

Die Erniedrigung der Ionisationsenergie des C II-Ions in einem Hochdruckplasma

Horst Ehrich und Hans Jürgen Kusch

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel

(Z. Naturforsch. 29 a, 810–818 [1974]; eingegangen am 6. März 1974)

*The Lowering of the Ionization Potential of Singly Ionized Carbon Determined
from a High Pressure Plasma*

The lowering of the ionization potential of singly ionized carbon has been determined from measurements of the high — pressure plasma produced by capillary — discharges in plexiglass. Line intensities of C III 2297 Å and C II 2509/2511 Å as well as the electron density from the profile of H_a were obtained side-on by the use of a rapid-scan method while the temperature of the plasma was derived from simultaneous multi-channel-measurements of the optically thick end-on radiation of the plasma column. Rather good agreement is found with the results of the theoretical approaches based on polarization-effects in plasmas.

I. Einleitung

Probleme der Wechselwirkung in Plasmen nehmen, bedingt durch die große Reichweite der Coulomb-Kräfte, bei der theoretischen Behandlung einen breiten Raum ein. Hierbei sind das Vorrücken der Seriengrenze, die Erniedrigung der Ionisationsenergie, das Abbrechen der Zustandssumme sowie die Divergenz von Stoßintegralen Fragen, deren Beantwortung auch für die Lösung praktischer Probleme des Plasmas von besonderer Bedeutung ist. Dabei ist die Identität der verschiedenen Effekte zweifelhaft.

Olsen¹ bestimmte die Erniedrigung der Ionisationsenergie von Argon aus dem Vorrücken der Seriengrenze und aus der Vermessung von Linienintensitäten im neutralen und ionisierten Spektrum mit Hilfe der Saha-Gleichung; ähnliche Messungen führten Srivastava und Weissler² an Wasserstoff und Kohlenstoff aus.

Gegenstand dieser Arbeit sind Untersuchungen am Hochdruck-Plasma einer Entladung durch Plexiglas-Kapillaren; aus den hier simultan ausgeführten Messungen von Linienintensitäten (C II, C III) sowie der weiteren in die Saha-Gleichung eingehenden Größen: Elektronendichte und Temperatur ergibt sich dann direkt die Erniedrigung der Ionisationsenergie des einfach ionisierten Kohlenstoffs.

Die theoretische Berechnung der Erniedrigung der Ionisationsenergie infolge der Einbettung des be-

trachteten Atoms bzw. Ions in ein Plasma wurde in einer Reihe von Arbeiten^{3–12} behandelt. Über die Art der jeweils zugrunde gelegten elektrischen Wechselwirkung herrscht keine einheitliche Auffassung, so daß sich die Ergebnisse zum Teil erheblich unterscheiden; diese sollen zunächst betrachtet werden.

II. Theoretische Ergebnisse

Unsold¹² macht für die Erniedrigung der Ionisationsenergie den Mikrofeldeinfluß des nächsten Störteilchens verantwortlich; die mit dieser identifizierte Höhe der Potentialschwelle ist:

$$\Delta\chi = (3 e^2 / r_0) Z_1^{2/3}; \quad (1)$$

r_0 ist der gegenseitige Abstand der störenden Ionen mit der Ladungszahl Z_1 :

$$r_0 = (\frac{4}{3} \pi n_{Z_1})^{-1/3}. \quad (1a)$$

Liegt, wie hier vorausgesetzt werden kann, überwiegend nur einfache Ionisation ($Z=2$) vor, so darf n_{Z_1} durch die Elektronendichte im Plasma n_e ersetzt werden.

Grundlage der theoretischen Ansätze von Griem⁹, Ecker und Kröll⁸ sowie von Theimer^{10, 11} ist die Übertragung der von Debye und Hückel¹³ zur thermodynamischen Beschreibung von Elektrolyten entwickelte Theorie auf ein Plasma. Die Erniedrigung der Ionisationsenergie ist dann gegeben durch:

$$\Delta\chi = Z e^2 / D \quad (2)$$

mit der Debyeschen Abschirmlänge:

$$D = \left(\frac{k T}{4 \pi e^2 (n_e + \sum_z (Z-1)^2 n_z)} \right)^{1/2}. \quad (2a)$$



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.

Ecker und Weizel^{4–7} identifizieren die Mikrofeldenergie mit einer zur Festkörpertheorie analogen Gitterenergie und erhalten:

$$\Delta\chi = \frac{8 e^2 \bar{a}}{3 r} + \frac{(1 + \sqrt{2}) e^2}{2 \sqrt{2} D}, \quad (3)$$

während Brunner³ die Erniedrigung als Summe von Mikrofeld-, Gitter- und Polarisationsenergie berechnet:

$$\Delta\chi = \frac{2,3 e^2}{r_0} + \frac{8 e^2 \bar{a}}{3 r} + \frac{(1 + \sqrt{2}) e^2}{2 \sqrt{2} D}; \quad (4)$$

\bar{a} ist hierin der Madelung-Koeffizient (für ein kubisches Gitter ist $\bar{a} = 1,76$) und $r = n_e^{-1/3}$.

Ecker und Kröll⁸ endlich modifizieren dieses Modell durch die Einführung „quasifreier“ Elektronen und erhielten schließlich für die Erniedrigung der Ionisationsenergie von Wasserstoff:

$$\Delta\chi = 1,4 e^2 / D; \quad (5)$$

nach ihren Angaben kann dieses Ergebnis auch auf andere Elemente (und Ionisationsstufen) übertragen werden.

III. Möglichkeiten einer experimentellen Prüfung der theoretischen Ansätze zur Erniedrigung der Ionisationsenergie

Welche der im vorhergehenden Abschnitt dargelegten Auffassungen zur Erniedrigung der Ionisationsenergie zutreffend ist, kann nur experimentell entschieden werden.

Eine mit der Erniedrigung der Ionisationsenergie eng zusammenhängende Erscheinung ist das Aussterben der Linienstrahlung nahe der Seriengrenze. Jedoch erscheint eine Identifizierung der effektiven Ionisierungsgrenze mit dem Energieniveau der gerade nicht mehr auftretenden Linie fraglich, da hoch angeregte Linien aufgrund ihrer Verbreiterung durch den Stark-Effekt der Mikrofelder im Kontinuum verschwinden (Inglis-Teller¹⁴), obwohl die zu ihnen führenden Niveaus noch diskret existieren. Aus diesem Grunde ist eine experimentelle Überprüfung der Erniedrigung mit Hilfe des Vorrückens der langwelligen Grenze der Kontinuumsstrahlung ungeeignet; vielmehr ist hier von der auch den Ausgangspunkt theoretischer Betrachtungen bildenden Saha-Gleichung auszugehen. Wir untersuchen zunächst, unter welchen Plasmabedingungen der Einfluß der Erniedrigung so groß wird, daß nicht nur

sein Nachweis, sondern auch eine Entscheidung zugunsten eines der theoretischen Ansätze möglich ist.

Aus der Saha-Gleichung für die Ionisation eines Z-fach geladenen Ions:

$$\frac{n_e \cdot n_{Z+1}}{n_Z} = 2 \frac{U_{Z+1}}{U_Z} \frac{(2 \pi m_e k T)^{3/2}}{h^3} e^{-\chi_Z/kT} e^{\Delta\chi/kT} \quad (6)$$

(n_a sind die Teilchendichten der verschiedenen Spezies und U_a die Zustandssummen) folgt unter Berücksichtigung der derzeit bei spektroskopischen Messungen erreichbaren Genauigkeit:

- a) Unsicherheit von $n_e \cdot n_{Z+1}/n_Z \approx 30\%$,
- b) $\Delta T/T \approx 2\%$

als Bedingung für die experimentelle Nachweisbarkeit:

$$\Delta\chi > 0,22 k T + 0,02 \chi. \quad (7)$$

Für einen Argonbogen mit $k T = 1,3$ eV und $n_e \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ergibt (7): $\Delta\chi > 0,65$ eV, während die theoretisch nach (1) – (5) zu erwartenden Erniedrigungen zwischen 0,1 und 0,8 eV liegen. In Hochdruckplasmen hingegen ($k T = 2,6$ eV, $n_e \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) und bei Ionen ergeben sich Erniedrigungen von einigen Elektronenvolt *; damit ist die Meßgenauigkeit deutlich geringer als der Unterschied zwischen einigen der theoretisch geforderten Werte.

IV. Experimenteller Teil

A) Die Entladung 1. Die Plasmaquelle

Die Erzeugung des Hochdruckplasmas erfolgte mittels einer stromstarken Entladung durch Kapillaren aus Plexiglas^{15–22} von 3 mm Durchmesser und 16 mm Länge (vgl. Abb. 2 in¹⁵). Das während der Entladung verdampfende Wandmaterial baute aus den Plexiglas-Komponenten Wasserstoff, Sauerstoff und Kohlenstoff ein Plasma von hohem Druck auf, das nach beiden Seiten aus der Kapillare ausströmte. Den über Kohlestifte an den Entladungskanal herangeführten Entladungsstrom erzeugte eine nach Art einer Laufzeitkette geschaltete Kondensatorbatterie.

* Ecker und Weizel^{4–7} und Brunner³ geben nur Werte für die Erniedrigung der Ionisationsenergie neutraler Atome an; die Erweiterung auf einfach ionisierte Atome wurde so vorgenommen, daß die Abhängigkeit von Mikrofeld- bzw. Gitterenergie gemäß der Unsöldtschen Theorie mit $Z^{2/3}$ und die Abhängigkeit des Polarisationsterms mit Z berücksichtigt wurde.

2. Die Stromversorgung

Für die Untersuchungen dieser Arbeit stand ein sechsgliedriger Kettenleiter mit den Daten $C = 80 \mu\text{F}$ (A. Rufer K.G., Eckernförde) und $L = 3,6 \mu\text{H}$ (Spulen aus Kupferdraht von 16 mm^2 Querschnitt auf Hartpapierrohr) je Einheit zur Verfügung; der Wellenwiderstand der Anordnung betrug $Z_0 = 0,22 \Omega$ und wurde aus einem Abschlußwiderstand aus Kohlestäben und aus dem Widerstand des Plasmas gebildet. Bei Ladespannungen zwischen 1,5 und 3 kV wurden Stromimpulse von $210 \mu\text{s}$ Dauer mit Stromstärken zwischen 3 und 6 kA erzeugt. Zur Zündung der Kapillarentladung löste ein Triggerkreis die Entladung eines auf 25 kV aufgeladenen Hilfskondensators von $0,5 \mu\text{F}$ durch die Primärspule eines Impulstransformators aus; Sekundärspule war die der Entladungsstrecke nächste Induktivität des Kettenleiters (vgl. ¹⁶).

3. Zeitliches Verhalten von Licht und Strom

Zur Überprüfung des zeitlichen Verhaltens der Kapillarentladung wurden der zeitliche Verlauf des Entladungsstromes wie auch der Lichtemission in Richtung der Kapillarachse oszillographisch registriert. Zur Messung des Stromes diente das integrierte Signal einer in der Nähe der Entladung angebrachten Induktionsspule, für die Lichtmessung ein hinter einem Monochromator bei 4300 \AA angeordneter Photomultiplier. Die Form des Lichtimpulses entsprach über die gesamte Entladungsdauer dem Stromverlauf; während eines Zeitintervalls von $150 \mu\text{s}$ waren Stromstärke und Lichtemission konstant.

4. Eignung des Kapillarenplasmas als spektroskopische Lichtquelle

Für die Eignung einer Kapillarentladung als spektroskopische Lichtquelle müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

1. Lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTE), um eine einfache Analyse des Plasmas zu ermöglichen.
2. Homogenität des Plasmas in Richtung der spektroskopischen Beobachtung.

Bei dem hier untersuchten Plasma mit Elektronendichten $> 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ und Temperaturen um $30\,000^\circ\text{K}$ ist eine Abweichung vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht insbesondere dadurch zu befürchten, daß das abdampfende Wandmaterial erst nach einer mit dem Durchmesser der Kapillare vergleichbaren Relaxationsstrecke mit dem umgebenden Plasma ins Gleichgewicht kommt. Abschätzungen nach Griem ²³ ergeben jedoch Relaxationsstrek-

ken $< 5 \mu$ entsprechend Relaxationszeiten $< 1 \text{ ns}$. Die Abschätzungen werden durch experimentelle Ergebnisse ²⁴ erhärtet, welche zeigen, daß die Plasmaparameter einer Kapillarentladung über den gesamten Entladungskanal als konstant anzusehen sind.

Die Abschätzung des Einflusses der während der Entladung aus der Kapillare austretenden Plasmafackeln auf die end-on-Strahlung der Kapillare ergab sich aus Messungen, die gemäß Abb. 1 durchgeführt wurden. Beiträge zur Gesamtintensität in Achsenrichtung waren – sieht man von Bereichen linienhafter Emission ab – stets unter 1%.

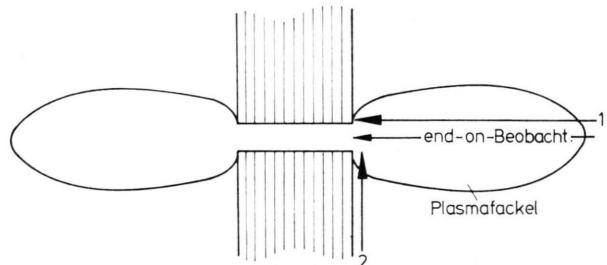


Abb. 1. Zur Messung des Intensitätsbeitrages der Plasmafackel zur Strahlung des Kapillarenplasmas.

Die Plasmaparameter dieser Lichtquelle sind also in axialer und in radialer Richtung konstant über die gesamte Ausdehnung des Entladungskanals.

B) Formulierung der Meßaufgaben

1. Theoretische Zusammenhänge

Ausgangspunkt der experimentellen Bestimmung der Erniedrigung der Ionisationsenergie war, wie schon erwähnt, die Saha-Gleichung:

$$\frac{n_e n_{Z+1}}{n_Z} = 2 \frac{U_{Z+1}}{U_Z} \frac{(2 \pi m_e k T)^{3/2}}{h^3} \exp \left\{ -(\chi_Z - \Delta \chi)/k T \right\}. \quad (8)$$

Die Teilchenzahlen n_{Z+1} und n_Z lassen sich durch die Intensität geeigneter Spektrallinien ausdrücken:

$$I_a = \frac{n_a l g_a A_a}{4 \pi U_a \lambda_a} \exp \left\{ -E_a/k T \right\}, \quad (9)$$

hierin bedeutet l die Schichtlänge des Plasmas; A_a , λ_a , E_a und g_a sind die Übergangswahrscheinlichkeiten, Wellenlängen, Anregungsenergien der oberen Niveaus und deren statistische Gewichte für die entsprechenden Linien im jeweiligen Termsystem $a = Z, Z + 1$. Für zwei Linien der Ionisationsstufen $Z + 1$ und Z ergibt sich aus (8) und (9) letztlich das Intensitätsverhältnis:

$$\frac{I_{Z+1}}{I_Z} = \frac{(gA)_{Z+1} \lambda_Z}{(gA)_Z \lambda_{Z+1}} \frac{1}{n_e} \frac{(2\pi m_e k T)^{3/2}}{h^3} \cdot \exp \left\{ \frac{\chi_Z + E_{Z+1} - E_Z - \Delta\chi}{k T} \right\}. \quad (10)$$

Das Spektrum der Kapillarentladung durch Plexiglas – aufgenommen durch das später beschriebene „side-on“-Fenster – enthält eine Vielzahl von Linien des Wandmaterials; besonders intensiv und ungestört treten die Linien C II 2509/2511 Å und C III 2297 Å auf; daher werden diese für die Messungen herangezogen. Es ist dann in (10): $Z+1 \triangleq C III 2297 \text{ Å}$ und $Z \triangleq C II 2509/2511 \text{ Å}$.

2. Übergangswahrscheinlichkeiten

Die Übergangswahrscheinlichkeit der Linie C III 2297 Å ergab sich als reziproker Wert der Lebensdauer des oberen Niveaus – von diesem ist nur ein Elektronenübergang möglich – aufgrund von vier unabhängigen, gut übereinstimmenden Messungen²⁵ zu:

$$A(2297) = 1,25 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}.$$

Für die Übergangswahrscheinlichkeit des Dubletts C II 2509/2511 Å ergaben separate Untersuchungen²⁶:

$$A(2509/2511) = 0,61 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}.$$

Wir beschreiben im folgenden Abschnitt zunächst die optische Meßanordnung und berichten dann über die Gewinnung der Plasmadaten: Temperatur, Elektronendichte, Linienintensitäten.

C) Die optische Anordnung

Die simultane Messung von Elektronendichte, Linienprofilen und Temperatur erfolgte photoelektrisch, da nur auf diese Weise die notwendige Meßgenauigkeit erreichbar war.

Die zur Bestimmung der Linienintensitäten und der Elektronendichte notwendige Messung der Linienstrahlung aus dem Kapillarplasma erfolgte side-on über ein auch im ultravioletten Spektralbereich noch durchlässiges Fenster, das Abb. 2 zeigt. Dieses erwies sich als notwendig, da im Gegensatz zur end-on-Beobachtung side-on emittierte Linien wegen der geringen Schichtdicke von 3 mm niemals eine solche optische Dicke erreichten, daß eine Reduktion der Profile auf Emission aus optisch dünner Schicht nicht mehr möglich gewesen wäre.

Das Fenster selbst bestand aus einem an den Enden optisch polierten Quarzstab von 3 mm Durch-

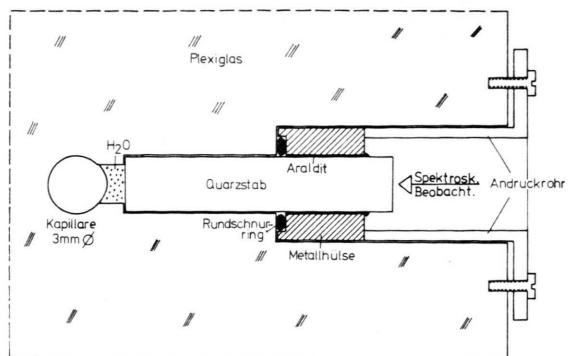


Abb. 2. Das zur side-on-Beobachtung des Plasmas verwendete Fenster. Der während der Entladung teilweise verdampfende Wassertropfen zwischen Plasmasäule und poliertem Quarzstab schützt die Quarzoberfläche vor den Einwirkungen des Plasmas.

messer und 15 mm Länge, der mittels einer angeklebten Metallhülse und eines Andockrohrs, beide von 6 mm Durchmesser, über entsprechende Bohrungen im Plexiglas an den Entladungskanal herangeführt war. Erste Versuche mit einem Fenster, bei dem die Quarzoberfläche selbst einen Teil der Kapillarwandung bildete, führten infolge Reaktion des Quarzes mit dem Plasma der Kapillarentladung zu schnell abfallenden Lichtimpulsen und zu durch die Resonanzlinien des Siliciums in Absorption verunreinigten Spektren. Aus diesem Grund wurde zwischen Entladungsplasma und der plasmaseitigen Oberfläche des Fensters ein Wassertropfen angebracht; ein Rundschnurring zwischen Metallhülse und Plexiglas verhinderte das Auseinanderlaufen des Wassertropfens und ermöglichte zudem die Aufrechterhaltung des in der Kapillarentladung herrschenden hohen Drucks. Wasser und Wasserdampf zeichnen sich durch gute Transparenz im sichtbaren und ultravioletten Spektralbereich aus; außerdem gelangten zu den schon im Plasma vorhandenen Elementen C, H, O keine Verunreinigungen in den Entladungskanal, die Verdampfungseigenschaften entsprachen denen des Wandmaterials.

Eine scharfe Abbildung war allerdings über dieses Fenster nicht möglich, für die Aufnahme von benachbart liegenden Spektrallinien aber auch nicht notwendig. Die Transparenz des Fensters in Abhängigkeit von der Wellenlänge wurde bei jeder Entladung mit einem Spektralphotometer (Shimadzu MPS 50 L) vermessen und bei der Auswertung berücksichtigt.

Zur Registrierung der Profile der Kohlenstofflinien C III 2297 Å und C II 2509/2511 Å sowie der Balmer-Linie H_a wurden Rapid-Scan-Anordnungen verwendet, deren Aufbau in²⁷ beschrieben wurde. Im ultravioletten Spektralbereich diente dazu ein

Quarz-Spektrograph (Q 24, VEB Jena), im Sichtbaren ein Dreiprismen-Glas-Spektrograph nach Försterling (VEB Jena); die verwendeten Drehspiegel wurden durch 25 Hz-Synchronmotoren angetrieben und liefen phasenstarr. Zur Registrierung der spektralen Intensitäten dienten im Ultravioletten zwei Photomultiplier (RCA 1P28), für die Linie H_α ein rotempfindlicher Photomultiplier (VALVO 150 CVP). Zur Bestimmung der Dispersion notwendige Vergleichslinien erzeugte bei H_α eine Neon-Spektrallampe, nahe den Kohlenstofflinien eine Hg-Cd-Zn-Spektrallampe mit Quarzkolben. Das mit einem Helium-Neon-Laser bestimmte Apparateprofil in der Nähe von H_α lag erheblich unter der gemessenen Halbwertsbreite dieser Linie; damit konnte eine apparativ bedingte Verzerrung des Profils ausgeschlossen werden.

Zur Kalibrierung der UV-Signale wurde an den Ort des Entladungsplasmas ein Kapillar-Normalstrahler¹⁷ gebracht; bei H_α diente dazu ein nach Schurer²⁸ betriebener Kohlebogen. Die erhaltenen Intensitätsverhältnisse der Kohlenstofflinien C II 2509/2511 Å und C III 2297 Å variierten je nach Entladungsbedingungen zwischen 0,6 und 1,8.

Neben den Rapid-Scan-Anordnungen zur Registrierung der Liniенstrahlung erfolgte die simultane Messung der Temperatur durch photoelektrische Messung der end-on-Strahlung der Kapillarentladung bei gleichzeitiger Ermittlung der optischen Dicke des Plasmas. Dazu bildete ein Glasachromat die Mitte der Kapillare bzw. den Anodenkrater des zur Kalibrierung verwendeten Kohlebogens über einen Klappspiegel auf den Eintrittsspalt eines Dreiprismen-Glasspektrographen nach Försterling (Kamera-Brennweite 85 cm, Zeiss) ab; eine Blende von dem Spalt gewährleistete, daß nur Licht aus den inneren Bereichen der Kapillare bzw. des Anodenkraters in den Spektrographen gelangte. Zur schärfentiefen Abbildung der Kapillare diente eine Kreisblende vor dem Achromaten. Mittels einer einmal geschlitzten Sektorscheibe und eines auf die reziproke Umlaufsfrequenz eingestellten Zentralverschlusses wurde aus der Strahlung des Kohlebogens ein Impuls in Länge der Dauer der Kapillarentladung herausgeschnitten, um gleiches Multiplier-Verhalten²⁹ zu gewährleisten.

Zur Abschwächung der sehr intensiven end-on-Strahlung des Kapillarplasmas diente ein photoelektrisch genau vermessenes Platin-Rhodium-Neutralfilter (Balzers, Liechtenstein) der mittleren Transparenz 0,1%, das an die Stelle der bei der Kalibrierung verwendeten Sektorscheibe gebracht wurde. Durch den Einsatz dieses Filters unterschieden sich Kohlebogen- und Kapillarentladungs-Intensität nur maximal um einen Faktor 3.

In der Fokalebene des Spektrographen befanden sich bei den Wellenlängen 5145, 4650, 4415 und 4280 Å vier mit Eintrittsspalten versehene Lichtleiter, die das auftreffende Licht jeweils einem Photomultiplier (RCA 1P21) zuführten. Die Wellenlängen waren so gewählt, daß die Beiträge der Plasmafackel zur Kontinuumsintensität infolge ihrer geringen optischen Dicke vernachlässigbar waren; innerhalb der Kapillare trugen die durch die dort herrschende hohe Elektronendichte stark verbreiterten Linien mit ihren Flügeln wesentlich zur Erhöhung der optischen Dicke bei. Während der konstanten Entladungsphase der Kapillarentladung bildete ein mit einem phasenstarr rotierenden Synchronmotor angetriebener Hohlspiegel ($f = 300$ mm), der sich in Verlängerung der Kapillarachse befand, das Kapillarentladungs-Plasma in sich ab und ermöglichte damit die Bestimmung der spektralen optischen Dicke.

Zur Prüfung der für eine genaue Temperaturbestimmung bedeutsamen Streulichtfreiheit des Vierkanal-Spektrometers wurden in den Strahlengang des Kohlebogens verschiedene Filter (Interferenzfilter und Filter mit Absorptionskanten) gebracht und an geeigneten Stellen des Spektrums die Intensität gemessen; die bei beliebiger Wellenlänge auftretenden Streulichtanteile lagen sicher unter 0,5%.

Die Überprüfung der Driftfreiheit und Linearität der gesamten photoelektrischen Anordnung erfolgte in separaten Untersuchungen.

Die zur Messung verwendeten Oszillographen waren zur Vermeidung von Störungen der Signale durch Streufelder in einer Abschirmkabine untergebracht; die Eichung der verschiedenen Meßkanäle

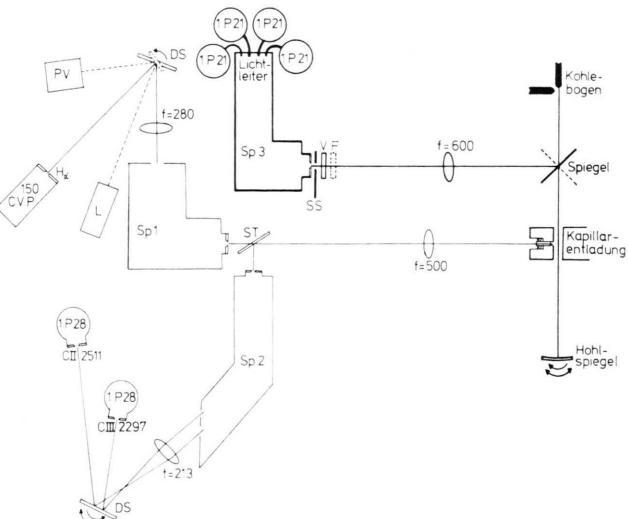


Abb. 3. Gesamtaufbau zur Messung der Erniedrigung der Ionisationsenergie, bestehend aus zwei Rapid-Scan-Anordnungen und einem Vier-Kanal-Spektrometer.

und die Überprüfung ihrer Linearität erfolgte mit einem Eichamplituden-Generator (Tektronix 190 A). Die Kalibrierung der gesamten Anordnung vor und nach jeder Messung erwies ihre Konstanz. Abbildung 3 zeigt den gesamten spektroskopischen Aufbau.

D) Die Bestimmung der Plasmamparameter

1. Linienintensitäten

Die Intensitäten der Kohlenstofflinien C III 2297 Å und C II 2509/2511 Å wurden in bekannter Weise aus der vom Linienprofil eingeschlossenen Fläche erhalten:

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} I(\lambda) d\lambda. \quad (11)$$

2. Elektronendichte

Die Bestimmung der im Plasma herrschenden Elektronendichte erfolgte in einfacher Weise aus dem Profil der Balmer-Linie H_α ; höhere Serienglieder waren so stark verbreitert, daß sie vom Kontinuum nicht mehr getrennt werden konnten. Für die Halbwertsbreite $\Delta\lambda_H$ ergaben Rechnungen nach Griem^{23, 30}:

$$n_e = C(n_e, T) \Delta\lambda_H^{3/2}, \quad (12)$$

die Koeffizienten $C(n_e, T)$ sind nur schwach von Elektronendichte und Temperatur abhängig und liegen tabelliert vor²³. Abweichungen zwischen den auf diese Weise und mit anderen Methoden bestimmten Elektronendichten, auf die verschiedene Autoren^{31–34} hinweisen, sind hier ohne Bedeutung; die in³⁴ mitgeteilte Bedingung: $n_e^{2/3}/T > 2 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-1} \text{ grad}^{-1}$ ist in den hier untersuchten Plasmen der Kapillarentladung stets gut erfüllt.

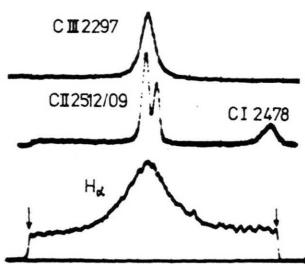


Abb. 4. In Rapid-Scan-Technik registrierte Linienprofile. Obere Spur: C III 2297 Å, Halbwertsbreite 1,2 Å. Mittlere Spur: C II 2209/2211 Å, Abstand der Maxima 2,92 Å. Untere Spur: H_α , Größe des Austrittsfensters 1020 Å.

Abbildung 5 zeigt typische Oszillogramme der mit Hilfe der Rapid-Scan-Technik registrierten Spektrallinien.

3. Temperaturbestimmung

Die Bestimmung der Temperatur erfolgte durch die Vermessung der nicht mehr optisch dünnen kontinuierlichen end-on-Strahlung der Kapillarentladung; es ist:

$$I_\lambda(T) = B_\lambda(T) (1 - \exp \{-\varkappa_\lambda l\}). \quad (13)$$

Wird gleichzeitig die optische Dicke $\varkappa_\lambda l$ gemessen, so folgt aus der Kirchhoff-Planck-Funktion unmittelbar die Temperatur.

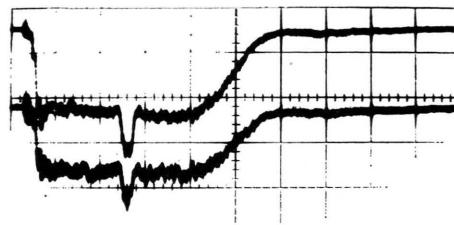


Abb. 5. Oszillogramm der end-on-Lichtemission der Kapillarentladung bei den Wellenlängen 5145 Å und 4650 Å. Zeitablenkung: 50 $\mu\text{s}/\text{cm}$. Die Intensitätsmarken im Plateau entsprechen der Abbildung des Plasmas in sich mittels eines rotierenden Hohlspiegels.

Abbildung 5 zeigt ein Oszillogramm der end-on-Strahlung der Kapillare bei den Wellenlängen 4650 und 5145 Å; die durch die Abbildung des Plasmas in sich selbst erzeugte Intensitätsmarke im Plateau des Lichtsignals infolge der scheinbaren Vergrößerung der Plasmaschichtlänge ist deutlich zu erkennen. Die Intensität des Plasmas ist durch (13) gegeben; für die Intensitätsmarke gilt:

$$I_{\lambda^*}(T) = B_\lambda(T) (1 - \exp \{-\varkappa_\lambda l(1 + R)\}), \quad (13 \text{ a})$$

R ist das Reflexionsvermögen des Hohlspiegels. Zu seiner Bestimmung wurde die Stromstärke der Kapillarentladung so weit verringert, daß die Emission des Lichtes aus optisch dünner Schicht erfolgte. In diesem Fall folgt aus (13) und (13 a) durch Reihenentwicklung in erster Näherung:

$$I_\lambda(T) = B_\lambda(T) \cdot \varkappa_\lambda l \quad (14)$$

und

$$I_{\lambda^*}(T) = B_\lambda(T) \cdot \varkappa_\lambda l (1 + R) \quad (14 \text{ a})$$

und daraus

$$1 + R = I_{\lambda^*}(T) / I_\lambda(T). \quad (14 \text{ b})$$

Die Emission aus optisch dünner Schicht wurde dann als gesichert angenommen, wenn bei weiterer Verringerung des Entladungsstromes und damit der Teilchendichten das Intensitätsverhältnis (14 b) konstant blieb.

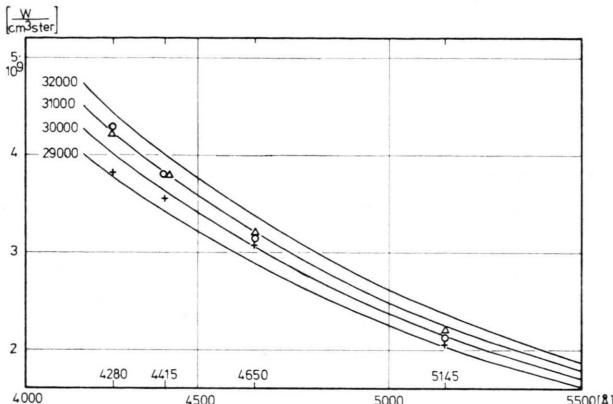


Abb. 6. Drei Beispiele gemessener Temperaturen; die eingezeichneten Kurven sind den angegebenen Temperaturen entsprechenden Kirchhoff-Planck-Isothermen.

Abbildung 6 zeigt drei Beispiele auf diese Weise bestimmter Temperaturen als Approximation an die Kirchhoff-Planck-Isothermen von 29 000 bis 32 000 °K; die insgesamt gemessenen Temperaturen überdeckten einen Bereich von 29 000 bis 34 000 °K.

V. Die Erniedrigung der Ionisationsenergie des einfach ionisierten Kohlenstoffs

1. Die Ergebnisse der Messungen

Die gemessenen Werte für die Erniedrigung der Ionisationsenergie des einfach geladenen Kohlenstoffs in Abhängigkeit von der Elektronendichte sind in Abb. 7 dargestellt; zum Vergleich sind Kurven nach den theoretischen Berechnungen der eingangs zitierten verschiedenen Autoren für eine mittlere Temperatur von 31 000 °K eingezeichnet, wobei die untere, mit G.T.E.K. bezeichnete Kurve die Werte nach Griem, Theimer, Ecker und Kröll und die darüber liegenden Kurven die neueren Rechnungen von Ecker und Kröll (E. K.) und die Ergebnisse nach Unsöld (Uns.) wiedergeben. Ecker, Weizel (E. W.) und Brunner (Br.) geben nur Werte für die Erniedrigung der Ionisationsenergie neutraler Atome an; die sinngemäße Erweiterung auf einfach ionisierte Atome (vgl. Fußnote * auf S. 811) führt dann zu den eingezeichneten Kurven.

2. Fehlerbetrachtung

Zur Deutung der Meßergebnisse ist neben den statistischen Fehlern noch eine durch systematische Abweichungen bedingte Verschiebung der Meßpunkte zu berücksichtigen, die sich aus den mittleren Fehlern der Einzelmessungen zusammensetzt.

Da den verwendeten Übergangswahrscheinlichkeiten jeweils mehrere Lebensdauermessungen zugrunde gelegt werden, deren Übereinstimmung besser als 5% war, sollte der Fehler des Verhältnisses der Übergangswahrscheinlichkeiten auch bei Berücksichtigung des in ²⁶ mitgeteilten Anschlusses der Linie C II 2509/2511 Å an die Lebensdauer der Linie C II 4267 Å ± 15% nicht überschreiten. Für das Verhältnis der Linienintensitäten $I(\text{C III } 2297)/I(\text{C II } 2509/2511)$ ist der hauptsächlich durch die Kalibrierung bedingte Fehler nicht größer als ± 10%. Der Fehler der Elektronendichte-Bestimmung aus dem Profil von H_α beträgt nach Angabe der Autoren ^{23, 30} und nach eigenen Messungen ³⁴ höchstens ± 10%. Allerdings reduziert sich der Einfluß dieser Unsicherheiten in Abb. 7 dadurch, daß sowohl Abszisse als auch Ordinate von n_e abhängen, auf weniger als ± 5%.

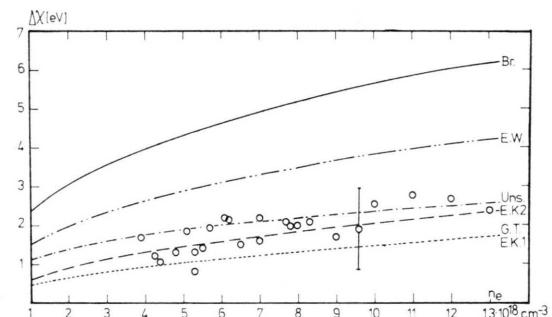


Abb. 7. Die gemessenen Werte für die Erniedrigung der Ionisierungsenergie des einfach ionisierten Kohlenstoffs im Vergleich mit den Berechnungen verschiedener Autoren: Br.: Brunner ⁴; E. W.: Ecker und Weizel ⁵⁻⁷; Uns.: Unsöld ¹³; E. K.: Ecker und Kröll ⁸; G. T.: Griem bzw. Theimer ¹⁰⁻¹²; E. K.: Ecker und Kröll ⁹.

Der Fehler der Plasmatemperatur ist auf Ungenauigkeiten bei den Intensitätsmessungen zurückzuführen; diese auf nichtlinearem Verhalten der elektrischen Anordnung (± 1%) und auf ungenauer Kenntnis des zur Kalibrierung verwendeten Kohlebogens (± 2%) beruhenden Abweichungen führen auf Temperaturfehler von höchstens ± 2%.

Mit diesen Werten erhält man einen maximalen systematischen Fehler für die Bestimmung der Er-

niedrigung der Ionisationsenergie von $\pm 1,1$ eV; dieser Wert wird allenfalls dann erreicht, wenn alle Fehler eine Abweichung in die gleiche Richtung bewirken.

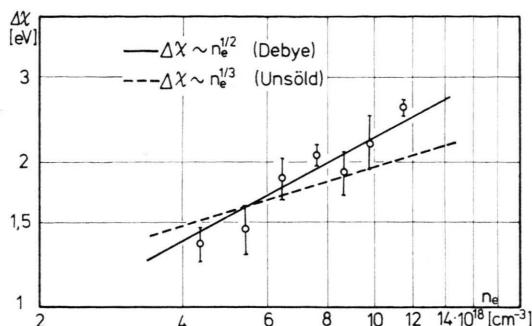


Abb. 8. Doppelt-logarithmische Darstellung gemittelter Meßwerte mit ihren statistischen Fehlern; die den Meßwerten optimal angepaßten Geraden mit den Steigungen $1/3$ (Unsöld) und $1/2$ (Debye et al.) entsprechen theoretischen Ansätzen.

3. Diskussion der Ergebnisse

Selbst unter Berücksichtigung der Unsicherheit eines Meßpunkts von $\pm 1,1$ eV folgt bereits aus Abb. 7, daß sowohl die Rechnungen von Brunner³ als auch die von Ecker und Weizel⁵⁻⁷ Werte für die Erniedrigung der Ionisierungsenergie liefern, die außerhalb der Fehlergrenzen der Messungen liegen. Eine Entscheidung zugunsten der weiteren theoretischen Ansätze ist allerdings ohne weiteres nicht möglich, da die Streuung aller Meßpunkte diese Kurven überdeckt.

Die diskutierten systematischen Fehler sollten jedoch nur die absolute Lage der Meßpunkte, nicht jedoch ihr relatives Verhalten beeinflussen. Deshalb sind in Abb. 8 jeweils Mittelwerte aus den in bestimmten Elektronendichtebereichen zusammengefaßten Meßwerten mit ihren statistischen Fehlern in Abhängigkeit von der Elektronendichte in doppelt-

logarithmischer Darstellung aufgetragen; im Vergleich hierzu sind den Meßwerten optimal angepaßte Geraden mit der Steigung $1/2$ (Debye et al.) und $1/3$ (Unsöld) eingezeichnet. Man erkennt, daß die Meßwerte der $n_e^{1/2}$ -Abhängigkeit folgen, die Gerade mit der Steigung $1/3$ verläuft deutlich flacher.

Der relative Verlauf der gemessenen Werte deutet also im betrachteten Bereich der Elektronendichte auf die Gültigkeit der aus der Debyeschen Theorie folgenden Näherungen für die Erniedrigung der Ionisationsenergie hin; als Ergebnis der in dieser Arbeit mitgeteilten Untersuchungen ist die in die Saha-Gleichung eingehende Erniedrigung der Ionisationsenergie bei Berücksichtigung der systematischen Fehler

$$0,7 Z e^2/D < \Delta\chi < 2,4 Z e^2/D ; \quad (15)$$

dieses Ergebnis ist bis auf einen hier nicht bestimmbarer Faktor in Übereinstimmung mit den Rechnungen von Griem, Theimer sowie Ecker und Kröll.

Die Ausdehnung dieser Untersuchungen auf höhere Elektronendichten ($n_e > 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) – hier sind nach den theoretischen Voraussagen Änderungen der Abhängigkeiten zu erwarten – ist mit Hilfe interferometrischer Meßmethoden für die Elektronendichte in Vorbereitung.

Wir danken dem Direktor des Instituts für Experimentalphysik, Herrn Prof. Dr. W. Lochte-Holtgreven, für die Gewährung der Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit; sie war Teil der von H. E. der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Kiel vorgelegten Dissertation. Den Herren Diplom-Physiker R. Wittenberg und H. P. Pritschow danken wir für ihre Hilfe bei einer Reihe von Experimenten.

Der Bundesminister für Bildung und Wissenschaft sowie die Deutsche Forschungsgemeinschaft unterstützten die Untersuchungen durch die Bereitstellung von Sachmitteln.

- ¹ H. N. Olsen, Phys. Rev. **124**, 1703 [1961].
- ² S. K. Srivastava u. G. L. Weissler, Internal Technical Report No. USC-Vac-UV 132, Univ. of South. Calif., private communication.
- ³ J. Brunner, Z. Physik **159**, 288 [1960].
- ⁴ G. Ecker u. W. Weizel, Ann. Physik **17**, 126 [1955/56].
- ⁵ G. Ecker u. W. Weizel, Z. Naturforsch. **12 a**, 859 [1957].
- ⁶ G. Ecker u. W. Weizel, Z. Naturforsch. **13 a**, 568 [1958].
- ⁷ G. Ecker u. W. Weizel, Phys. Fluids **6**, 1, 62 [1963].
- ⁸ G. Ecker u. W. Kröll, Z. Naturforsch. **21 a**, 2012 [1966]; Z. Naturforsch. **21 a**, 2023 [1966].
- ⁹ H. R. Griem, Phys. Rev. **128**, 997 [1962].
- ¹⁰ O. Theimer, Z. Naturforsch. **12 a**, 859 [1958].
- ¹¹ O. Theimer, Z. Naturforsch. **13 a**, 1093 [1958].
- ¹² A. Unsöld, Z. Astrophys. **24**, 355 [1948].
- ¹³ P. Debye u. E. Hückel, Phys. Z. **24**, 185 [1923].
- ¹⁴ D. R. Inglis u. E. Teller, Astrophys. J. **90**, 439 [1939].
- ¹⁵ H. J. Kusch u. H. Schreiber, Z. Naturforsch. **27 a**, 513 [1972].
- ¹⁶ H. Ehrich u. H. J. Kusch, Z. Naturforsch. **27 a**, 520 [1972].
- ¹⁷ H. Ehrich u. H. J. Kusch, Z. Naturforsch. **27 a**, 693 [1972].
- ¹⁸ N. N. Ogurtsova u. J. V. Podmoshenski, Opt. Spectroscopy **4**, 539 [1958].
- ¹⁹ N. N. Ogurtsova u. J. V. Podmoshenski, Fiz. Problemy Spektroskopii **1**, 129 [1962].
- ²⁰ N. N. Ogurtsova, J. V. Podmoshenski u. M. J. Demidov, Optico Mekhan. Prom. **1**, 1 [1960].

- ²¹ N. N. Ogurtsova, J. V. Podmoshenski u. V. M. Shelemina, Opt. Spectroscopy **16**, 514 [1964].
- ²² N. N. Ogurtsova, J. V. Podmoshenski u. V. M. Shelemina, Opt. Spectroscopy **15**, 404 [1963].
- ²³ H. R. Griem, Plasma Spectroscopy, McGraw-Hill Book Co. 1964.
- ²⁴ H. Ehrich, Diplomarbeit Kiel 1969.
- ²⁵ M. C. Poulizac, M. Druetta u. P. Gyzeriat, Journ. Quant. Spectr. Rad. Transf. **11**, 1087 [1971].
- ²⁶ H. Ehrich u. H. J. Kusch, Z. Physik **267**, 295 [1974].
- ²⁷ H. Ehrich u. H. J. Kusch, Appl. Phys. **3**, 89 [1974].
- ²⁸ K. Schurer, Appl. Optics **28**, 400 [1969], Thesis Utrecht 1969.
- ²⁹ F. Karstensen u. H. J. Kusch, Z. Naturforsch. **24a**, 1283 [1969].
- ³⁰ H. R. Griem, A. C. Kolb u. K. Y. Shen, NRL Report No. 5455 [1960].
- ³¹ J. W. Birkeland, S. P. Oss u. W. G. Braun, Proc. VIII. Int. Conf. Phen. Ionized Gases, Vienna 1967; Phys. Rev. **178**, 368 [1969].
- ³² J. M. Bridges u. W. L. Wiese, Proc. VII. Int. Conf. Phen. Ionized Gases, III, 165, Beograd 1965.
- ³³ J. C. Morris u. R. W. Krey, Phys. Rev. Letters **21**, 1043 [1968].
- ³⁴ H. Ehrich u. H. J. Kusch, Z. Naturforsch. **28a**, 1794 [1973].