

Messung der Absorptionsoszillatorenstärken von C I-Multipletts im Bereich zwischen 1100 und 1800 Å

Von G. BOLDT

Aus dem Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München
(Z. Naturforsch. 18 a, 1107—1116 [1963]; eingegangen am 25. Juli 1963)

The absorption-oscillator-strengths of 24 C I-multiplets in the wavelength-region from 1100 to 1800 Å are measured in emission. The light-source for this purpose is a wall-stabilized cascade arc burning in an argon plasma into which a small quantity of carbondioxyd is introduced. Normal-intensities are produced by the same source. The evaluation of particle-densities is carried out without supposing constancy of mixture ratio and knowledge of any transition-probability.

Übersicht

Es wird im folgenden über die Messung von Absorptionsoszillatorenstärken bzw. Übergangswahrscheinlichkeiten von C I-Linien im Vakuum-UV-Bereich zwischen 1100 und 1800 Å berichtet. Die Messungen werden in Emission ausgeführt, wobei als Lichtquelle eine spezielle Ausführung des MAECKERSCHEN¹ Kaskadenlichtbogens verwendet wird, die, für spektroskopische Untersuchungen im Vakuum-UV-Bereich entwickelt, vom Verfasser^{2, 3} bereits früher ausführlich beschrieben worden ist. Eine Normalstrahlung, die bei derartigen Messungen erforderlich ist, wird mit Hilfe desselben Lichtbogens in Form von Schwarzstrahlung erhalten, so daß der Vergleich der C I-Linien-Intensität mit der Normalstrahlung direkt zu den „Äquivalentbreiten“ dieser Linien führt. Diese Tatsache sowie der experimentelle Befund, daß die Emission der C I-Linien im Vakuum-UV-Bereich auch bei sehr geringen C I-Dichten oft nicht mehr aus optisch dünner Schicht erfolgt, legen es nahe, abweichend von der üblichen Methode zur Bestimmung der Oszillatorenstärken den als „Wachstumskurve“ bekannten Zusammenhang zwischen Äquivalentbreite, Teilchendichte und Oszillatorenstärke heranzuziehen. Es soll deshalb anschließend an diese Übersicht eine kurze Bemerkung über die „Wachstumskurve“ allen weiteren Ausführungen vorangestellt werden.

Die Berechnung der C I-Teilchendichte unter Annahme konstanter Mischungsverhältnisse zwischen den einzelnen Konstituenten des Plasmas ist wegen möglicherweise vorhandener Entmischungseffekte

— hierzu seien die Arbeiten von FRIE und MAECKER⁴ und RICHTER⁵ erwähnt — nicht mehr vertretbar. Es wird deshalb zur Teilchendichtebestimmung ein Verfahren angegeben und angewendet, welches auf diese Annahme verzichtet und außerdem auch nicht die Kenntnis irgendwelcher Übergangswahrscheinlichkeiten voraussetzt.

Zur Theorie der Wachstumskurve

Es wird vorausgesetzt, daß das Plasma, welches die zu untersuchende Strahlung emittiert, thermisch ist. Das soll bedeuten: Die Geschwindigkeitsverteilungen, Anregungen, Dissoziationen und Ionisationen aller Komponenten des Plasmas werden durch MAXWELL-Verteilungen, BOLTZMANN-Verteilungen und SAHA-Gleichungen mit ein und derselben (lokalen) Temperatur, der Plasmatemperatur T , beschrieben.

Diese Voraussetzung wird vom Plasma der hier benutzten Lichtbogenentladung erfüllt.

Die Intensität I_λ der Strahlung in einem derartigen Plasma folgt der Diff.-Gl.

$$\frac{dI_\lambda}{dx} = \tau_\lambda(T) \{B_\lambda(T) - I_\lambda(x)\}, \quad (1)$$

worin die x -Richtung die durch das Plasma verlaufende Beobachtungsrichtung darstellt, T die Plasmatemperatur an der Stelle x , $\tau_\lambda(T)$ der Absorptionskoeffizient (mit Berücksichtigung der erzwungenen Emission) des Plasmas pro Längeneinheit an der Stelle x und

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

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

² G. BOLDT, Proc. 5th Int. Conf. Ionization Phenomena in Gases 1, 925 [1961].

³ G. BOLDT, J. Quant. Spectr. Radiative Transfer 2, 705 [1962].

⁴ W. FRIE u. H. MAECKER, Z. Phys. 162, 69 [1961].

⁵ J. RICHTER, Z. Astrophys. 53, 262 [1961].



die KIRCHHOFF-PLANCK-Funktion (Intensität der Schwarzstrahlung) ist.

In dem hier allein interessierenden Fall, daß in der Umgebung einer Spektrallinie der kontinuierliche Anteil des Koeffizienten $\tau_\lambda(T)$ gegenüber dem der Linie zuzuordnenden Anteil vernachlässigbar klein ist, besteht zwischen dem Koeffizienten $\tau_\lambda(T)$ und der Absorptionsoszillatorenstärke f_{mn} der betreffenden Linie der Zusammenhang

$$\int \tau_\lambda(T) d\lambda = (\pi e^2 / m c^2) \lambda^2 \cdot (1 - e^{-hc/\lambda kT}) f_{mn} N_n(T), \quad (3)$$

worin λ die mittlere Wellenlänge der Spektrallinie und $N_n(T)$ die Besetzungszahl des zu dieser Linie gehörenden unteren Zustandes ist. Die Integration ist über den Bereich der Linie zu erstrecken.

Die Intensität der Strahlung, die von einem homogenen Plasma der Länge L emittiert wird, ergibt sich durch Integration von Gl. (1) mit der Anfangsbedingung $I_\lambda(0) = 0$ zu

$$I_\lambda(L) = B_\lambda(T) \{1 - \exp[-\tau_\lambda(T)L]\}. \quad (4)$$

Die Integration dieser Gleichung über den Wellenlängenbereich einer Spektrallinie liefert schließlich die als „Wachstumskurve“ bekannte Beziehung zwischen der Äquivalentbreite W_λ der betreffenden Spektrallinie und dem zugehörigen Absorptionskoeffizienten $\tau_\lambda(T)$

$$W_\lambda = \frac{1}{B_\lambda(T)} \int I_\lambda d\lambda = \int \{1 - \exp[-\tau_\lambda(T)L]\} d\lambda. \quad (5)$$

Für Emission aus optisch dünner Schicht, $\tau_\lambda(T)L < 1$, folgt hieraus unter Berücksichtigung von Gl. (3) die dem „linearen“ Teil der Wachstumskurve entsprechende Beziehung

$$W_\lambda = \frac{1}{B_\lambda(T)} \int I_\lambda d\lambda = \frac{\pi e^2}{m c^2} \lambda^2 (1 - e^{-hc/\lambda kT}) f_{mn} N_n(T) L. \quad (6)$$

Danach wird es also darauf ankommen, durch Messung der Äquivalentbreite unter Variation der C I-Teilchendichte die Wachstumskurve so weit zu bestimmen, daß ihr linearer Teil mit hinreichender Sicherheit zu erkennen ist, also jener Teil, in dem die durch Gl. (6) beschriebene Proportionalität zwischen Äquivalentbreite einerseits und Oszillatorenstärke und Besetzungszahl andererseits gilt. Hier ist dann, eine Methode zur absoluten Messung der Besetzungszahl vorausgesetzt, die Bestimmung der Absorptionsoszillatorenstärke möglich.

Die Lichtquelle

Als Lichtquelle wird eine spezielle Ausführung des MAECKERSchen Kaskadenlichtbogens¹⁻³ benutzt (Abb. 1).

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

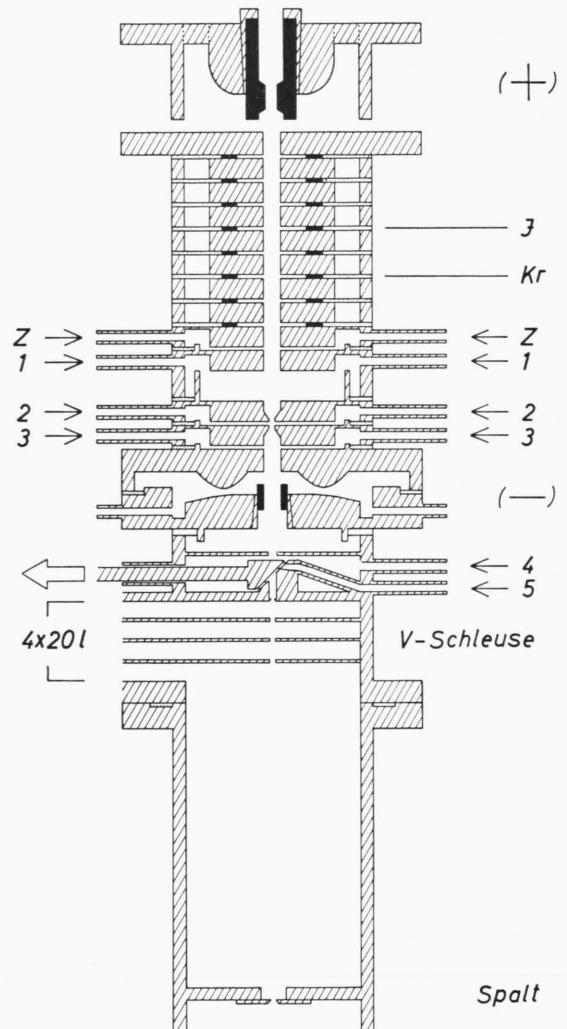


Abb. 1. Kaskadenlichtbogen zur Herstellung des Plasmas und Vakuumschleuse zum Anschluß des Lichtbogens an die Vakuumapparatur.

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 Bogen-spannung zur Explosion gebracht wird.

Durch die mit 1, 2 und 3 bezeichneten Gaseinführungen strömen je $40 \text{ Ncm}^3/\text{s}$ 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 aber die Möglichkeit gegeben, end-on durch die durchbohrte Kathode hindurch das Spektrum des Zusatzgases ungestört durch Selbstabsorption bis herab zur Absorptionskante des Argon-Resonanzkontinuums, selbstverständlich mit Ausnahme der Wellenlängenbereiche, in denen die 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 C I-Linien im Vakuum-UV-Bereich wird CO_2 als Zusatzgas verwendet.

Abb. 2 zeigt den Bogenkanal, dazu in abszissenmäßig richtiger Zuordnung den axialen Temperaturverlauf in der Bogensäule des reinen Argonbogens in verschiedenen Abständen von der Bogenachse, ferner den axialen Verlauf der relativen Intensität der C I-Linie bei $\lambda = 5052 \text{ \AA}$ in der Bogenachse bei einem Zusatz von $10 \text{ Ncm}^3/\text{s}$ CO_2 . Beide Diagramme sind durch side-on-Aufnahmen durch eigens zu diesem Zweck zwischen die Bogenscheiben gesetzte Fenster erhalten worden.

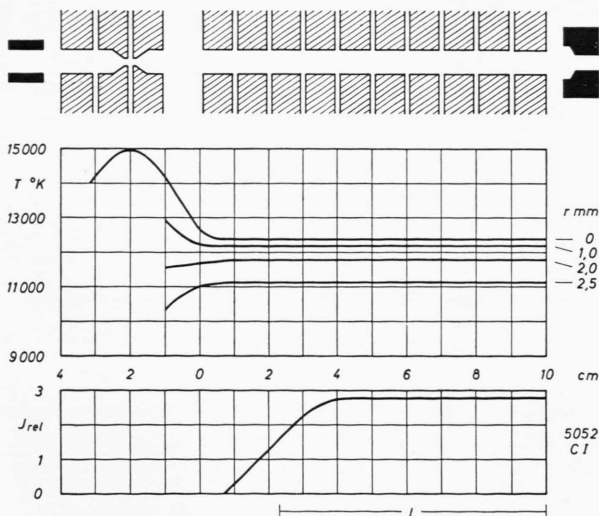


Abb. 2. Oben: Axialer Temperaturverlauf in der Bogensäule des reinen Argonbogens (kein Zusatz) in verschiedenen Abständen r von der Bogenachse. Unten: Axialer Verlauf der (relativen) Gesamtintensität der C I-Linie bei $\lambda = 5052 \text{ \AA}$ in der Bogenachse, gemessen beim Zusatz $Z = 10 \text{ Ncm}^3/\text{s}$ CO_2 .

Obwohl dieser große CO_2 -Zusatz, der erforderlich ist, um den Intensitätsverlauf zuverlässig messen zu können, die Temperaturkonstanz in axialer Richtung bereits merklich stört — hierauf wird später noch eingegangen werden —, zeigt der Intensitätsverlauf doch, daß der Kohlenstoff in dem für die Aufnahme des Zusatzes vorgesehenen Bogenteil gehalten wird, und ermöglicht außerdem eine hinreichend genaue Bestimmung der Kohlenstoff-Schichtlänge L , die praktisch unabhängig von der Größe des CO_2 -Zusatzes sein sollte.

Die Bogenstromstärke beträgt 94 A , der Gesamtdruck im Bogenplasma praktisch 1 atm , da der Bogen anodenseitig offen ist.

Der Anschluß des Lichtbogens an den Vakuum spektrographen erfolgt fensterlos über eine Vakuumschleuse (Abb. 1). Diese besteht aus vier hintereinandergesetzten Kammern, die durch Lochblenden miteinander in Verbindung stehen und mit je einem Puffervolumen von 20 l und je einem Pumpstand verbunden sind. Die Vakuumschleuse ist zum Lichtbogen hin durch einen Stempelverschluß optisch und vakuummäßig 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 Spektrographenspalt ein System, durch welches die nähere Umgebung der Bogenachse des zusatzhaltigen Bogenteiles, in der die Temperatur praktisch konstant ist, ausgeblendet wird.

Messung der Äquivalentbreiten

Die Messung der Äquivalentbreiten der C I-Linien im Vakuum-UV-Bereich zwischen 1100 und 1800 \AA wird mit einem Optica-VF1-Spektrographen unter Verwendung von Ilford-Q1-Platten ausgeführt. Dabei wird mit den CO_2 -Zusätzen

$$Z = 0,30; 0,10; 0,03; 0,01; 0,003 \text{ Ncm}^3/\text{s} \text{ CO}_2$$

gearbeitet, durch die sicher noch keine Änderung der Temperatur im zusatzhaltigen Bogenteil verursacht wird.

Die Einführung dieser geringen CO_2 -Mengen in den Bogen erfolgt in Form entsprechend vorbereiteter CO_2 -Ar-Gemische durch eine Injektionsspritze, deren Kolben von einem Synchronmotor mit einer „Geschwindigkeit“ von $0,30 \text{ cm}^3/\text{s}$ vorangetrieben wird. Dabei sind die durch die unvollkommene Kolbendichtung verursachten Verluste geringer als 1% .

Es zeigt sich, daß im Rahmen dieser CO_2 -Zusätze bereits eine ganze Reihe von C I-Linien bzw. -Multipletts in ihrem Kern die Schwarzstrahlung erreichen und somit im Prinzip bereits als Normalintensitäten verwendet werden können.

Nun sind jedoch die C I-Linien zum Teil schmaler als die kleinste Spektrographenspaltbreite, mit der noch gearbeitet werden kann, ohne daß bei der Messung von Gesamtintensitäten größere Fehler infolge des EBERHARD-Effektes zu befürchten sind. Das hat auf die Messung der Äquivalentbreiten dann keinen Einfluß, wenn darauf geachtet wird, daß die zur Bestimmung der Schwarzstrahlung herangezogenen Linien in ihrem (optisch dicken) Kern breiter sind als die Spaltbreite. Wie Vorversuche gezeigt haben, ist diese Bedingung mit einem Zusatz von $0,30 \text{ Ncm}^3/\text{s CO}_2$ nicht hinreichend gut zu erfüllen.

Aus diesem Grund wird zur Herstellung der Schwarzstrahlung der Zusatz $7 \text{ Ncm}^3/\text{s CO}_2$ verwendet. Obwohl hierdurch die Temperatur im zusatzhaltigen Teil merklich gesenkt wird, entsteht hier in Form der zur verringerten Temperatur gehörenden Schwarzstrahlung ein „Strahlungsuntergrund“, der dann im Anlaufgebiet der Kohlenstoffkonzentration (Abb. 2), in dem die Temperatur wieder auf ihren ursprünglichen Wert ansteigt, derart ergänzt wird, daß eine Reihe von C I-Linien erhalten werden, deren Intensität in einem hinreichend breiten Kern gleich der Intensität der erwünschten Schwarzstrahlung ist.

Es hat sich ergeben, daß sich in dieser Weise die C I-Linien bzw. -Multipletts bei

$$\lambda = 1158, 1193, 1261, 1277, 1463, \text{ und } 1657 \text{ \AA}$$

zur Herstellung der Schwarzstrahlung eignen.

Mit Hilfe dieser Linien werden durch Variation der Belichtungszeit t Schwärzungsstufen hergestellt, denen dann, wenn die Belichtungszeit für die eigentlichen Aufnahmen t_0 ist, Intensitätswerte

$$I_\lambda(t) = (t/t_0) B_\lambda(T) \quad (7)$$

zugeordnet werden.

Durch diese Zuordnung wird der SCHWARZSCHILD-Exponent der Photoplatte durch den Wert 1 approximiert, was sicher nicht ganz korrekt ist. Messungen des SCHWARZSCHILD-Exponenten der Ilford-Q1-Platte bei Belichtungszeiten

$$t_0 = 10 \text{ sec} \geq t \geq 0,5 \text{ sec}$$

im Spektralbereich von 3600 bis 5000 Å haben ergeben, daß unabhängig von der Wellenlänge der

Exponent in diesem Bereich

$$n \cong 0,97$$

ist. Die Wellenlängenunabhängigkeit in dem genannten Bereich läßt vermuten, daß auch in dem interessierenden Vakuum-UV-Bereich der Wert des Exponenten nicht wesentlich von 1 abweichen wird.

Schwärzungsstufen bei Wellenlängen, die zwischen den zur Herstellung der Schwarzstrahlung geeigneten Linien liegen, werden durch Interpolation sehr genau erhalten, weil sich für die durch die Eichstrahlungen verursachten Schwärzungen in Abhängigkeit von der Wellenlänge ein glatter Verlauf ergibt.

Die Bestimmung der Gesamtintensitätswerte der einzelnen C I-Linien bzw. -Multipletts mit Hilfe dieser Stufen ergibt, wenn die Funktion $B_\lambda(T)$ als Intensitätseinheit betrachtet wird, sofort die Äquivalentbreiten dieser Linien bzw. Multipletts,

$$W_\lambda = \frac{1}{B_\lambda(T)} \int I_\lambda d\lambda. \quad (8)$$

Nun darf sicher angenommen werden, daß bei den geringen Zusätzen von maximal $0,30 \text{ Ncm}^3/\text{s CO}_2$ die C I-Teilchendichte dem CO_2 -Zusatz proportional ist, so daß die doppeltlogarithmische Darstellung der gemessenen Äquivalentbreiten gegen die entsprechenden CO_2 -Zusatzwerte bereits die Wachstumskurve ist, deren linearer Teil zu ermitteln ist.

In Abb. 3 sind als Beispiele die Wachstumskurven der C I-Multipletts bei $\lambda = 1279 \text{ \AA}$ und $\lambda = 1329 \text{ \AA}$, wie sie sich aus den hier beschriebenen Messungen ergeben haben, dargestellt.

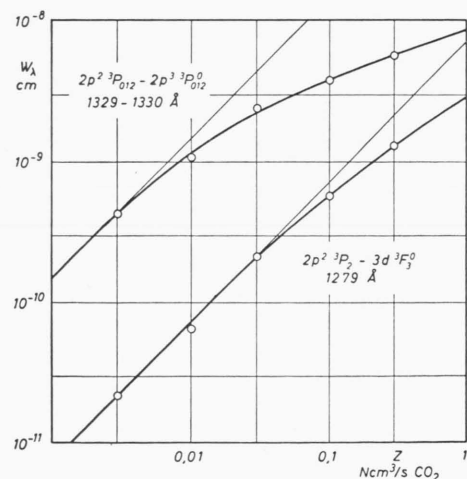


Abb. 3. Gemessene Wachstumskurven der C I-Multipletts bei $\lambda = 1279 \text{ \AA}$ und $\lambda = 1329 - 1330 \text{ \AA}$.

Es bleibt zu untersuchen, welche C I-Teilchendichte bzw. welche Besetzungszahl $N_n(T)$ einem bestimmten CO_2 -Zusatz entspricht.

Bestimmung der C I-Teilchendichte

Die Behandlung dieses Problems soll zunächst in allgemeingültiger Weise begonnen und erst später dem hier vorliegenden speziellen Fall angepaßt werden.

Es wird vorausgesetzt, daß es irgendwie möglich ist, Gesamtdruck p und Temperatur T des Plasmas zu bestimmen. Unter dieser Voraussetzung besteht die Aufgabe, die Plasmazusammensetzung zu ermitteln, dann in der Bestimmung der Teilchendichten der einzelnen Komponenten des Plasmas als Funktionen von p und T .

Das zu untersuchende Plasma möge von X verschiedenartigen Konstituenten gebildet werden und aus (einschließlich der freien Elektronen) Y Komponenten bestehen. Zur Berechnung der einzelnen Komponenten stehen dann zur Verfügung:

$Y - 1 - X$	SAHA-Gleichungen
1	Quasineutralitäts-Gleichung
1	DALTONSches Gesetz

$Y - (X - 1)$ Gleichungen.

Dem stehen Y Unbekannte gegenüber, d. h. es fehlen noch

$R = X - 1$ Gleichungen.

Es war früher üblich, das Gleichungssystem durch die (äußerlich einstellbaren) $(X - 1)$ Mischungsverhältnis-Mittelwerte der X Konstituenten zu vervollständigen. Da man inzwischen weiß, daß die lokalen Mischungsverhältnisse infolge von Diffusionsströmen, verursacht durch Partialdruck- und auch Temperaturgradienten, von ihrem Mittelwert erheblich abweichen können, ist ein derartiges Verfahren nicht mehr vertretbar.

FRIE und MAECKER⁴ schlagen unter der Voraussetzung, daß sich die erwähnten Diffusionsströme ungestört ausbilden können, vor, die $(X - 1)$ Mischungsverhältnisse durch $(X - 1)$ Diffusionsgleichungen zu ersetzen. In vielen Fällen ist diese Voraussetzung jedoch nicht gegeben, d. h. es werden dann die Diffusionsgleichungen die Vorgänge nicht mehr richtig beschreiben, während andererseits Gleichungen, die auch Störungen der Diffusionsströme berücksichtigen, für die praktische Arbeit sicher zu kompliziert sind.

Statt dessen werden unter der Annahme, daß es möglich sein wird, Halbwertsbreiten $\Delta\lambda$ der Wasserstofflinie H_β und Gesamtintensitäten J_i von Spektrallinien hinreichend genau zu messen, folgende Gleichungen hinzugefügt:

$$\begin{aligned} 1 \text{ Gleichung} \quad n_e &= \beta (\Delta\lambda)^{3/2} \\ N \text{ Gleichungen} \quad n_i &= (1/A_i) f_i(T) J_i; \\ & i = 1, \dots, N. \end{aligned}$$

Hierin sind n_e und n_i die Teilchendichten der freien Elektronen und der Komponente i . Die Konstante β soll als hinreichend genau durch die Theorie der intermolekularen STARK-Effekt-Verbreiterung von Wasserstofflinien gegeben gelten, während die Übergangswahrscheinlichkeiten A_i der einzelnen ausgewählten Linien als Unbekannte behandelt werden sollen.

Damit sind $(1 + N)$ weitere Gleichungen und N weitere Unbekannte erhalten worden und es ist

$$R = X - 2$$

womit, unabhängig von N , zunächst nur für $X = 2$ das Gleichungssystem vervollständigt ist.

Es wird nun ein System, bestehend aus M Plasmen, betrachtet. Alle Plasmen sollen dieselben Konstituenten, jedoch in verschiedenen Mischungen, enthalten (das eigentlich zu untersuchende Plasma ist eines dieser M Plasmen). Zu allen M Gleichungssystemen werden dieselben $(1 + N)$ zusätzlichen Gleichungen hinzugefügt. Über die N Unbekannten A_i , die als Atomkonstanten unabhängig von der Beschaffenheit des jeweiligen Plasmas sind, werden die M unvollständigen Gleichungssysteme zu einem einzigen Gleichungssystem zur Beschreibung des gesamten Plasmasystems vereinigt. Selbstverständlich muß dabei die Auswahl der N Gleichungen, die die Unbekannten A_i enthalten, so getroffen werden, daß der Zusammenhang der M Gleichungssysteme erhalten bleibt, wenn einige der M Plasmen nicht alle diejenigen Komponenten enthalten sollten, die das eigentlich zu untersuchende Plasma besitzt.

Damit steht dann ein Gleichungssystem aus

$$M(Y - X + N + 2) \text{ Gleichungen}$$

zur Berechnung von

$$M Y + N \text{ Unbekannten}$$

zur Verfügung.

Ist die Bedingung

$$R(M, N) = N - M(N - X + 2) \leq 0 \quad (9)$$

erfüllt, dann ist es möglich, die Teilchendichte jeder Komponente in den M Plasmen als Funktion der M Gesamtdrucke und M Temperaturen zu berechnen.

Für $X = 3$ wird

$$R(M, N) = N - M(N - 1), \quad (10)$$

d. h. in diesem Falle sind alle Systeme mit $(M \geq 2, N \geq 2)$ lösbar.

Im allgemeinen wird es zweckmäßig sein, nicht das System mit den kleinstmöglichen M - und N -Werten zu benutzen, sondern ein überbestimmtes System. Ein solches System bietet den Vorteil, daß die zur Berechnung der Teilchendichten erforderlichen Gleichungen so ausgewählt werden können, daß die Fehler der in den Gleichungen enthaltenen Meßgrößen ($\Delta\lambda$, J_i) einen möglichst geringen Einfluß auf die Ergebnisse haben.

Für die Messungen der Absorptionsschwingungsstärken von C I-Linien im Bereich zwischen 1100 und 1800 Å wird ein Plasma benutzt, das aus Ar und CO₂ gebildet wird, also ein Plasma mit

$$X = 3 (\text{Ar, O, C}).$$

Seine Komponenten sind Ar, Ar⁺, O, O⁺, C, C⁺ und e. Gefragt ist nach der Teilchendichte n_C .

Eine Diskussion der verschiedenen Möglichkeiten zeigt, daß es in diesem Falle am zweckmäßigsten ist, das System

$$M = 3, \quad N = 3$$

Diese hinzugefügten Gleichungen in Verbindung mit den Quasineutralitäts-Gleichungen und den SAHA-Gleichungen der drei Plasmen liefern

$$n_{C1} = \frac{\beta^2 (\Delta\lambda)_3^3}{S_C(T_1)} \begin{vmatrix} 1 & 0 & 1 \\ a_{23} & 1 & c_{23} \\ a_{13} & b_{12} & c_{13} \end{vmatrix}, \quad (12)$$

mit

$$S_C(T_1) = \frac{n_{e1} n_{C1}^+}{n_{C1}} = \frac{2(2\pi m k T_1)^{3/2}}{h^3} \frac{u_C^+(T_1)}{u_C(T_1)} \exp\left\{-\frac{(\chi_C - \Delta\chi)/k T_1}{1}\right\}, \quad (14)$$

$$a_{13} = \frac{u_{Ar}^+(T_1)}{u_{Ar}^+(T_3)} \left(\frac{T_1}{T_3}\right)^{3/2} \exp\left\{\frac{\chi_{Ar} - \Delta\chi - E_{Ar}}{k} \left[\frac{1}{T_3} - \frac{1}{T_1}\right]\right\} \frac{J_{Ar1}}{J_{Ar3}}, \quad (15)$$

$$a_{23} = \frac{u_{Ar}^+(T_2)}{u_{Ar}^+(T_3)} \left(\frac{T_2}{T_3}\right)^{3/2} \exp\left\{\frac{\chi_{Ar} - \Delta\chi - E_{Ar}}{k} \left[\frac{1}{T_3} - \frac{1}{T_2}\right]\right\} \frac{J_{Ar2}}{J_{Ar3}}, \quad (16)$$

$$b_{12} = \frac{u_O^+(T_1)}{u_O^+(T_2)} \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{3/2} \exp\left\{\frac{\chi_O - \Delta\chi - E_O}{k} \left[\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right]\right\} \frac{J_{O1}}{J_{O2}}, \quad (17)$$

$$c_{13} = (\Delta\lambda_1/\Delta\lambda_3)^3, \quad c_{23} = (\Delta\lambda_2/\Delta\lambda_3)^3. \quad (18)$$

Hierin bedeuten χ_{Ar} , χ_O und χ_C die Ionisierungsenergien von Argon, Sauerstoff und Kohlenstoff. $\Delta\chi$ gibt die Erniedrigung der Ionisierungsenergie an und wird nach UNSÖLD⁶ durch

$$\Delta\chi = h c \cdot 5,6 \cdot 10^{-3} n_e^{1/3} \text{ erg} \quad (19)$$

zu verwenden. Dieses System wird mit Hilfe des Lichtbogens in folgender Weise realisiert:

Plasma „Bogengas“ „Zusatzgas“

1	Ar	CO ₂
2	Ar	O ₂
3	Ar	—

Die hinzugefügten Gleichungen sind:

$$\begin{aligned} \text{Plasma 1: } n_{e1} &= \beta (\Delta\lambda)_1^{3/2}, \\ n_{Ar1} &= (1/A_{Ar}) f_{Ar}(T_1) J_{Ar1}, \\ n_{O1} &= (1/A_O) f_O(T_1) J_{O1}, \\ n_{C1} &= (1/A_C) f_C(T_1) J_{C1}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Plasma 2: } n_{e2} &= \beta (\Delta\lambda)_2^{3/2}, \\ n_{Ar2} &= (1/A_{Ar}) f_{Ar}(T_2) J_{Ar2}, \\ n_{O2} &= (1/A_O) f_O(T_2) J_{O2}, \\ n_{C2} &= 0; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \text{Plasma 3: } n_{e3} &= \beta (\Delta\lambda)_3^{3/2}, \\ n_{Ar3} &= (1/A_{Ar}) f_{Ar}(T_3) J_{Ar3}, \\ n_{O3} &= 0, \\ n_{C3} &= 0. \end{aligned}$$

Darin ist

$f_i(T) = (4\pi/hc) (\lambda_i/g_i) u_i(T) \exp\{E_i/kT\}$,
 $u_i(T)$ = Zustandssumme der Komponente i ,
 λ_i = Wellenlänge der beobachteten Linie der Komponente i ,
 g_i, E_i = Gewicht und Energie des oberen Zustandes,
 $\Delta\lambda$ = Halbwertsbreite von H_β (die Messung dieser Größe wird später beschrieben werden).

$$n_{C1} + n_{C1}^+ = \left\{1 + \frac{S_C(T_1)}{\beta (\Delta\lambda)_1^{3/2}}\right\} n_{C1} \quad (13)$$

$$S_C(T_1) = \frac{n_{e1} n_{C1}^+}{n_{C1}} = \frac{2(2\pi m k T_1)^{3/2}}{h^3} \frac{u_C^+(T_1)}{u_C(T_1)} \exp\left\{-\frac{(\chi_C - \Delta\chi)/k T_1}{1}\right\}, \quad (14)$$

$$a_{13} = \frac{u_{Ar}^+(T_1)}{u_{Ar}^+(T_3)} \left(\frac{T_1}{T_3}\right)^{3/2} \exp\left\{\frac{\chi_{Ar} - \Delta\chi - E_{Ar}}{k} \left[\frac{1}{T_3} - \frac{1}{T_1}\right]\right\} \frac{J_{Ar1}}{J_{Ar3}}, \quad (15)$$

$$a_{23} = \frac{u_{Ar}^+(T_2)}{u_{Ar}^+(T_3)} \left(\frac{T_2}{T_3}\right)^{3/2} \exp\left\{\frac{\chi_{Ar} - \Delta\chi - E_{Ar}}{k} \left[\frac{1}{T_3} - \frac{1}{T_2}\right]\right\} \frac{J_{Ar2}}{J_{Ar3}}, \quad (16)$$

$$b_{12} = \frac{u_O^+(T_1)}{u_O^+(T_2)} \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^{3/2} \exp\left\{\frac{\chi_O - \Delta\chi - E_O}{k} \left[\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}\right]\right\} \frac{J_{O1}}{J_{O2}}, \quad (17)$$

$$c_{13} = (\Delta\lambda_1/\Delta\lambda_3)^3, \quad c_{23} = (\Delta\lambda_2/\Delta\lambda_3)^3. \quad (18)$$

berechnet. Die Konstante β ist nach GRIEM, KOLB und SHEN⁷

$$\beta = 3,40 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ Å}^{-3/2}.$$

Bei den vorliegenden Experimenten interessiert allein der Zustand des Plasmas in der näheren Um-

⁶ A. UNSÖLD, Z. Astrophys. **24**, 355 [1948].

⁷ H. GRIEM, A. C. KOLB u. K. Y. SHEN, Phys. Rev. **116**, 4 [1959].

gebung der Bogenachse (etwa bis zum Radius $r = 0,5$ mm) im zusatzhaltigen Teil der Bogensäule. Die nach den vorausgegangenen Überlegungen zur Teilchendichtebestimmung erforderlichen Messungen der Größen $\Delta\lambda$, T und J müssen also in diesem Raum erfolgen.

Nun ist es ohne weiteres einleuchtend, daß die Ausführung dieser Messungen an den Plasmen, die für die Vakuum-UV-Messungen benutzt worden sind, zu keinem brauchbaren Ergebnis führen wird, weil diese Plasmen mit maximalen Zusätzen von $0,30 \text{ Ncm}^3/\text{s CO}_2$ praktisch noch reine Argonplasmen sind.

Statt dessen wird für vier verschiedene „Plasmen 1“ mit den Zusätzen

$$Z = 5,0; 7,5; 10,0; 12,5 \text{ Ncm}^3/\text{s CO}_2$$

der Quotient $(n_{\text{C}_1} + n_{\text{C}_1}^+)/Z(\text{CO}_2)$ als Funktion von Z bestimmt, dessen Extrapolation nach $Z=0$ einen Wert ergibt, mit dessen Hilfe dann die n_{C_1} -Werte für $0,30 \geq Z \geq 0 \text{ Ncm}^3/\text{s CO}_2$ berechnet werden.

„Plasma 2“ wird in allen Fällen durch den Zusatz

$$Z = 10 \text{ Ncm}^3/\text{s O}_2$$

hergestellt.

Messungen

a) Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ von H_β :

Jedes einzelne Plasma wird mit mehreren H_2 -Zusätzen verschiedenen Ausmaßes versehen. In end-on-Beobachtung durch die Anode hindurch wird die Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ von H_β als Funktion des H_2 -Zusatzes durch photoelektrische Registrierung gemessen. Extrapolation zum H_2 -Zusatzwert 0 liefert dann die erforderlichen $\Delta\lambda$ -Werte.

In Abb. 4 ist die Halbwertsbreite $\Delta\lambda$ in Abhängigkeit vom CO_2 - und H_2 -Zusatz als Fläche über der $Z(\text{CO}_2) - Z'(\text{H}_2)$ -Ebene dargestellt. Die Schnittpunkte des stark ausgezeichneten Flächennetzes repräsentieren $\Delta\lambda$ -Meßwerte. Extrapolation des betreffenden Flächenstückes nach $Z'(\text{H}_2) = 0$ ergibt die benötigten $(\Delta\lambda)_1$ -Werte als Funktion des CO_2 -Zusatzes [für $Z(\text{CO}_2) = 0$ ist $(\Delta\lambda)_1 = (\Delta\lambda)_3$].

b) Temperatur T :

Die Elektronendichte n_{e3} in Plasma 3 (reines Argonplasma) ist, da der Gesamtdruck des Plasmas (1 atm) bekannt ist, eine umkehrbar eindeutige Funktion der Temperatur T_3 , andererseits aber auch nach Gl. (11) durch die Halbwertsbreite $(\Delta\lambda)_3$ festgelegt, so daß durch die $(\Delta\lambda)_3$ -Messung bereits die

Temperatur T_3 bestimmt ist. Es ergibt sich in dieser Weise

$$T_3 = 12\,400^\circ\text{K}.$$

Die Temperaturen T_2 und T_1 sowie die temperaturabhängigen Faktoren in den Gln. (15), (16) und (17) werden durch Relativmessungen der durch

$$B_\lambda(T) = (2 h c^2 / \lambda^5) e^{-h c / \lambda k T} \quad (20)$$

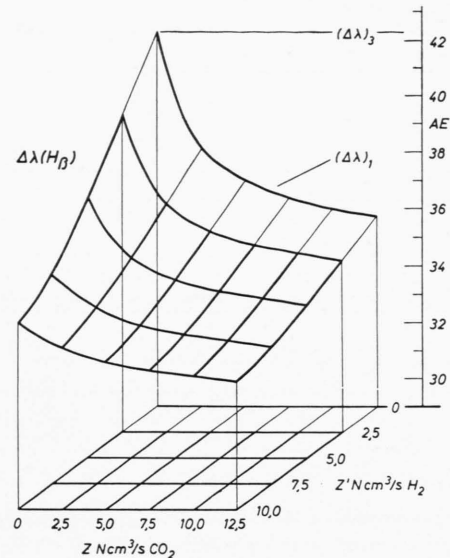


Abb. 4. Gemessene Halbwertsbreiten von H_β in Abhängigkeit von CO_2 - und H_2 -Zusätzen und Extrapolation zum H_2 -Zusatzwert 0.

gegebenen Intensität im Kern einer optisch dicken Linie im Vakuum-UV-Bereich ermittelt. Wegen der starken Temperaturabhängigkeit dieser Intensität ist auf diesem Wege eine sehr genaue Bestimmung der genannten Temperaturen und Faktoren möglich.

Aus Gl. (20) folgt z. B.

$$\frac{T_3}{T_1} = 1 - \frac{\lambda k T_3}{h c} \ln \frac{B_\lambda(T_1)}{B_\lambda(T_3)}, \quad (21)$$

$$\exp \left\{ \frac{\chi_{\text{Ar}} - \Delta\chi - E_{\text{Ar}}}{k} \left[\frac{1}{T_3} - \frac{1}{T_1} \right] \right\} = \left[\frac{B_\lambda(T_1)}{B_\lambda(T_3)} \right]^{\varepsilon_{\text{Ar}}} \quad (22)$$

$$\text{mit} \quad \varepsilon_{\text{Ar}} = (\chi_{\text{Ar}} - \Delta\chi - E_{\text{Ar}}) (\lambda / h c). \quad (23)$$

Für diese Messungen ist ein Gas erforderlich, welches eine hierfür geeignete Spektrallinie emittiert und allen Plasmen in gleicher Weise beigegeben werden kann, ohne daß die Eigenschaften der Plasmen dadurch merklich geändert werden.

Durch Krypton, dessen Ionisationsenergie von 13,9 eV der des Argons (15,7 eV) sehr ähnlich ist,

das außerdem keine zusätzliche radiale Wärmeableitung durch Dissoziationsenergetransport verursacht, und das schließlich bei $\lambda = 1236 \text{ \AA}$ (Kr I) eine geeignete Linie emittiert, werden diese Anforderungen in denkbar bester Weise erfüllt.

Die Einführung des Kryptons in den Bogenkanal erfolgt an der in Abb. 1 mit „Kr“ gekennzeichneten Stelle. Dadurch wird gewährleistet, daß ungestört durch das inhomogene Anlaufgebiet des CO_2 - oder O_2 -Zusatzes von der Kr I-Linie die Temperatur des homogenen zusatzhaltigen Bogenteiles angezeigt wird.

c) Gesamtintensität I :

Für die relativen Gesamtintensitätsmessungen werden die Linien

$$\text{Ar I: } \lambda = 6416 \text{ \AA}, \quad E_{\text{Ar}} = h \cdot c \cdot 119\,683 \text{ erg},$$

$$\text{O I: } \lambda = 6453 - 56 \text{ \AA}, \quad E_{\text{O}} = h \cdot c \cdot 102\,116 \text{ erg}$$

ausgewählt. Die Beobachtung dieser Linien erfolgt side-on durch ein Fenster, das an der in Abb. 1 mit „J“ bezeichneten Stelle für diesen Zweck zwischen zwei Bogenscheiben gesetzt wird. Aus den gemessenen Querverteilungen werden durch Lösen der ABELschen Integralgleichung die I -Werte in der Bogenachse erhalten.

In Abb. 5 sind die $(n_{\text{C}_1} + n_{\text{C}_1}^+)/Z(\text{CO}_2)$ -Werte in Abhängigkeit von $Z(\text{CO}_2)$ eingetragen, die sich durch Auswertung der beschriebenen Messungen nach Gl. (12) bis (23) ergeben. Ihre Extrapolation nach $Z(\text{CO}_2) = 0$ liefert einen Wert, aus dem das

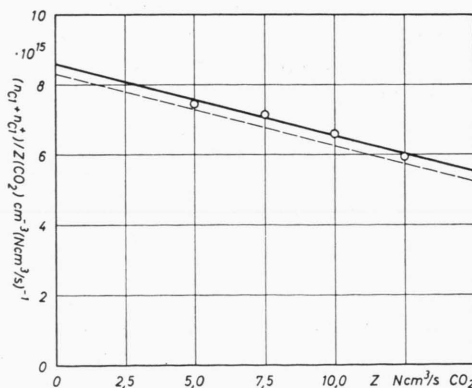


Abb. 5. Teilchendichte des Konstituenten Kohlenstoff pro CO_2 -Zusatzereinheit, $(n_{\text{C}_1} + n_{\text{C}_1}^+)/Z(\text{CO}_2)$, in Abhängigkeit vom CO_2 -Zusatz. — Nach der angegebenen Methode ermittelt, --- Unter Annahme der Konstanz der Mischungsverhältnisse berechnet.

für die Zusätze $0 \leq Z \leq 0,30 \text{ Ncm}^3/\text{s}$ CO_2 geltende Verhältnis

$$n_{\text{C}_1}/Z(\text{CO}_2) = 3,7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3} (\text{Ncm}^3/\text{s})^{-1} \quad (24)$$

folgt. Hiermit werden die bei den Wachstumskurven ursprünglich als Abszissenwerte verwendeten CO_2 -Zusatzwerte in Besetzungszahlen umgerechnet, so daß dann schließlich aus den Wachstumskurven die Absorptionssoszillatorenstärken ermittelt werden können.

Abschließend soll noch untersucht werden, welche $(n_{\text{C}_1} + n_{\text{C}_1}^+)/Z(\text{CO}_2)$ -Werte erhalten werden, wenn, wie früher üblich, Konstanz der Mischungsverhältnisse angenommen wird. Es folgt dann, wenn A die Argonmenge in Ncm^3/s ist, die durch den Querschnitt des zusatzhaltigen Bogenteiles strömt,

$$(n_{\text{C}_1} + n_{\text{C}_1}^+)/Z(\text{CO}_2) = (p/k T_1 - n_{\text{e}1})/(A + 3 Z). \quad (25)$$

Es wird angenommen, daß das durch die Düse in den Bogenkanal einströmende Argon sich zu gleichen Teilen nach beiden Seiten hin verteilt, so daß $A = 60 \text{ Ncm}^3/\text{s}$ Ar ist. Diese Annahme ist durch die Symmetrie der Düse und durch den experimentellen Befund, daß der Überdruck (bei laufender Bogenentladung) von 300 mm Ws in der Düse nach beiden Seiten gleichmäßig auf 60 mm Ws an den Enden der Düse absinkt, gerechtfertigt. Die sich aus Gl. (25) ergebenden $(n_{\text{C}_1} + n_{\text{C}_1}^+)/Z(\text{CO}_2)$ -Werte sind in Abb. 5 durch die gestrichelt gezeichnete Kurve dargestellt. Der Vergleich dieser Kurve mit den Meßwerten zeigt, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit am Konstituenten Kohlenstoff kein Entmischungseffekt festzustellen ist.

Ergebnisse

Die Werte der Absorptionssoszillatorenstärken f_{mn} sind in Tab. 1 zusammengestellt. In einigen Fällen liegen mehrere C I-Multipletts so nahe beieinander, daß sie infolge ihrer Verbreiterung nicht voneinander getrennt werden können. In diesen Fällen wird für die Gesamtheit der einander überlagerten Multipletts eine Absorptionssoszillatorenstärke angegeben. Dies ist physikalisch durchaus sinnvoll, weil die zu einem Multiplett zusammengefaßten Multipletts jeweils denselben unteren Term haben.

Es werden ferner die mit dem Gewicht g_m des oberen Terms multiplizierten Übergangswahrscheinlichkeiten A_{nm} angegeben, die, wenn g_n das Gewicht

λ Å	Unterer Term (n)	Oberer Term (m)	E_n/hc cm ⁻¹	g_n	f_{mn}	$g_m A_{nm}$ sec ⁻¹
1156—1159	2 p ² ³ P ₀₁₂	5 d ³ P ₁₂ ⁰ 5 d ¹ F ₃ ⁰ 6 s ¹ P ₁ ⁰ 5 d ³ D ₃₃ ⁰ 5 d ³ F ₂₃ ⁰	0/16,4/43,5	9	2,1 · 10 ⁻²	9,2 · 10 ⁸
1189—1195	2 p ² ³ P ₀₁₂	4 d ³ P ₁₂ ⁰ 4 d ¹ F ₃ ⁰ 5 s ¹ P ₁ ⁰ 4 d ³ D ₁₂₃ ⁰ 4 d ³ F ₃ ⁰	0/16,4/43,5	9	5,1 · 10 ⁻²	2,2 · 10 ⁹
1261—1262	2 p ² ³ P ₀₁₂	3 d ³ P ₁₂ ⁰	0/16,4/43,5	9	2,9 · 10 ⁻²	1,1 · 10 ⁹
1274	2 p ² ³ P ₂	3 d ¹ F ₃ ⁰	43,5	5	2,3 · 10 ⁻⁴	4,7 · 10 ⁶
1277—1278	2 p ² ³ P ₀₁₂	3 d ³ D ₁₂₃ ⁰	0/16,4/43,5	9	6,3 · 10 ⁻²	2,3 · 10 ⁹
1279	2 p ² ³ P ₂	3 d ³ F ₃ ⁰	43,5	5	3,8 · 10 ⁻³	7,7 · 10 ⁷
1280—1281	2 p ² ³ P ₀₁₂	4 s ³ P ₀₁₂ ⁰	0/16,4/43,5	9	2,0 · 10 ⁻²	7,2 · 10 ⁸
1311—1313	2 p ² ¹ D ₂	5 d ¹ P ₁ ⁰ 5 d ¹ F ₃ ⁰ 6 s ¹ P ₁ ⁰ 5 d ³ D ₃ ⁰ 5 d ³ F ₃ ⁰	10 193,7	5	1,0 · 10 ⁻²	2,0 · 10 ⁸
1329—1330	2 p ² ³ P ₀₁₂	2 p ³ ³ P ₀₁₂ ⁰	0/16,4/43,5	9	3,9 · 10 ⁻²	1,3 · 10 ⁹
1354—1359	2 p ² ¹ D ₂	4 d ¹ P ₁ ⁰ 4 d ¹ F ₃ ⁰ 5 s ¹ P ₁ ⁰ 4 d ³ F ₃ ⁰	10 193,7	5	2,9 · 10 ⁻²	5,2 · 10 ⁸
1364	2 p ² ¹ D ₂	4 d ¹ D ₂ ⁰	10 193,7	5	1,3 · 10 ⁻³	2,3 · 10 ⁷
1431,6	2 p ³ ⁵ S ₂ ⁰	3 s ⁵ P ₃	33 735,2	5	6,4 · 10 ⁻²	1,1 · 10 ⁹
1432,1	2 p ³ ⁵ S ₂ ⁰	3 s ⁵ P ₂	33 735,2	5	4,3 · 10 ⁻²	7,0 · 10 ⁸
1432,5	2 p ³ ⁵ S ₂ ⁰	3 s ⁵ P ₁	33 735,2	5	2,4 · 10 ⁻²	3,9 · 10 ⁸
1459	2 p ² ¹ D ₂	3 d ¹ P ₁ ⁰	10 193,7	5	7,0 · 10 ⁻³	1,1 · 10 ⁸
1463	2 p ² ¹ D ₂	3 d ¹ F ₃ ⁰	10 193,7	5	9,3 · 10 ⁻²	1,4 · 10 ⁹
1467	2 p ² ¹ D ₂	4 s ¹ P ₁ ⁰	10 193,7	5	8,9 · 10 ⁻³	1,4 · 10 ⁸
1469	2 p ² ¹ D ₂	3 d ³ D ₁ ⁰	10 193,7	5	3,6 · 10 ⁻⁴	5,6 · 10 ⁶
1470	2 p ² ¹ D ₂	3 d ³ F ₃ ⁰	10 193,7	5	4,0 · 10 ⁻⁴	6,2 · 10 ⁶
1472	2 p ² ¹ D ₂	4 s ³ P ₁ ⁰	10 193,7	5	1,0 · 10 ⁻⁴	1,6 · 10 ⁶
1482	2 p ² ¹ D ₂	3 d ¹ D ₂ ⁰	10 193,7	5	1,1 · 10 ⁻²	1,7 · 10 ⁸
1560—1561	2 p ² ³ P ₀₁₂	2 p ³ ³ D ₁₂₃ ⁰	0/16,4/43,5	9	9,1 · 10 ⁻²	2,2 · 10 ⁹
1656—1658	2 p ² ³ P ₀₁₂	3 s ³ P ₀₁₂ ⁰	0/16,4/43,5	9	1,7 · 10 ⁻¹	3,7 · 10 ⁹
1752	2 p ² ¹ S ₀	3 d ¹ P ₁ ⁰	21 648,4	1	1,2 · 10 ⁻¹	2,6 · 10 ⁸
1764	2 p ² ¹ S ₀	4 s ¹ P ₁ ⁰	21 648,4	1	3,1 · 10 ⁻³	6,6 · 10 ⁶
1765	2 p ² ¹ S ₀	3 d ³ D ₁ ⁰	21 648,4	1	1,0 · 10 ⁻³	2,2 · 10 ⁶

Tab. 1. Absorptionssoszillatorenstärken f_{mn} und Übergangswahrscheinlichkeiten $g_m A_{nm}$ von C I-Linien bzw. -Multipletts im Wellenlängenbereich zwischen 1100 und 1800 Å.

des unteren Terms und ν die mittlere Frequenz des betreffenden Multipletts ist, durch

$$g_m A_{nm} = (8 \pi^2 e^2 \nu^2 / m c^3) g_n f_{mn} \quad (26)$$

aus f_{mn} berechnet werden.

Schließlich ist noch durch Aufnahmen im Vakuum-UV-Bereich mit O₂-Zusatz gezeigt worden, daß das C I-Multiplett bei 1354—1359 Å durch das ihm überlagerte O I-Multiplett bei 1356—1359 Å im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht gestört wird.

Zur Identifikation der Übergänge sind Tabellen von MOORE⁸ und EDLÉN⁹ benutzt worden.

Fehlerabschätzung

Da bei der Teilchendichtebestimmung mit Ausnahme der Halbwertsbreite $(\Delta\lambda)_3$ nur Intensitäts- und Halbwertsbreite-Verhältnisse gemessen werden, kann hierbei von der experimentellen Seite her nur durch die $(\Delta\lambda)_3$ -Messung ein wesentlicher systematischer Fehler entstehen. Weiterhin kommen systematische Fehler nur noch durch die Unsicherheiten

der Konstanten β in Gl. (11) und der zur Berechnung der Ionisationsenergie-Erniedrigung $\Delta\chi$ benutzten Gl. (19) hinzu.

Wenn für $(\Delta\lambda)_3$ und β Fehler von je 5%, für $\Delta\chi$ der Unsicherheitsfaktor 4 angenommen werden, resultiert hieraus für $(n_{C1} + n_{C1}^+)/Z$ ein Fehler von etwa 10%.

Hieraus ergibt sich schließlich unter Berücksichtigung einer gewissen Unsicherheit bei der Bestimmung der Wachstumskurven für die angegebenen f_{mn} - bzw. $g_m A_{nm}$ -Werte ein möglicher Fehler von etwa 25%.

⁸ CH. E. MOORE, Atomic Energy Levels and Ultraviolet Multiplet Table (NBS) [1949 und 1950].

⁹ B. EDLÉN, Nova Acta Regiae Societatis Scientiarum Upsaliensis, Ser. IV, Vol. 9, No. 6 [1934].

Die Empfindlichkeit von Ilford Q1-Platten für Ionen bis 25 keV Energie

VON ERICH BURLEFINGER¹ und HEINZ EWALD

Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule München
(Z. Naturforschg. **18 a**, 1116–1121 [1963]; eingegangen am 22. August 1963)

Es wurden die Ausbeuten an geschwärzten Körnern bei Beschuß von Ilford-Q1-Platten mit H^+ , H_2^+ , D_2^+ und Ar^+ -Ionen verschiedener Energien bestimmt. Die Ergebnisse dieser und einer vorangegangenen Untersuchung sind in Einklang mit theoretischen Erwartungen über die Reichweiten dieser Ionen in der als Einkornschicht anzunehmenden photographischen Emulsion.

Bei einer früheren Untersuchung² bestimmten wir die Empfindlichkeit von Ilford Q1-Platten für Ionen von 17,4 keV Energie und verschiedenen Massen. Die absolute Empfindlichkeit e wurde definiert als Quotient aus Korndichte K durch Iondichte I für verschwindende Iondichte:

$$e = K/I \quad \text{für } I \rightarrow 0. \quad (1)$$

K ist gleich der Anzahl der durch Ionenbeschuß und Entwicklung pro cm^2 erzeugten geschwärzten Körner. I ist die Anzahl der pro cm^2 aufgefallenen Ionen. Die absolute Empfindlichkeit für Ionen einer bestimmten Sorte und Energie ist von Platte zu Platte auf Grund von Dichte- und Größenschwankungen der unentwickelten Körner erheblich verschieden. Dies wird durch Abb. 1 illustriert, in welcher die Korndichten K dargestellt sind, die durch Bestrahlung von 4 verschiedenen Platten der gleichen Emulsionsnummer 3896 mit H_2^+ -Ionen erhalten

wurden. Aus diesem Grunde sind auf verschiedenen Platten vorgenommene Bestimmungen der absoluten Empfindlichkeiten nur ungenau miteinander zu vergleichen.

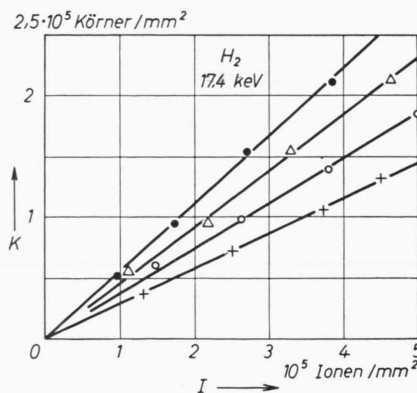


Abb. 1. Verschiedene Kornausbeuten $K(I)$ für verschiedene Platten der gleichen Emulsion.

¹ Auszug aus der von der Fakultät für Allgemeine Wissenschaften der Technischen Hochschule München genehmigten Dissertation über „Die Empfindlichkeit von Ilford Q1-Plat-

ten für Ionen bis 25 keV Energie“ des Dipl.-Physikers ERICH BURLEFINGER.

² E. BURLEFINGER u. H. EWALD, Z. Naturforschg. **16 a**, 430 [1961].