

results shown in Figs. 7 and 8. Considering, e. g., the electron density and the magnetic field variation from the 3rd to the 4th harmonic in Fig. 7, there results a ratio of the areas $F_3:F_4 \approx 1.8$. From Eq. (2) there follows a value of $F_3:F_4 \approx 2.4$. For other harmonics we have similar agreement.

A direct comparison of the exact numerical values calculated from Eq. (2) with those of the experiments is difficult to perform for different reasons: Eq. (2) gives the intensity for the transparent case and for free space, while in the experiments the radiation was measured inside the waveguide in the transition region from the transparent to the semi-opaque plasma. In this case we must also consider the absorption of the radiation within the plasma and its reflection at the plasma boundary. These corrections are more important for the lower harmonics than for the higher ones. Another complication for a quantita-

tive comparison of the intensity measurements in waveguides is caused by the gain factor which should be taken into account for a waveguide partially filled with plasma. For the numerical calculation we assume an effective solid angle of 2π . Employing Eq. (2) and inserting the experimental parameters, e. g., for the 6th harmonic in Fig. 7 we obtain a value of about $5 \cdot 10^{-22}$ w/c sec for the maximum radiation intensity. For the 5th, the 4th and the 3rd harmonic the values are $6 \cdot 10^{-22}$ w/c sec, $1.2 \cdot 10^{-21}$ w/c sec and $2.3 \cdot 10^{-21}$ w/c sec. These theoretical results agree with the measured values within the accuracy which can be expected from measurements of this type.

In conclusion, we express our gratitude to Prof. Dr. W. KLUGE for his interest in this work, and to the Deutsche Forschungsgemeinschaft for financial support.

Messung der Druckerhöhung in einem Wasserstoff-Lichtbogen bei überlagertem axialem Magnetfeld

H. F. DÖBELE, R. WIENECKE und S. WITKOWSKI

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforsch. 21 a, 390—398 [1966]; eingegangen am 22. Dezember 1965)

In a cylindrically symmetric hydrogen arc discharge located in an axial magnetic field, pressure is increased in the inner region, where ionization occurs. Measurements were made with initial pressures of 7.5 and 15 torr, with temperatures between 8000 and 12 000 °K, and with magnetic inductions of 8.5 and 12.5 kGauss. A mercury gauge was connected to a small opening in the anode to measure the radial pressure distribution in the plasma. Temperatures and electron densities were determined spectroscopically. The SAHA equation was found to be applicable in this case. Therefore, experimental results can be compared with theory based on the SAHA equation.

In einer stationären, zylindrischen Lichtbogensäule stellt sich ein Gleichgewicht der radialen Diffusionsströme derart ein, daß an jeder Stelle des Bogens der nach außen gerichtete ambipolare Ladungsträgerstrom gleich dem zur Achse hin gerichteten Neutralteilchenstrom ist. Beim Einschalten eines achsenparallelen Magnetfeldes wird die Diffusion der Ladungsträger herabgesetzt, während die der Neutralteilchen zunächst unbeeinflusst bleibt. Der Druck in den achsennahen, heißen Zonen steigt deshalb solange an, bis in einem neuen Gleichgewichtszustand die beiden Diffusionsströme wieder gleich sind.

WIENECKE¹ hat auf diesen Effekt zuerst hingewiesen und die Druckerhöhung, ausgehend von den

¹ R. WIENECKE, Z. Naturforsch. 18 a, 1151 [1963].

Bewegungsgleichungen für ein Dreikomponenten-Plasma, für Wasserstoff- und Heliumbögen berechnet. Unter den dort gemachten Voraussetzungen (kein radialer oder azimuthaler Massenstrom, Zylindersymmetrie, lokales thermisches Gleichgewicht) erhält man den Druck im Bogen bei vorgegebenem Außendruck und Magnetfeld als reine Temperaturfunktion. Der Druck hängt also insbesondere nicht vom Radius oder vom Temperaturprofil des Bogens ab. Die Rechnungen zeigen, daß der Druck, beginnend bei etwa 6000 °K mit höher werdender Temperatur solange ansteigt, bis das Plasma vollionisiert ist. Die relative Druckänderung ist bei gegebenem Magnetfeld um so größer, je kleiner der Außendruck p_A ist.



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.

Wird der Ionisationsgrad durch die Koronaformel an Stelle der SAHA-Formel bestimmt, so setzt die Druckerhöhung erst bei höheren Temperaturen ein, wie aus Rechnungen von WITKOWSKI² hervorgeht.

In der vorliegenden Arbeit wird über die experimentelle Überprüfung der Theorie berichtet.

I. Experimentelle Anordnung

Der untersuchte Wasserstoffbogen brennt zwischen einem thorierten Wolframstift als Kathode und einer wassergekühlten Kupferanode mit einer Bohrung für die Druckmessung. Spulen erzeugen ein zur Achse des Bogens paralleles Magnetfeld mit Flußdichten bis zu 12,5 kT, das etwa eine Sekunde lang aufrecht erhalten werden kann. Die Abweichungen von der Homogenität im Bereich des 10 cm langen Bogens betragen weniger als 1%. Der Bogen wird in einer evakuierbaren, rohrförmigen Entladungskammer von 60 cm Länge und 12 cm Durchmesser betrieben (Abb. 1). Um bei den vorhandenen Magnetfeldstärken eine noch deutlich meßbare Druckerhöhung zu erhalten, wird der Druck in der Kammer auf 7,5 bzw. 15 Torr reduziert. Für die spektroskopischen Messungen von Temperatur und Dichte sind in Höhe der Bogenmitte Beobachtungsfenster angebracht. Das lange, die Anode tragende Rohr kann mit Hilfe von Stellschrauben um kleine Winkel gegen die Vertikale geneigt werden. Damit läßt sich jeder gewünschte radiale Abstand der Meßbohrung in der Anodenoberfläche von der Bodenachse einstellen.

Der Bogen wird dadurch gezündet, daß man die Anode bis auf 2 mm an die Kathode heranschiebt. Die Bogenstromstärke beträgt zunächst 80 A. Zur Stabilisierung dient ein Magnetfeld von ca. 1 kT. Ein Schaltwerk schaltet als erstes einen Schleifenzosillographen zur Registrierung von Bogenstromstärke, Bogenspannung, Magnetfeldstärke und Druck in der Entladungskammer ein. Dann wird durch Kurzschließen von Vorwiderständen eine Sekunde lang das Magnetfeld auf 8,5 bzw. 12,5 kT und der Bogenstrom auf 200 A erhöht. Dabei verringert sich der Bogen Durchmesser und der Bogen erscheint als nahezu zylindrische Säule. Er setzt an der Kathode diffus an und setzt sich homogen zur Anode hin fort, ebenfalls ohne einen Brennfleck zu bilden. Bei kleineren Magnetfeldern oder größeren Drücken dagegen weitet sich der Bogen zur Anode hin auf und

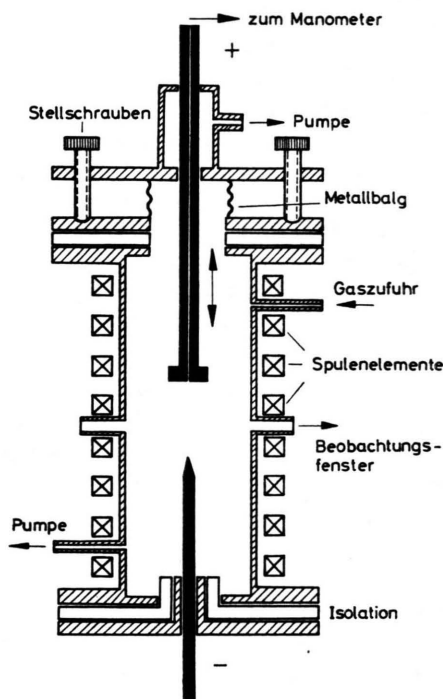


Abb. 1. Prinzipische Skizze der Apparatur.

wird kegelförmig. Aus diesem Grunde werden die Messungen auf die folgenden Parameterwerte beschränkt:

$$B = 12,5 \text{ kT}, \quad p_A = 7,5 \text{ Torr}; \quad (a)$$

$$B = 8,5 \text{ kT}, \quad p_A = 7,5 \text{ Torr}; \quad (b)$$

$$B = 12,5 \text{ kT}, \quad p_A = 15 \text{ Torr}. \quad (c)$$

Die Bogenstromstärke beträgt in allen Fällen 200 A. Zum Vergleich mit der Theorie muß der Zusammenhang zwischen Druck und Temperatur experimentell ermittelt werden. Das geschieht so, daß man das Druck- und Temperaturprofil des Bogens unabhängig voneinander mißt und aus den Ergebnissen die radiale Abhängigkeit eliminiert.

II. Messungen

1. Druckmessung

a) Meßverfahren

Da der Bogen bis hin zur Anodenoberfläche sehr gut zylindrisch ist, kann man den in der Bogensäule herrschenden Druck durch eine Bohrung in der Anode messen. Dies geschieht auf folgende Weise: Der eine Schenkel eines Quecksilbermanometers ist

² S. WITKOWSKI, Z. Naturforsch. 20 a, 463 [1965].

durch eine Schlauchleitung über ein Magnetventil mit der Meßbohrung von 1,5 mm Durchmesser verbunden, während der andere Schenkel – ebenfalls über ein Magnetventil – mit der Entladungskammer außerhalb des Bogens in Verbindung steht. Zu Beginn des Versuches, wenn der Bogen in dem kleinen, keine meßbare Druckdifferenz hervorruftenden Stabilisierungs-Magnetfeld brennt, sind beide Ventile geöffnet. Das Manometer steht auf Null. Beim Einschalten des starken Magnetfeldes entsteht eine Druckdifferenz zwischen dem Bogeninneren und dem Gas am Rand des Entladungsgefäßes, auf die sich das Manometer einstellt. Kurz vor dem Ausschalten des starken Magnetfeldes werden die beiden Magnetventile geschlossen, so daß die Druckdifferenz im Manometer weiter ansteht und bequem abgelesen werden kann. Auf diese Weise wird der Druck in verschiedenen Abständen von der Bogenachse gemessen. Der während des Versuchs in der Entladungskammer außerhalb der Bogensäule herrschende Absolutdruck wird durch ein Membranmanometer gemessen und registriert. Die Ergebnisse sind in Abb. 2 dargestellt.

Zur Prüfung, ob sich die Quecksilbersäule im Manometer innerhalb der kurzen Zeit von etwa einer Sekunde der wahren Druckdifferenz zwischen Bohrung und Entladungskammer entsprechend einstellt, wurde das Manometer an zwei Volumina be-

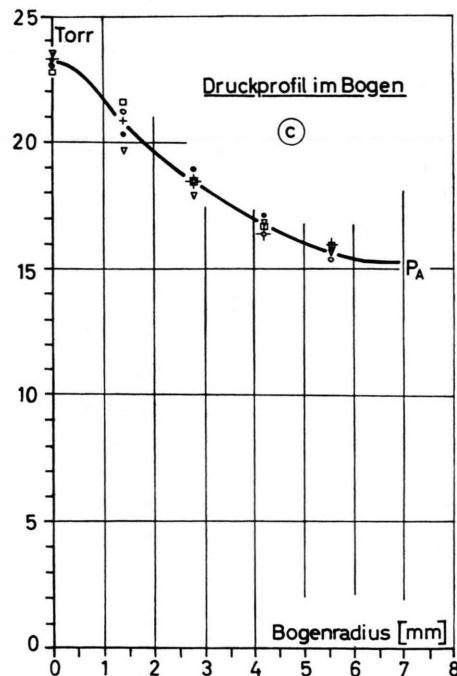
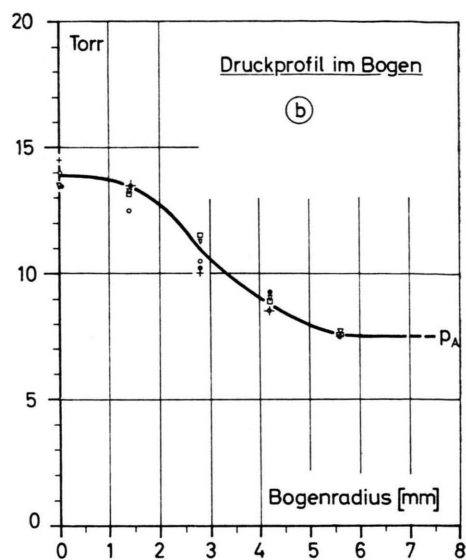
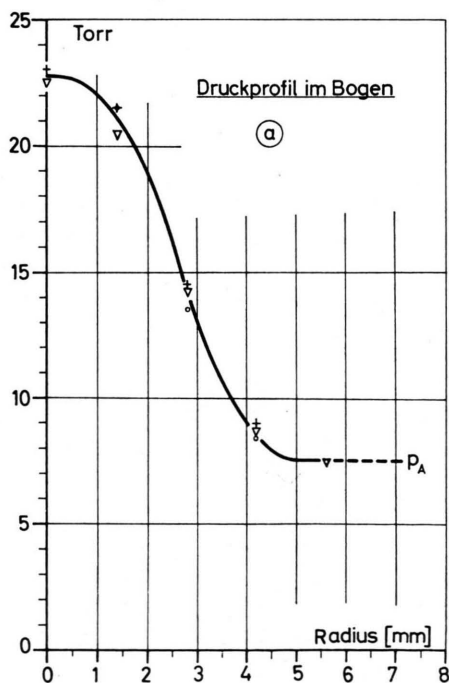


Abb. 2. Gemessene Druckprofile.

kannter Druckdifferenz angeschlossen. Die Meßleitungen waren mit den im Versuch verwendeten identisch. Das unter höherem Druck stehende Volumen war mit einem weiteren Magnetventil vom Manometer abgetrennt, das vom Schaltwerk genauso lange geöffnet wurde, wie im Experiment das Magnetfeld eingeschaltet ist. Die Manometeranzeige wurde anschließend mit der wahren Druckdifferenz verglichen,

und es zeigte sich, daß die Anzeige in dem zu erwartenden Druckbereich richtig ist.

b) Diskussion der möglichen Fehler der Druckmessung

Der in der Bohrung gemessene Druck ist ein Mittelwert des Druckes in einer Zone von 1,5 mm radialer Ausdehnung. Bei einem Bogendurchmesser von etwa 10 mm und den vorliegenden Druckgradienten ist die radiale Auflösung ausreichend.

Eine parallel zur Bogenachse vorhandene Strömung verändert nach den Rechnungen¹ die Höhe des Druckanstiegs im Magnetfeld nicht. Die Messung des Druckes hingegen könnte durch die dann vorhandene Differenz von Gesamtdruck und statischem Druck verfälscht werden.

Als Ursache für eine nennenswerte Strömung käme der von MAECKER³ beschriebene Mechanismus der eigenmagnetischen Kompression in Betracht. Wie die im Anschluß an³ durchgeführte Abschätzung jedoch lehrt, sind die dadurch auftretenden Strömungsgeschwindigkeiten so klein, daß der an der Anode auftretende Staudruck gegen den statischen Druck vernachlässigt werden kann.

Unter Berücksichtigung der Streuung der Meßwerte schätzen wir den Fehler der Druckmessung zusammenfassend auf 10%.

2. Temperaturmessungen

Die Temperatur wird mit verschiedenen spektroskopischen Methoden gemessen (Anhang 1):

a) Aus dem Verhältnis der Intensität des Kontinuums in einem vorgegebenen Wellenlängenbereich im Sichtbaren zur Intensität der H_{β} -Linie.

b) Aus der Elektronendichte bei bekanntem Druck. Die Elektronendichte wird dabei aus der Druckverbreiterung der H_{γ} -Linie bestimmt (Anhang 2). Die gemessenen Elektronendichteprofile sind in Abb. 3 dargestellt.

c) Aus der Absolutintensität einer BALMER-Linie bei bekanntem Druck.

Es wird angenommen, daß die Strahlung in den verwendeten Spektralbereichen optisch dünn ist. Die Zulässigkeit dieser Annahme wird nachträglich auf Grund der gemessenen Temperatur und Elektronendichteprofile gerechtfertigt. Die örtlichen Emissionskoeffizienten der interessierenden Linien und des

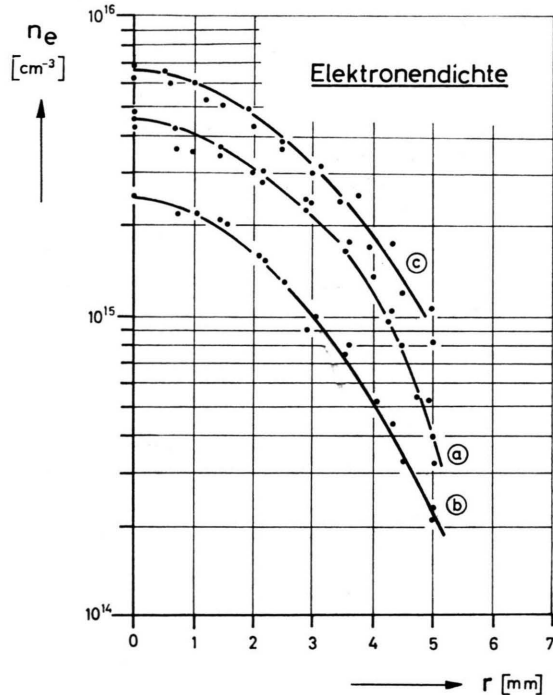


Abb. 3. Gemessene Elektronendichteprofile.

Kontinuums werden in bekannter Weise durch ABEL-Inversion aus den photographisch gemessenen „side-on“-Intensitäten ermittelt.

Abb. 4 zeigt die mit diesen Methoden gemessenen Temperaturprofile. Fehlerabschätzungen einschließlich einer Untersuchung über den Einfluß der Abweichung vom thermischen Gleichgewicht auf die Ergebnisse findet man in Anhang 1.

III. Vergleich mit der Theorie

Zunächst soll geprüft werden, wie weit die bei der theoretischen Behandlung¹ gemachten Annahmen im Experiment verwirklicht sind.

1. In den Rechnungen¹ wurde vorausgesetzt, daß die Komponenten der hydrodynamischen Geschwindigkeit des Bogenplasmas in radialer und azimuthaler Richtung verschwinden. In Wasserstoffbögen mit ringförmiger Anode wurden bei hoher Stromstärke (≈ 2000 A) solche azimuthalen Geschwindigkeiten beobachtet⁴. Wegen der besonderen Geometrie der

³ H. MAECKER, Z. Phys. **141**, 198 [1955].

⁴ C. MAHN u. H. RINGLER, Measurements on a Stationary D.C. Hydrogen Arc with Flow in an Axial Magnetic Field, Proc. 7th Intern. Conf. Phenomena in Ionized Gases 1965, im Druck.

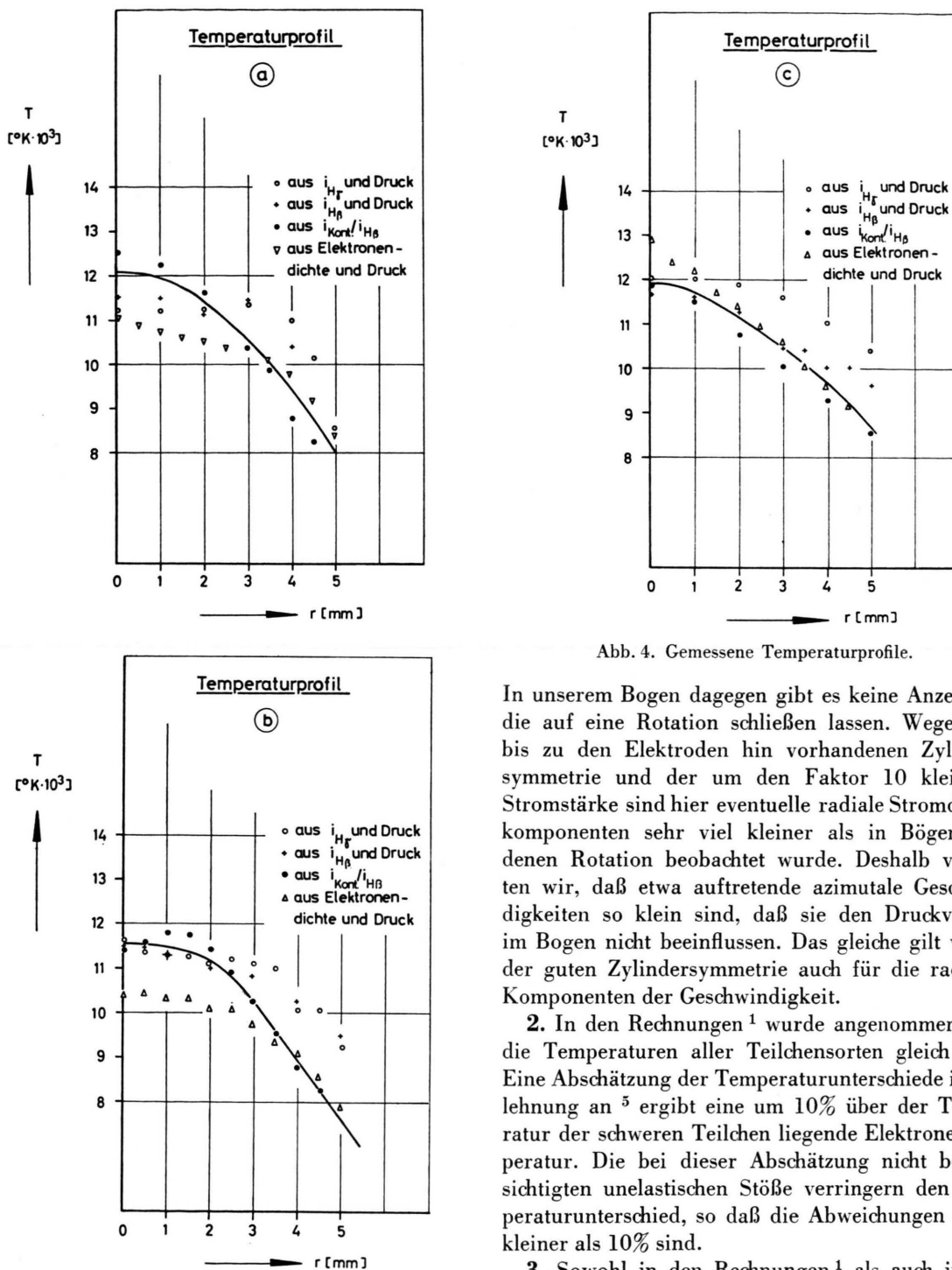


Abb. 4. Gemessene Temperaturprofile.

In unserem Bogen dagegen gibt es keine Anzeichen, die auf eine Rotation schließen lassen. Wegen der bis zu den Elektroden hin vorhandenen Zylindersymmetrie und der um den Faktor 10 kleineren Stromstärke sind hier eventuelle radiale Stromdichtekomponenten sehr viel kleiner als in Bögen, bei denen Rotation beobachtet wurde. Deshalb vermuten wir, daß etwa auftretende azimutale Geschwindigkeiten so klein sind, daß sie den Druckverlauf im Bogen nicht beeinflussen. Das gleiche gilt wegen der guten Zylindersymmetrie auch für die radialen Komponenten der Geschwindigkeit.

2. In den Rechnungen¹ wurde angenommen, daß die Temperaturen aller Teilchensorten gleich sind. Eine Abschätzung der Temperaturunterschiede in Anlehnung an⁵ ergibt eine um 10% über der Temperatur der schweren Teilchen liegende Elektronentemperatur. Die bei dieser Abschätzung nicht berücksichtigten unelastischen Stöße verringern den Temperaturunterschied, so daß die Abweichungen sicher kleiner als 10% sind.

3. Sowohl in den Rechnungen¹ als auch in den von uns angewandten Methoden der Temperatur-

Elektroden sind dort nämlich radiale Komponenten der Stromdichte vorhanden, die im achsenparallelen Magnetfeld Kräfte in azimutaler Richtung ergeben, die eine Rotation anfangen.

⁵ W. FINKELNBURG u. H. MAECKER, Elektrische Bögen und thermisches Plasma im Handbuch der Physik, Bd. XXII, Verlag Springer, Berlin 1956.

bestimmung steckt als wesentliche Annahme die Gültigkeit der SAHA-Gleichung und der BOLTZMANN-Formel für die Bestimmung des Ionisationsgrades bzw. der Besetzungszahlen der Energieniveaus der Atome.

BATES, KINGSTON und McWHIRTER⁶ haben das Verhältnis $Q_i = n_i/n_{i, SAHA}$ der tatsächlichen Besetzungszahlen n_i zur Besetzungszahl $n_{i, SAHA}$ nach SAHA-BOLTZMANN für einige Spezialfälle des Strahlungsfeldes für Wasserstoff bei vorgegebener Temperatur und Elektronendichte berechnet. In Abb. 5 ist das Verhältnis $Q_0 = n_0/n_{0, SAHA}$ der Neutralteilchendichte n_0 zur Neutralteilchendichte $n_{0, SAHA}$ nach SAHA-BOLTZMANN in Abhängigkeit vom Abstand von der Bogenachse für den Bogen (a) dargestellt. Die Kurve I gilt für den Fall, daß sämtliche Linien und Kontinua optisch dünn sind. Die Kurve II gilt unter der Voraussetzung, daß die Linien der LYMAN-Serie optisch dick, alle anderen Linien und die Kontinua dagegen optisch dünn sind.

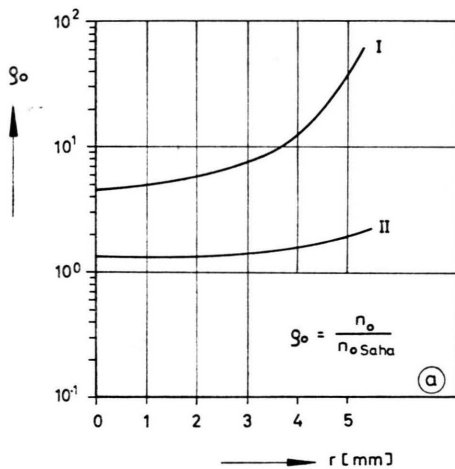


Abb. 5. Abweichung der Neutralteilchendichte n_0 von der mit der SAHA-Gleichung berechneten $n_{0, SAHA}$ beim Bogen (a). I=optisch dünner Fall; II=LYMAN-Linien optisch dick.

Um zu entscheiden, welche der Annahmen in unserem Bogen zutreffen, wurden die Absorptionskoeffizienten für die Linien L_α und L_β mit den theoretischen Profilen⁷ unter Berücksichtigung der DOPPLER-Profilen berechnet. Es zeigte sich, daß beide Linien praktisch über das ganze Profil optisch dick sind, so daß in guter Näherung die Kurve II in diesem Bogen gültig ist.

Diese Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht können sich bei den Meßmethoden auswir-

ken, andererseits aber auch bei der Theorie der Druckerhöhung selbst. Die Abschätzungen in Anhang 1 zeigen, daß die systematischen Fehler, die auftreten, wenn man die SAHA-Gleichung verwendet, innerhalb der Grenzen der Meßfehler liegen. Die

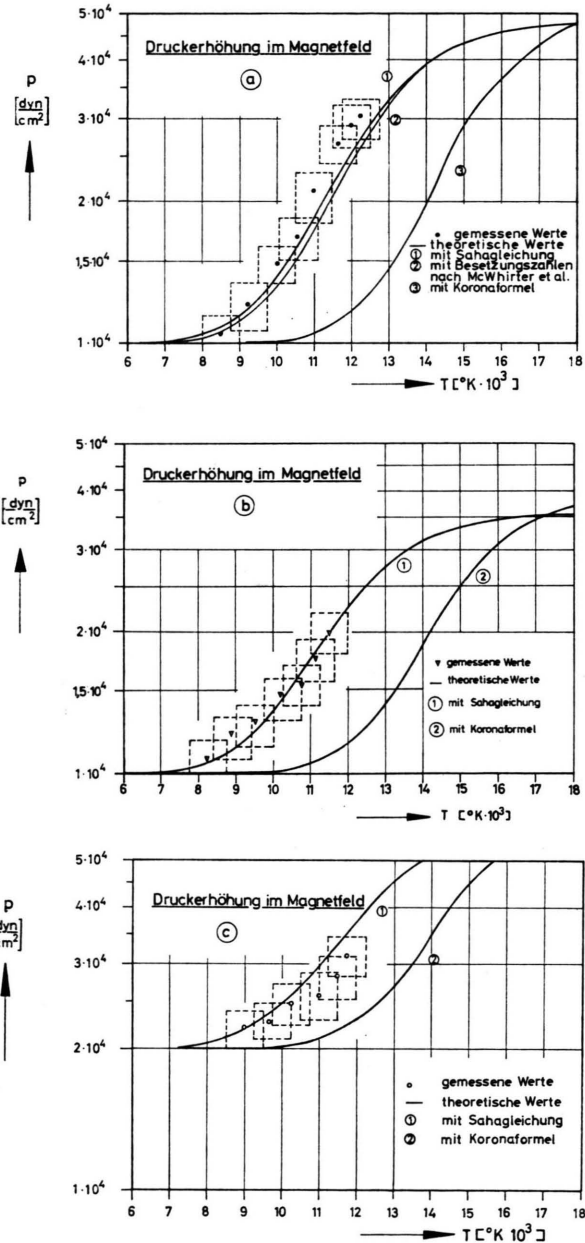


Abb. 6. Gemessene und berechnete Druckerhöhung im Wasserstoffbogen als Funktion der Temperatur.

⁶ D. R. BATES, A. E. KINGSTON u. R. W. P. McWHIRTER, Proc. Roy. Soc. London A 267, 297 [1962]; A 270, 155 [1962].

⁷ H. R. GRIEM, A. C. KOLB u. K. Y. SHEN, Stark Broadening of Hydrogen Lines in a Plasma, NRL Report 5455 [1960].

Korrektur des Zusammenhangs zwischen Druckerhöhung und Temperatur gegenüber dem exakt thermischen Fall wurde analog zu ¹ mit Hilfe des Faktors Q_0 , wie er sich der Kurve II entsprechend ergibt, berechnet und neben der Kurve für den SAHA-BOLTZMANN-Fall in Abb. 6 a eingezeichnet. Die beiden Kurven verlaufen so nahe beieinander, daß sie im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht voneinander unterschieden werden können.

Die Ergebnisse der Messungen sind zusammen mit den theoretischen Druck-Temperatur-Funktionen in Abb. 6 a bis c dargestellt. Wie man sieht, bestätigt das Experiment die Theorie der Druckerhöhung im Magnetfeld.

Für zahlreiche klärende Diskussionen sind wir den Kollegen des Instituts für Plasmaphysik zu Dank verpflichtet. Neben den anderen Helfern danken wir vor allem Herrn CHR. DORN, der mit viel Geschick beim Aufbau des Experiments mitwirkte.

Die vorstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

Anhang 1: Temperaturmessungen

a) Aus dem Verhältnis der Intensität des Kontinuums in einem vorgegebenen Wellenlängenbereich im Sichtbaren zur Intensität der H_β -Linie:

Ausgehend von den Berechnungen in ⁸, S. 165 ff., und der Gleichung für die Linienintensität (vgl. ⁵)

$$i_L = \frac{1}{4\pi} A_L^m n_m h \nu_{ml} \quad (1)$$

findet man für das Intensitätsverhältnis V des Kontinuums im Sichtbaren zur Gesamtintensität der H_β -Linie:

$$V = \frac{32 \pi^5 m_e q_e^{10} \lambda_\beta}{3 \sqrt{3} c^3 h^6 A_2^4 \lambda^2} \exp \left\{ -\frac{\chi_i - E_4}{kT} - \frac{hc}{\lambda kT} \right\} \left(\sum_{m=3}^4 \frac{1}{m^3} \exp \left\{ \frac{\chi_i}{m^2 kT} \right\} + \frac{kT}{2\chi_i} \exp \left\{ \frac{\chi_i}{25 kT} \right\} \right) \Delta\lambda. \quad (2)$$

Dabei bedeutet:

- λ_β die Wellenlänge der H_β -Linie,
- q_e die Elementarladung,
- m_e die Elektronenmasse,
- A_2^4 die zu H_β gehörige Übergangswahrscheinlichkeit,
- λ die Wellenlänge der Kontinuumsbeobachtung,
- $\Delta\lambda$ ein kleiner Wellenlängenbereich bei λ ,
- χ_i die Ionisierungsarbeit des Wasserstoffs,
- E_4 die Anregungsenergie des 4. Niveaus.

Die restlichen Symbole haben die übliche Bedeutung. In dieser Formel wurde der Einfluß der Gaunfaktoren nicht berücksichtigt, da sie in unserem Meßbereich noch keine Rolle spielen. Durch Auflösung nach T wird die Temperatur gewonnen. In unserem Experiment wurde das Kontinuum bei 6500 Å gemessen. Als untere Grenze der Anwendbarkeit der Formel (2) ergibt sich für unseren Bogen nachträglich aus der Elektronendichtemessung ein Wert von 9000 °K. Bei niedrigeren Temperaturen kann der Einfluß des H^- -Kontinuums wichtig werden. Trägt man V gegen T auf, so erkennt man aus der Steigung der Kurve, daß der Temperaturfehler etwa halb so groß wie der Fehler des gemessenen Intensitätsverhältnisses ist.

b) Temperaturbestimmung aus der Elektronendichte bei bekanntem Druck:

Eliminiert man mit Hilfe des Gasgesetzes

$$p = (2n_e + n_0) kT \quad (3)$$

die Neutralteilchendichte n_0 aus der SAHA-Formel für Wasserstoff (vgl. z. B. ⁴)

$$\frac{n_e^2}{n_0} = \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\chi_i/(kT)} = S(T) \quad (4)$$

(hier und im folgenden wird die Zustandssumme des neutralen Wasserstoffs $Z_0 = 2$ gesetzt), so erhält man

$$\frac{n_e^2}{p/(kT) - 2n_e} - \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\chi_i/(kT)} = 0, \quad (5)$$

woraus bei bekanntem p und n_e die Temperatur gefunden werden kann.

Deckt sich bei Abweichung vom thermischen Gleichgewicht die tatsächliche Neutralteilchendichte n_0 nicht mit derjenigen, die man bei Kenntnis von n_e und T aus (4) ausrechnet, so kann man eine „thermische Neutralteilchendichte“ $n_{0,SAHA}$ einführen, und mit $n_0/n_{0,SAHA} = Q_0$ hat man die gegenüber (4) korrigierte Beziehung:

$$n_e^2/n_0 = (1/Q_0) S(T). \quad (6)$$

Für die Fehlerabschätzung fassen wir Q_0 als zusätzliche Variable auf. Aus (3) finden wir durch log-

⁸ A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, Verlag Springer, 2. Aufl. Berlin 1955.

arithmische Differentiation:

$$\frac{dp}{p} = \frac{p_0}{p} \left(\frac{dn_{0, \text{SAHA}}}{n_{0, \text{SAHA}}} + \frac{d\varrho_0}{\varrho_0} \right) + \left(1 - \frac{p_0}{p} \right) \frac{dn_e}{n_e} + \frac{dT}{T}. \quad (7)$$

Hierin ist $p_0 = n_0 k T$ der Neutralgasdruck. Die SAHA-

Gleichung (4) (in der wir n_0 durch $n_{0, \text{SAHA}}$ zu ersetzen haben) liefert:

$$\frac{dn_{0, \text{SAHA}}}{n_{0, \text{SAHA}}} = 2 \frac{dn_e}{n_e} - \left(\frac{3}{2} + \frac{\chi_i}{k T} \right) \frac{dT}{T}, \quad (8)$$

so daß man schließlich findet:

$$\frac{dT}{T} = \frac{(dp/p) - (1 + (p_0/p))(dn_e/n_e) - (p_0/p)(d\varrho_0/\varrho_0)}{1 - (p_0/p)(\frac{3}{2} + \chi_i/(k T))}. \quad (9)$$

Entsprechend Abb. 5 haben wir für $d\varrho_0/\varrho_0$ in der Achse 20% und am Rand 100% einzusetzen. Wir erhalten (mit Fehlern in Druck und Elektronendichte von 10% bzw. 20%) sowohl für die Bogenachse ($p_0/p \approx \frac{1}{3}$) und den Rand ($p_0/p \approx 1$) jeweils Fehler von etwa 10%.

c) Temperaturbestimmung aus der Absolutintensität einer BALMER-Linie bei bekanntem Druck:

Mit der BOLTZMANN-Formel und der SAHA-Formel findet man aus (1):

$$i_L = \frac{1}{4\pi} A_L^m \frac{g_m}{Z_0} h \nu_{ml} S(T) \left[\frac{p}{S(T) k T} + 2 \left(1 - \sqrt{\frac{p}{S(T) k T} + 1} \right) \right] e^{-E_m/(kT)}. \quad (10)$$

Hieraus kann die Temperatur gefunden werden.

Für die Fehlerabschätzung gehen wir aus von

$$n_m \sim n_e^2 (kT)^{-3/2} \exp \{ (\chi_i - E_m)/(kT) \}. \quad (11)$$

Diese Gleichung gilt bei vorgegebener Temperatur und Elektronendichte für höher angeregte Niveaus auch im nichtthermischen Fall in sehr guter Näherung, wie in ⁶ gezeigt ist. Mit (1) folgt dann:

$$di_L/i_L = 2 \cdot dn_e/n_e - \left(\frac{3}{2} + (\chi_i - E_m)/(kT) \right) \cdot dT/T. \quad (12)$$

Auflösen nach dn_e/n_e und Einsetzen in (9) liefert:

$$\frac{dT}{T} = \frac{(dp/p) - \frac{1}{2}(1 + (p_0/p))(di_L/i_L) - (p_0/p)(d\varrho_0/\varrho_0)}{1 + (\frac{3}{2} + \chi_i/(2kT))(1 - (p_0/p)) - (E_m/(2kT))(1 + (p_0/p))}. \quad (13)$$

Für die Randzone wie auch für die Achsengegend ergibt sich analog zum vorigen Abschnitt ein Fehler von unter 15%, wenn man 20% Fehler für die Absolutintensität annimmt.

Anhang 2: Messung der Elektronendichte

Die Elektronendichte wurde aus der Verbreiterung der H_γ -Linie bestimmt. Dabei wurde das von GRIEM, KOLB und SHEN⁷ berechnete Profil zugrunde gelegt. Um aus den experimentellen Profilen die Elektronendichte zu erhalten, genügt es, die Halbwertsbreite zu bestimmen. Zur Messung der radialen Elektronendichteverteilung muß das zu jedem Abstand von der Achse gehörige Profil aufgenommen werden. Bei „side-on“-Beobachtung muß daher für verschiedene Wellenlängen innerhalb der Linie mit Hilfe der bekannten ABEL-Inversion auf radiale Emission umgerechnet werden. Indem man dann bei festgehaltenem Radius die umgerechneten Werte wieder in Abhängigkeit von $\Delta\lambda$ aufträgt, erhält man das gesuchte Linienprofil für den betreffenden Radius.

Der zur Spektroskopie verwendete Steinheil GH 3-Prismenspektrograph hatte bei H_γ eine Linear-dispersion von 8 Å/mm. Bei den vorkommenden (halben) Halbwertsbreiten von etwa 2 Å ist es nicht möglich, eine genügende Anzahl von Photometrierungen innerhalb der Linie einzubringen, um bei den durch die ABEL-Inversion hervorgerufenen Streuungen einen genauen Profilverlauf zu erhalten. Es wurde daher untersucht, wie sehr sich die radiale Verteilung und die direkt side-on gemessene Querverteilung der Profile unterscheiden.

Wenn die Gesamtintensität der betrachteten Linie auf der Bogenachse ihren maximalen Wert hat und zum Bogenrand hin steil abfällt und dasselbe für die Elektronendichte gilt, dann tragen die Randzonen zum Profil, das man an der entsprechenden Stelle der Querverteilung mißt, höchstens in der Linien-

mitte etwas bei. Man wird also erwarten, daß die Flügel der aus Achsennähe emittierten Linien durch die Randzonen unbeeinflusst bleiben.

Wendet man an Stelle der Halbwertsbreite eine Vergleichsgröße an, die mehr im Linienflügel liegt — z. B. den Wellenlängenabstand ($Z-H$) zwischen den beiden Punkten, zwischen welchen die Intensität von $1/2$ auf $1/10$ der Maximalintensität abgenommen hat —, so kann man erwarten, daß die Elektronendichte unter der gemachten Voraussetzung auch ohne ABEL-Inversion in guter Näherung gefunden werden kann.

Die in Abb. 3 dargestellten Elektronendichteprofile wurden auf die beschriebene Weise mit Hilfe der Vergleichsgröße ($Z-H$) ermittelt. Die Genauigkeit

des Verfahrens wurde für den Bogen (a) überprüft. Dazu wurde das gemessene Temperatur- und Elektronendichteprofil des Bogens durch je ein Treppprofil mit fünf Stufen ersetzt. Für jede Stufe wurde nach ⁷ die Kontur der $H\gamma$ -Linie berechnet. Aus der Überlagerung der Strahlung der verschiedenen Zonen erhält man die entsprechenden „side-on“-Profile der Linie. Ein Vergleich mit den Ausgangsprofilen zeigte, daß die unter Verwendung von ($Z-H$) bestimmte Elektronendichte in der Bogenmitte um etwa 20% zu klein ist. (Der aus der Halbwertsbreite erhaltene Wert dagegen hätte einen Fehler von 40%.) Dies wirkt sich bei der Temperaturbestimmung nach Verfahren b) so aus, daß die Temperaturwerte in der Bogenachse zu klein ausfallen; am Rande dagegen ist die Methode genau.

Spallation, Fission, and Neutron Capture Anomalies in Meteoritic Krypton and Xenon

K. MARTI *, P. EBERHARDT, and J. GEISS

Physikalisches Institut, University of Berne, Switzerland

(Z. Naturforschg. 21 a, 398—413 [1966]; received 19 November 1965)

Measurements of the Kr and Xe concentrations and isotopic compositions in five meteorites are reported. Experimental techniques and reproducibility are discussed in detail. In the Stannern achondrite 75% of the total Kr and 30% of the total Xe are due to cosmic ray induced spallation reactions. Also Bruderheim and H. A. A. show distinct spallation components. The isotopic composition of pure spallation Kr is derived as

$$\text{Kr}^{78} : \text{Kr}^{80} : \text{Kr}^{82} : \text{Kr}^{83} : \text{Kr}^{84} = 0.179 : 0.495 : 0.765 : 1.00 : 0.63$$

and of spallation Xe as

$$\text{Xe}^{124} : \text{Xe}^{126} : \text{Xe}^{128} : \text{Xe}^{130} : \text{Xe}^{131} : \text{Xe}^{132} = 0.590 : 1.00 : 1.45 : 0.97 : 3.9 : 0.9.$$

It is shown that the spallation components found were produced by the cosmic radiation late in the history of the meteorite during a period given by the radiation age. The observed $\text{Xe}^{126}/\text{Xe}^{124}$ spallation ratio rules out a substantial contribution of spallation products in the xenon of carbonaceous chondrites. The Xe fission spectrum derived by ROWE and KURODA from P. A. S. is corrected for spallation and the following composition is obtained for fission Xe:

$$\text{Xe}^{131} : \text{Xe}^{132} : \text{Xe}^{134} : \text{Xe}^{136} = 0.22 : 1.00 : 1.02 : 1.00.$$

In Mezö-Madara and Abee Kr^{80} , Kr^{82} and Xe^{128} excesses are found, due to (n,γ) reactions on Br and I. It is shown that neutrons produced by the cosmic radiation during the radiation age can account for the observed effect in Abee and the evidence so far suggests that this is also true for Mezö-Madara.

1. Introduction

The concentrations and isotopic composition of xenon in meteorites have been investigated with considerable detail by REYNOLDS and his coworkers ¹⁻⁵

and others ^{6,7}. Meteoritic xenon is a mixture of components which can originate from many different sources, such as the decay of I^{129} , fission of uranium and possibly of transuranium elements, cosmic ray induced spallation reactions and (n,γ)

* Present address: Department of Chemistry, University of California, La Jolla, Calif., U.S.A.

¹ J. H. REYNOLDS, Phys. Rev. Letters 4, 351 [1960].

² D. KRUMMENACHER, C. M. MERRIHUE, R. O. PEPIN, and J. H. REYNOLDS, Geochim. Cosmochim. Acta 26, 231 [1962].

³ J. H. REYNOLDS, J. Geophys. Res. 68, 2939 [1963].

⁴ C. M. MERRIHUE, J. Geophys. Res. 68, 325 [1963].

⁵ R. O. PEPIN, in The Origin and Evolution of Atmospheres

and Oceans (P. J. BRANCAZIO and A. G. W. CAMERON ed.), J. Wiley and Sons, New York 1964, p. 191.

⁶ W. B. CLARKE and H. G. THODE, in Isotopic and Cosmic Chemistry, dedicated to H. C. UREY (H. CRAIG, S. L. MILLER, and G. J. WASSERBURG ed.), North Holland Publ. Co., Amsterdam 1964, p. 471.

⁷ M. W. ROWE and P. K. KURODA, J. Geophys. Res. 70, 709 [1965].