [1964]; eingegangen am 25. Februar 1964)

Die mittlere β -Energie pro Spaltung von U²³⁵ ergab sich in der vorliegenden Arbeit zu 8,6 MeV $\pm 4\%$.

Dabei wurde die gesamte aus den Spaltprodukten einer Uranfolie emittierte β -Energie in einer Calciumfluoridkugel (Pulver) absorbiert.

Als Maß für die absorbierte Energie diente die ihr proportionale Thermolumineszenzintensität des Calciumfluoridpulvers. Die relative Zuordnung dieser beiden Größen wurde mit Hilfe eines absolut geeichten P³²-Präparats erreicht.

Gleiche Geometrie, möglichst gleiche Versuchsbedingungen auch bei den entsprechenden Eichversuchen und eine Vielzahl von Einzelmessungen der Thermolumineszenzintensität lieferten gut reproduzierbare Werte.

Die Anteile zur absorbierten Energie aus verschiedenen γ -Intensitäten konnten experimentell oder rechnerisch ermittelt und somit berücksichtigt werden.

Für die Energiebilanz der Spaltung von Uran 235 sind neben den Energien der Reaktionspartner (Spaltbruchstücke, prompte Neutronen und γ -Quanten) die β - und γ -Energien der Spaltprodukte von Bedeutung. Während die mittlere γ -Energie pro Spaltung recht gut bekannt ist, weichen die Angaben über die mittlere β -Energie pro Spaltung in der Literatur¹⁻³ beträchtlich voneinander ab. In der vorliegenden Arbeit sollte darum diese Größe so weit wie möglich direkt experimentell gemessen werden.

1. Meßmethoden

1.1. Prinzip

In Uran 235 werden im Neutronenstrahl eines Reaktors Spaltungen erzeugt. Die von den Spalt-

produkten emittierte β - und γ -Energie wird in einer Calciumfluoridkugel (Pulver, Sättigungsschichtdicke für alle β -Energien) absorbiert, in deren Mitte die Spaltfolie liegt. Die Intensität der dadurch im Calciumfluorid angeregten Thermolumineszenz ist proportional der absorbierten Energie; sie wird, da sie im Calciumfluorid gespeichert ist, nach abgeschlossener Anregung in einer anderen Apparatur ausgemessen. Ersetzt man die Spaltfolie durch eine Goldfolie gleicher Geometrie und bringt diese unter gleichen Bedingungen in den Neutronenstrahl, so kann durch ihre Aktivität in üblicher Weise die Neutronendosis und damit die Anzahl der Spaltungen ermittelt werden. Die Absoluteichung der Thermolumineszenzintensität in Abhängigkeit von der absorbierten Energie geschieht in einem dritten Versuch ohne Neutronenstrahl mit einem geeichten Phosphor-32-

* Auszug aus der Dissertation, Technische Hochschule München 1963.

¹ S. GLASSSTONE, The Elements of Nuclear Reactor Theory, McMillan Comp., New York 1955.

² G. ALZMANN, Nukleonik **3**, 7 [1961].

³ P. ARMBRUSTER u. H. MEISTER, Z. Phys. **170**, 274 [1962].