

wänden reflektierten Strahlung und des größeren Volumens auch der wesentlich größere Abstand der Elektroden auswirken müßte.

Sieht man die Kanäle bzw. die Lawinen als die verantwortlichen Strahler an, so ist qualitativ einzusehen, daß bei geringen Drücken (geringe Zahl an Ladungsträgern) die Strahlungsintensität schwach, bei höheren Drücken aber zusätzlich die Absorption im Gas (Empfänger) größer ist, so daß die Amplituden des 1. und 2. Vorläufers — wie beobachtet — mit wachsendem Druck ein Maximum durchlaufen sollten (im Gegensatz zum 3. Vorläufer, vgl. Abb. 5).

Die Ergebnisse der Messungen mit den UV-durchlässigen Fenstern lassen darauf schließen, daß der 1. Vorläufer hauptsächlich durch Strahlung oberhalb 1700 Å, der 2. Vorläufer hauptsächlich durch Strahlung unterhalb 1250 Å hervorgerufen werden. Das Auftreten des 2. Vorläufers im Seitenrohr und die geringere x -Abhängigkeit des 2. Vorläufers relativ zum 3. lassen wie beim 1. auch für den 2. Vorläufer die Mitwirkung einer Strahlungsdiffusion vermuten.

Herrn Prof. Dr.-Ing. H. SCHARDIN und Herrn Dr. H. REICHENBACH danke ich für die gewährte Unterstützung, Herrn cand. phys. I. HERTEL für die Mithilfe bei den Messungen.

Untersuchungen über die statistischen Schwankungen der infraroten Strahlung einer Hochdruck-Hochstrom-Argonentladung

Teil II: Eigenschaften des Hochdruck-Hochstrom-Argonbogens sowie Berechnung und Messung der statistischen Strahlungsschwankungen*

W. GUBLER und M. J. O. STRUTT

Institut für höhere Elektrotechnik der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich

(Z. Naturforsch. 20 a, 1156—1169 [1965]; eingegangen am 29. Mai 1965)

An argon discharge at high pressure (up to 20 atmosph.) and large dc current is described. This discharge is used in the investigation of spontaneous fluctuations of photon radiation. Electron and ion densities are calculated as functions of pressure and temperature from which the continuous emission and absorption coefficients are determined. By comparing the calculated emission with the measured distribution of the infrared spectral radiation intensity in a disk of plasma, which is 0,2 mm in front of the cathode, the radial temperature distribution in the disk is determined. The temperature in the arc axis was found to be independent of the gas pressure and must be higher than 28 000 °K. Investigations on electrical conductivity confirm the temperature distributions. Finally, the statistical radiation fluctuations can be calculated by means of the equations given in Part I and are compared with the experimental results. The infrared detector used for all these measurements is also described in Part I. A satisfactory coincidence between calculated and measured values was found.

1. Allgemeines.

Konstruktiver Aufbau des Bogenentladungs-Systems

Die Tatsache, daß im freibrennenden Hochstrom-Argonbogen mit relativ kleiner Leistung ein thermisches Plasma sehr hoher Temperatur vorliegt, war der Grund dafür, diesen Entladungstyp zur Untersuchung des Photonenrauschens zu wählen. Um die hierzu notwendige optische Dicke im Plasma zu erreichen, wurde die Entladung unter Argondruck bis zu 20 at betrieben. Nach¹ und² wurden beim

200 A-Argonbogen unter Atmosphärendruck und bei einem Elektrodenabstand von einigen Millimetern Maximaltemperaturen von 20 000—25 000 °K unmittelbar vor der Kathodenspitze festgestellt. Die Bestimmung der Temperaturverteilung erfolgte in den genannten Arbeiten spektroskopisch durch Messung der Linienintensitäten, während hier das Argonkontinuum im infraroten Spektralbereich ausgewertet wird. Daß die auf Grund des Kontinuums bestimmten Temperaturen noch etwas höher liegen (max. ca. 28 000 °K), liegt wohl nicht an der Meßmethode selbst, als vielmehr daran, daß bei dem in

* Teil I: W. GUBLER u. M. J. O. STRUTT, Z. Naturforsch. 20 a, 1011 [1965].

¹ G. BUSZ u. W. FINKELNBURG, Z. Phys. 138, 212 [1954].

² H. N. OLSEN, Phys. Fluids 2, 614 [1959].



dieser Arbeit zugrunde gelegten sehr kleinen Elektrodenabstand die Leistungskonzentration im Plasma größer, und damit auch die Temperatur größer ist. Der eingestellte Elektrodenabstand betrug stets ca. 0,8 mm, die Stromstärke 200 A Gleichstrom, die Brennspannung je nach Argondruck ca. 11–14 V und die der Entladung selbst zugeführte elektrische Leistung 2–3 kW. Es scheint, daß für das Auftreten der genannten hohen Temperaturen im Bogen das sehr geringe Wärmeleitvermögen im Plasma, hauptsächlich in den Randgebieten, verantwortlich ist. Temperaturen dieser Größenordnung (bis max. 50 000 °K) wurden bisher nur bei künstlich eingeschränkten Bögen wesentlich höherer Leistung beobachtet³. Die Elektrodensysteme sind schematisch in Abb. 1 dargestellt. Die Kathode besteht aus einem Wolframstab von 5 mm Ø und ist so gekühlt, daß ihre Spitze nicht merklich verdampft. Diese befindet

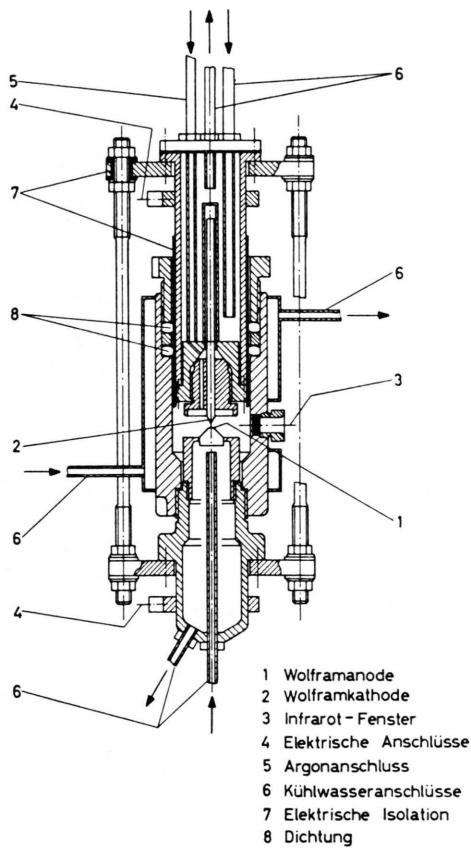


Abb. 1. Schnittbild des Entladungssystems.

³ F. BURHORN, H. MAECKER u. TH. PETERS, Z. Phys. 131, 28 [1951].

sich auf Weißglut und ist damit zur Elektronenemission befähigt. Auf der Anode, bestehend aus einer eingesetzten Wolframkalotte, setzt der Bogen diffus an. Da durch die sehr kleine Bogenlänge die anodische Stromdichte und die Temperatur vor der Anode hoch sind, muß ebenfalls eine intensive Kühlung gewährleistet sein. Wegen der äußerst strahlungsintensiven Entladung hauptsächlich bei hohen Drücken muß auch der den Entladungsraum umgebende Druckzylinder wassergekühlt sein. In diesem Zylinder sind zwei Fenster eingebaut, das eine bestehend aus dem IR-durchlässigen Material Irtran-1 (Transmissionskoeffizient s. Abb. 6 in Teil I) von 3 mm Dicke, welches selbst bei hohen Temperaturen vorzügliche mechanische Eigenschaften aufweist, und das andere aus Quarz von mehreren Millimetern Dicke, das der steten Beobachtung der Entladung dient. Die beiden Elektrodensysteme sind als Teile einer Stopfbüchse ausgebildet und somit kontinuierlich gegeneinander verschiebbar. In bezug auf die geometrische Form und das Material der Elektroden sowie der Einbausysteme hat sich nach vielen Versuchen die vorliegende Anordnung am besten bewährt. Der Elektrodenabstand mußte sehr klein gehalten werden, und zwar deshalb, weil sich bei größerem Abstand und bei größeren Drücken die Ansatzstelle des Bogens ständig ändert, also keine stabilen Meßbedingungen vorhanden wären.

2. Teildichten als Funktion von Druck und Temperatur

Um, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, die Strahlung des Plasmas und damit deren statistischen Schwankungen berechnen zu können, müssen die Elektronen- und Ionendichte in Abhängigkeit von Temperatur und Druck bekannt sein. Ist das Gas im thermischen Gleichgewicht, d. h. sind in einem Volumenelement des Gases die Elektronen-, Ionen- und Gastemperatur annähernd gleich, so erhält man aus dem System von SAHA-Gleichungen, der Gasgleichung und der Beziehung für die Ladungsneutralität die gesuchten Teildichten. Die Existenz des thermischen Gleichgewichts läßt sich für diesen Entladungstyp beweisen¹. Die SAHA-Gleichung für die Dichte r -fach ionisierter Atome lautet^{4, 5}:

⁴ A. UNSÖLD, Physik der Sternatmosphären, Springer-Verlag, Berlin 1955.

⁵ P. SCHULZ, Ann. Phys. 1, 95 [1947].

$$\frac{N^{(r)}}{N^{(r-1)}} N_e = \frac{u_r}{u_{r-1}} 2 \frac{(2 \pi m_e)^{3/2} (kT)^{3/2}}{h^3} \cdot \exp\left[-\frac{e}{kT} (U_{i,r} - \Delta U_i)\right]. \quad (1)$$

Es sind: $N^{(r)}$, $N^{(r-1)}$ die Ionendichten, N_e die Elektronendichte, u_r , u_{r-1} die entsprechenden Zustandssummen, $U_{i,r}$ die Ionisierungsspannung des r -fach ionisierten Atoms, T die absolute Temperatur, m_e die Elektronenmasse, h die PLANCKSche Konstante und k die BOLTZMANNsche Konstante (alle Größen in cgs-Einheiten).

Bei großen Elektronendichten bewirken die Mikrofelder der Ladungsträger nach ⁶ eine Verkleinerung der Ionisierungsspannung gegenüber der des ungestörten Atoms um

$$\Delta U_i = 0,67 \cdot 10^{-6} (N_e)^{1/3} + 0,37 \cdot 10^{-7} \left(\frac{N_e}{T}\right)^{1/2}, \quad (2)$$

Setzt man N_e in cm^{-3} und T in $^\circ\text{K}$ ein, so ergibt sich ΔU_i in Volt.

Die Zustandssummen und Ionisierungsspannungen der drei ersten Ionisationsstufen, welche hier von Interesse sind, betragen:

$$\begin{aligned} u_0 &= 1; \\ u_1 &= 6; \quad U_{i,1} = 15,75 \text{ V}; \\ u_2 &= 9; \quad U_{i,2} = 27,62 \text{ V}; \\ u_3 &= 4; \quad U_{i,3} = 40,9 \text{ V}. \end{aligned}$$

Mit der Gasgleichung

$$p = (N_e + N_0 + \sum_r N^{(r)}) k T \quad (3)$$

(p = Gasdruck)

und der Neutralitätsgleichung

$$N_e = \sum_r r N^{(r)}, \quad (4)$$

welche für das Plasma der Bogenentladung als gültig vorausgesetzt werden kann ⁷, ist es dann zusammen mit den Gleichungen nach (1) möglich, N_0 , N_e , N_A^+ , N_A^{++} usw. (entsprechend $r=1, 2$, usw.) als Funktion von p und T anzugeben. Für $p=1$ at ist das Ergebnis in Abb. 2 dargestellt.

3. Berechnung der Koeffizienten der kontinuierlichen Strahlungs-Emission und -Absorption

Die kontinuierliche Strahlung des Plasmas setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: Dem Elektronen-

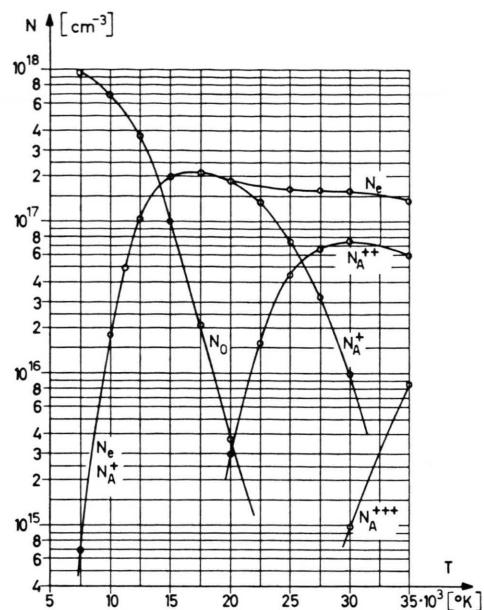


Abb. 2. Dichte der neutralen Atome (N_0), der Elektronen (N_e) sowie der ein- und mehrfach ionisierten Atome (N_A^+ , N_A^{++} , N_A^{+++}) im Argonplasma bei einem Druck von 1 at als Funktion der Temperatur.

bremskontinuum und der Rekombinationsstrahlung. Bewegt sich ein Elektron ungleichförmig im Feld eines positiven Ions der Ladung $Z_i e$, so wird ein Strahlungsimpuls abgegeben entsprechend der Differenzenergie zwischen dem freien Anfangszustand und dem freien Endzustand des Elektrons. Da ein freies Elektron unendlich viele Energiezustände einnehmen kann, ergibt die Überlagerung aller dieser Strahlungsimpulse ein kontinuierliches Spektrum, das Elektronenbremskontinuum. Rekombiniert andererseits ein freies Elektron mit einem positiv geladenen Ion, so wird sowohl die diskrete Bindungsenergie als auch die vom Elektron mitgeführte kinetische Energie als Strahlung abgegeben. Als Folge davon wird ein diskret kontinuierliches Strahlungsspektrum erhalten.

Das Gesamtkontinuum für ein Edelgas, welches im Termschema der Energie eine relativ dichte Termfolge von der Ionisierungsgrenze bis zur Energie $h \nu_g$ (ν_g = Grenzstrahlungsfrequenz) aufweist, ergibt dann für $\nu \geq \nu_g$ (vgl. ⁸⁻¹¹)

⁶ G. ECKER u. W. WEIZEL, Ann. Phys. Leipzig **17**, 126 [1956].

⁷ W. FINKELNBURG u. H. MAECKER, Elektrische Bögen und thermisches Plasma, Handbuch der Physik, Bd. XXII, Gasentladungen II, Springer-Verlag, Berlin 1956.

⁸ H. A. KRAMERS, Phil. Mag. **46**, 836 [1923].

⁹ W. FINKELNBURG u. TH. PETERS, Kontinuierliche Spektren, Handbuch der Physik, Bd. XXVIII, Spektroskopie II, Springer-Verlag, Berlin 1957.

¹⁰ W. FINKELNBURG, Kontinuierliche Spektren, Springer-Verlag, Berlin 1938.

¹¹ A. UNSÖLD, Ann. Phys. Leipzig **33**, 607 [1938].

$$\varepsilon_\nu = \frac{32 \pi^2 e^6}{3 \sqrt{3} c^3 (2 \pi m_e)^{3/2}} \frac{N_e \sum_i N_i Z_i^2}{(k T)^{1/2}} \cdot \exp \left[\frac{h(\nu_g - \nu)}{k T} \right] \quad (5)$$

(alle Größen im cgs-Maßsystem).

ε_ν ist der kontinuierliche Emissionskoeffizient, d. h. die von der Volumeneinheit in die Einheit des Raumwinkels beliebiger Richtung emittierte Strahlungsenergie pro Zeit- und Frequenzbereich-Einheit, N_i die Ionendichte, Z_i die Ionenladungszahl, ν die Strahlungsfrequenz und c die Lichtgeschwindigkeit.

Für $\nu < \nu_g$ ist ε_ν unabhängig von der Frequenz, nämlich

$$\varepsilon_\nu = \frac{32 \pi^2 e^6}{3 \sqrt{3} c^3 (2 \pi m_e)^{3/2}} \frac{N_e}{(k T)^{1/2}} \sum_i N_i Z_i^2. \quad (5a)$$

Für Argon ist $h \nu_g \approx 4,2$ eV, und damit $\nu_g \approx 1 \cdot 10^{15}$ s⁻¹ resp. $\lambda_g = c/\nu_g \approx 0,3$ μm. Für Wellenlängen größer als ca. 0,3 μ ist die Intensität des kontinuierlichen Argonspektrums konstant, während sie für kleinere Wellenlängen exponentiell abnimmt.

Bei mehrfacher Ionisation geht Gl. (5a) über in

$$\begin{aligned} \varepsilon_\nu &= 2 \cdot 10^{-57} \frac{N_e}{(k T)^{1/2}} (N_A^+ + 4 N_A^{++} + 9 N_A^{+++} + \dots) \\ &= \varepsilon_\nu^+ + \varepsilon_\nu^{++} + \varepsilon_\nu^{+++} + \dots \end{aligned} \quad (5b)$$

Dabei ergibt sich ε_ν in Joule/(cm³ sterad), wenn N_e , N_A^+, \dots in cm⁻³ und $k T$ in Joule eingesetzt wird, wobei $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Ws (°K)⁻¹ ist. – Entnimmt man die Teildichten aus Abb. 2, so lässt sich $\varepsilon_\nu(T)$ für $p=1$ at berechnen (Abb. 3).

Die Extrema von ε_ν , wie sie oberhalb ca. 15 000 °K auftreten, sollen für die Bestimmung der Tem-

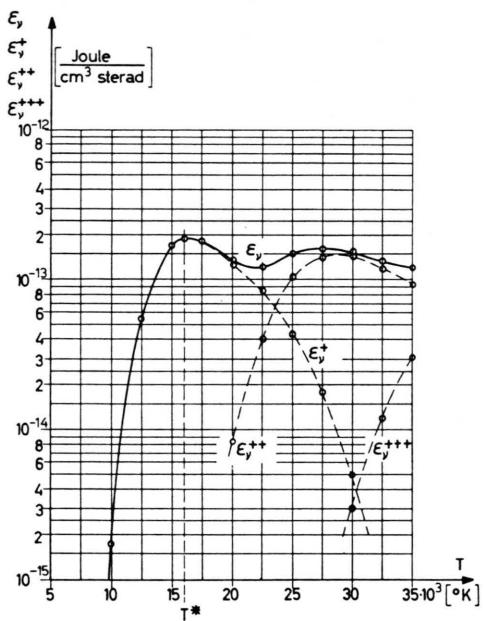


Abb. 3. Emissionskoeffizienten der kontinuierlichen Strahlung des Argonplasmas als Funktion der Temperatur, bei einem Gasdruck von 1 at.

peraturverteilung (s. folgenden Abschnitt) als Fixpunkte benutzt werden, während für $T < T^*$ (siehe Abb. 3) direkt ε_ν bezogen auf $\varepsilon_\nu(T^*)$ maßgebend sein soll. T^* lässt sich aus $\partial \varepsilon_\nu / \partial T = 0$ berechnen und führt, da nur einfache Ionisation auftritt, auf die Bestimmungsgleichung

$$p = k_1 \left(\frac{25}{4} \right) \frac{(k T^*)^{5/2} \{ 1 + \frac{4}{5} [e(U_{i,1} - \Delta U_i)/(k T^*)] \}}{[e(U_{i,1} - \Delta U_i)/(k T^*)]^2 \exp [e(U_{i,1} - \Delta U_i)/(k T^*)]}, \quad (6)$$

mit der Konstanten k_1 aus Gl. (1) :

$$k_1 = 12 \cdot (2 \pi m_e)^{3/2} / h^3. \quad (7)$$

Die Größen in Gl. (6) und (7) sind ebenfalls in cgs-Einheiten einzusetzen. Bei Atmosphärendruck wird $T^* = 15\,900$ °K. Schließlich erhält man aus dem KIRCHHOFFSchen Gesetz den effektiven Absorptionskoeffizienten

$$\alpha_\nu' = \varepsilon_\nu / B_\nu. \quad (8)$$

B_ν ist die spektrale Strahlungsdichte des schwarzen Körpers nach PLANCK:

$$B_\nu = \frac{2 h \nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(x) - 1}, \quad (9)$$

$$x = h \nu / (k T).$$

Für $\nu < \nu_g$ wird dann α_ν' unter Benützung von Gl. (5a),

$$\begin{aligned} \alpha_\nu' &= k_2 \frac{c^2}{2 h} \frac{N_e}{(k T)^{1/2}} \frac{1}{\nu^3} (\exp x - 1) \\ &\quad \cdot (N_A^+ + 4 N_A^{++} + 9 N_A^{+++} + \dots), \end{aligned} \quad (8a)$$

$$k_2 = \frac{32 \pi^2 e^6}{3 \sqrt{3} c^3 (2 \pi m_e)^{3/2}}.$$

Der Absorptionskoeffizient

$$\alpha_\nu = \alpha_\nu' / [1 - \exp(-x)] \quad (10)$$

beträgt dann

$$\begin{aligned} \alpha_\nu &= k_2 \frac{c^2}{2 h} \frac{N_e}{(k T)^{1/2}} \frac{1}{\nu^3} \exp x \\ &\quad \cdot (N_A^+ + 4 N_A^{++} + 9 N_A^{+++} + \dots). \end{aligned} \quad (10a)$$

Im Gegensatz zu ε_ν sind α'_ν und α_ν im gesamten Spektralbereich von der Frequenz ν abhängig. Im Bereich der Gültigkeit des RAYLEIGH-JEANSSENEN Strahlungsgesetzes, d. h. wenn $x = h\nu/(kT) \ll 1$ ist, wird

$$\alpha'_\nu \sim 1/\nu^2, \quad \alpha_\nu \sim 1/\nu^3.$$

Für Plasmatemperaturen der Größenordnung 10^4 °K ist die Bedingung $x \ll 1$ im infraroten Spektralbereich weitgehend erfüllt; α'_ν und α_ν wachsen empfindlich mit zunehmender Wellenlänge an.

Nach (8 a) und (10 a) sind α'_ν und α_ν proportional der Elektronen- und Ionendichte, welche ihrerseits vom Gasdruck abhängen. Somit sind auch α'_ν und α_ν druckabhängig, wobei als Näherung gilt:

$$\begin{aligned} \alpha'_\nu, \alpha_\nu &\sim p \quad \text{für } T < \text{ca. } 15\,000 \text{ °K}, \\ \alpha'_\nu, \alpha_\nu &\sim p^2 \quad \text{für } T > \text{ca. } 15\,000 \text{ °K}. \end{aligned}$$

In Abb. 4 und 5 sind diese Größen als Funktion der Temperatur, mit dem Druck als Parameter, und bei der Mittelwellenlänge eines bestimmten Filters berechnet worden. Dieses Filter wird für die in den folgenden Abschnitten beschriebenen Messungen benutzt.

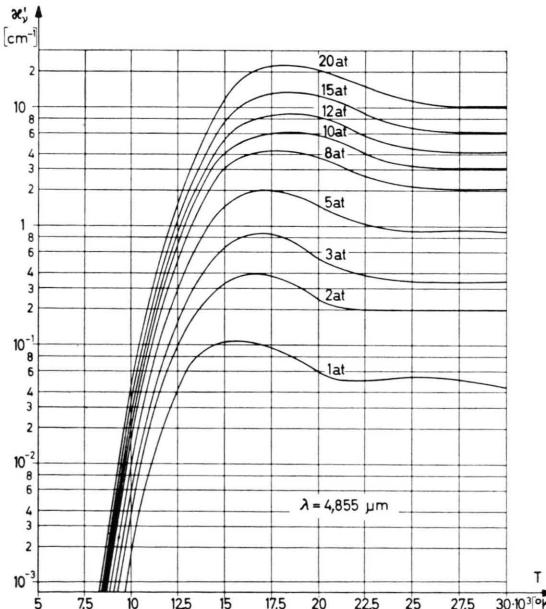


Abb. 4. Effektiver Absorptionskoeffizient α'_ν des Argonplasmas für die Wellenlänge $\lambda_0 = 4,85 \mu\text{m}$ als Funktion der Temperatur für verschiedene Drücke berechnet.

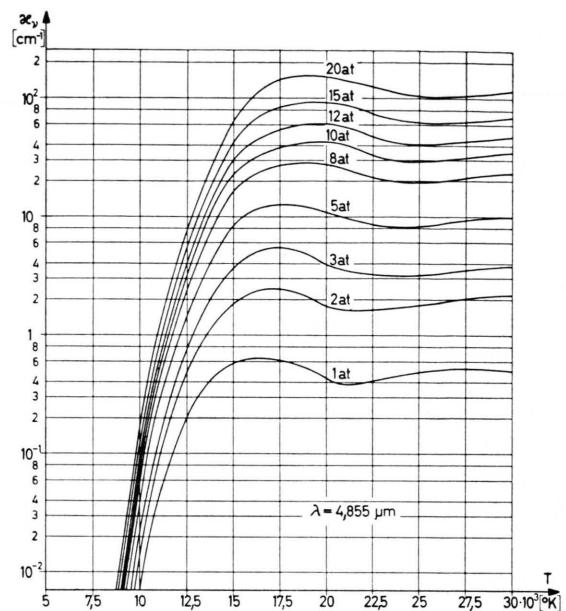


Abb. 5. Wie Abb. 4, jedoch Absorptionskoeffizient α_ν .

4. Messung der Querverteilung der spektralen Strahlungsdichte und daraus Bestimmung der Temperaturverteilung bei verschiedenen Gasdrücken

Da nun die Absorptionskoeffizienten nach Abb. 4 und 5 gegeben sind, kann die Temperaturverteilung in einer inhomogenen, jedoch rotationssymmetrischen Plasmascheibe, welche senkrecht zur Bogenachse liegt, bestimmt werden. Die Kontinuumsintensität n hintereinander liegender Volumenelemente wurde in Abb. 1, Teil I, angegeben. Sie beträgt

$$p_\nu(y) = \sum_{k=1}^n [p_{\nu,k} \exp(-\sum_{i=k+1}^n \alpha'_{\nu,i} l_i)] \quad (11)$$

$$\text{mit } p_{\nu,k} = B_{\nu,k} [1 - \exp(-\alpha'_{\nu,k} l_k)]. \quad (12)$$

Sind die Volumenelemente optisch dünn, ist also $\alpha'_{\nu,i} l_i \ll 1$ und $\alpha'_{\nu,k} l_k \ll 1$, so folgt für die spektrale Strahlungsdichte

$$p_\nu(y) = \sum_{k=1}^n l_k \alpha'_{\nu,k} B_{\nu,k} = \sum_{k=1}^n l_k \varepsilon_{\nu,k}. \quad (13)$$

Nach Abb. 6 kann l_k durch y, r und dr ausgedrückt werden, so daß Gl. (13) übergeht in

$$p_\nu(y) = 2 \int_0^\infty \frac{\varepsilon_\nu(r) r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr. \quad (13a)$$

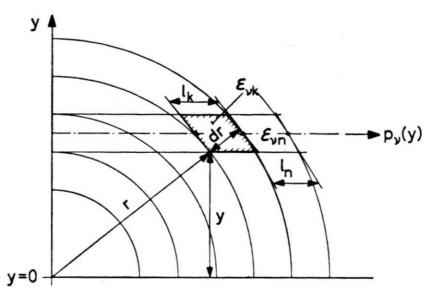


Abb. 6. Strahlung einer rotationssymmetrischen Plasmascheibe.

Dies ist die ABELSCHE Integralgleichung, welche die Beziehung gibt zwischen der meßbaren Querverteilung $p_v(y)$ und der gesuchten Verteilung der Volumenstrahldichte $\varepsilon_v(r)$. In ¹² ist ein Verfahren zur Lösung von (13 a) angegeben.

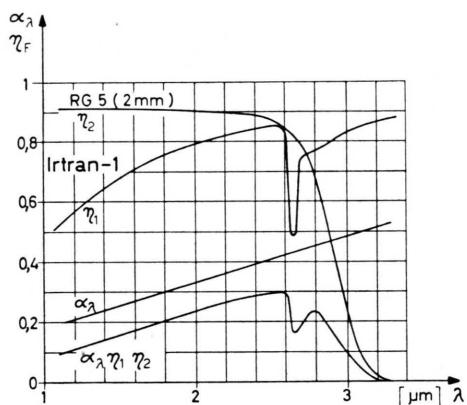


Abb. 7. Filtertransmissionskurven η_F sowie spektrale Abhängigkeit der Quantenausbeute α_λ des gekühlten In-Sb-Detektors.

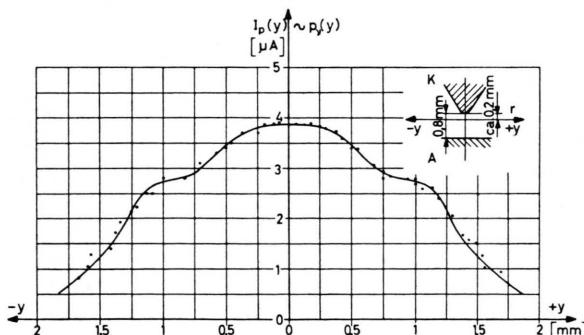


Abb. 8. Gemessene Querverteilung der Strahlungsdichte $p_v(y)$ bei Atmosphärendruck und mit Verwendung des Schottfilters Typ RG 5.

¹² W. NEUMANN, Beitr. Plasmaphysik 2, 80 [1962].

Der zur Strahlungsdichte proportionale Detektorstrom in Abhängigkeit vom Abstand y von der Bogenachse ist in Abb. 8 dargestellt. Die Strahlung wurde in einer Ebene quer zur Bogenachse ca. 0,2 mm vor der Kathode gemessen. Die Entladung (mit 200 A Gleichstrom aus Akkumulator gespeist) wurde mit Al-Spiegeln ca. 6-mal linear vergrößert auf den Detektor abgebildet. Die empfindliche Detektorfläche beträgt $\frac{1}{3} \times \frac{1}{3} \text{ mm}^2$. Der von der InSb-Photodiode empfangene Spektralbereich der Strahlung ist aus Abb. 7 ersichtlich. η_1 ist die Durchlässigkeit des Infrarot-Fensters (Kodak, Itran-1), eingebaut im Druckzylinder des Entladungssystems nach Abb. 1, η_2 eines Filters (Schott, RG 5), welches die Strahlung nach langen Wellen zu begrenzt. Da Gl. (13) in diesem Wellenlängenbereich mit guter Näherung gültig ist, konnte $\varepsilon_v(r)$ nach dem oben erwähnten Umrechnungsverfahren ermittelt werden (Abb. 9). Durch Vergleich von $\varepsilon_v(T)$ nach Abb. 3

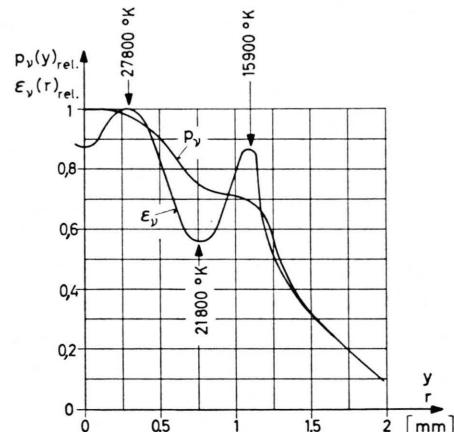


Abb. 9. $p_v(y)$ nach Abb. 8 und der daraus als Funktion des Bogenradius berechnete Emissionskoeffizient $\varepsilon_v(r)$, beide relativ aufgetragen ($p = 1 \text{ at}$).

und $\varepsilon_v(r)$ nach Abb. 9 erhält man schließlich die Temperaturverteilung $T(r)$ nach Abb. 10. Dabei sind die Extrema von Abb. 3 und 9 als Stützwerte beigezogen worden, während für die Randgebiete niedriger Temperatur die relativen Intensitäten [bezogen auf $\varepsilon_v(T^* = 15\,000 \text{ }^\circ\text{K})$] benutzt wurden. Es zeigt sich, daß für die Extrempunkte die Verhältnisse der Emissionskoeffizienten untereinander bei der Messung und Rechnung nicht miteinander übereinstimmen. Die Gründe dafür dürften die folgenden sein:

1. Die Intensitätsverteilung nach Abb. 8 zeigt eine gewisse Streuung. Im Abstand ca. 1 mm von der

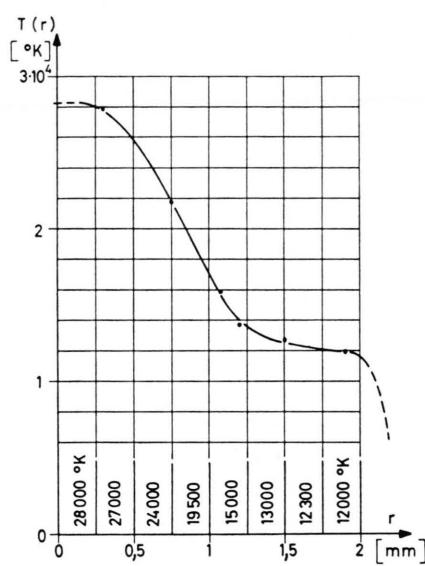


Abb. 10. Temperaturverteilung in der betrachteten Plasmascheibe (ca. 0,2 mm vor der Kathode) des stationären 200 A Argonlichtbogens von 1 at Druck (Elektrodenabstand 0,8 mm).

Bogenachse weist die Meßkurve eine markante Einsattelung auf. Bei der beschriebenen Umrechnung von $p_\nu(y)$ auf $\varepsilon_\nu(r)$ geht dp_ν/dy in die Rechnung ein und kann damit ebenfalls in gewissen Grenzen variieren. Damit ändert sich, wie man zeigen kann, der Betrag ε_ν relativ stark, während die Extrempunkte ihre Lage in bezug auf die y -Achse nur wenig ändern.

2. Die Absorption, hauptsächlich im Gebiet der hohen Temperaturen, ist im Wellenlängenbereich von Abb. 7 noch nicht genügend klein. Gl. (13) ist dann nur für die äußeren Plasmaschichten exakt gültig, für welche die Absorptionskoeffizienten klein sind. Insbesondere wird die Achsentemperatur nicht genau zu bestimmen sein. Bezieht man z. B. den Emissionskoeffizienten der Achse auf den Wert des Maximums bei der Temperatur $T = 27\,800\text{ }^\circ\text{K}$ für $r = 0,3\text{ mm}$, so erhält man für die Achsentemperatur $T = 31\,000\text{ }^\circ\text{K}$. Die wirkliche Temperatur wird also zwischen $28\,000\text{ }^\circ\text{K}$ und diesem Wert liegen.

Für Drücke größer als 1 at ist das hier angewandte Verfahren zur Temperaturbestimmung infolge zunehmender Strahlungsabsorption im Plasma nicht mehr zulässig. Man muß in diesem Falle so vorgehen, daß man aus der bei einem bestimmten Druck absolut gemessenen Intensitätsverteilung schrittweise von außen her gegen die Bogenachse zu die Temperaturen der einzelnen Volumenelemente

bestimmt. Dieses Verfahren wurde angewandt (s. unten).

Für die Proportionalität zwischen Photostrom im Detektor und spektraler Strahlungsdichte gilt unter Voraussetzung kleiner Raumwinkel Ω und kleiner Strahlerfläche A_s die Beziehung

$$I_p = (e/h) A_s \Omega \int_0^{\infty} \frac{\alpha_{\text{ges.}}(\nu)}{\nu} p_\nu d\nu. \quad (14)$$

Der Integrationsbereich wird eingeschränkt durch das Infrarot-Filter (Hersteller: Optical Coating Lab., Inc.) mit der Mittelwellenlänge $\lambda_0 = 4,85\text{ }\mu\text{m}$ (s. Teil I, Abb. 6) vor dem Detektor. Nimmt man nun p_ν über dem Durchlässigkeitsbereich dieses Filters als konstant an, so wird

$$I_p = \left[(e/h) A_s \Omega \int_0^{\infty} \frac{\alpha_{\text{ges.}}(\nu)}{\nu} d\nu \right] p_\nu. \quad (14\text{ a})$$

$\alpha_{\text{ges.}}(\nu)$ ist das Produkt aus der Quantenausbeute des Empfängers (Teil I, Abb. 6), den Transmissionskoeffizienten des IR-Filters und des IR-Fensters (Irtran-1) nach Abb. 6, Teil I, sowie der Reflexionsfaktoren dreier Spiegel (0,97). Für das Integral erhält man

$$\int_0^{\infty} \frac{\alpha_{\text{ges.}}(\nu)}{\nu} d\nu = \int_0^{\infty} \frac{\alpha_{\text{ges.}}(\lambda)}{\lambda} d\lambda = 68,0 \cdot 10^{-3}.$$

Die Entladung wurde 5,8-mal vergrößert, so daß die Strahlerfläche $A_s = 3,03 \cdot 10^{-5}\text{ cm}^2$ beträgt (effektive Detektorfläche $= 10,2 \cdot 10^{-4}\text{ cm}^2$). Bei der Messung der Querverteilung $p_\nu(y)$ für die Drücke $p = 1; 5; 10; 15\text{ at}$ nach Abb. 8, 11, 12, 13 betrug der Raumwinkel $\Omega = 3,4 \cdot 10^{-2}\text{ sterad}$. Somit ergibt Gl. (14 a)

$$I_p = 1,7 \cdot 10^7 p_\nu.$$

Dabei erhält man I_p in A, wenn p_ν in $\text{Ws}/(\text{cm}^2 \text{ sterad})$ eingesetzt wird. — Unterteilt man die bei 1 at betrachtete Plasmascheibe mit der Temperaturverteilung nach Abb. 10 in kreisförmige Ringe der Dicke $\Delta r = 0,25\text{ mm}$ und berechnet man daraus $p_\nu(y=0)$, so ergibt dies

$$p_\nu(y=0) = 43,7 \cdot 10^{-15} \text{ Ws}/(\text{cm}^2 \text{ sterad}).$$

I_p nach (14 a) wird dann gleich $0,75\text{ }\mu\text{A}$. Der Mittelwert aus mehreren Messungen ergab jedoch $0,85\text{ }\mu\text{A}$ und damit für (14 a) :

$$I_p = 1,95 \cdot 10^7 p_\nu. \quad (14\text{ b})$$

Der Unterschied zwischen dem gemessenen Wert (14 b) und dem berechneten Wert $I_p = 1,7 \cdot 10^7 p_\nu$ kann auf die verschiedenen Fehlerquellen der Berechnung zurückgeführt werden [z. B. p_ν in (14) aus dem Integral herausgezogen (was streng genommen nur bei einem sehr schmalen Spektralbereich zulässig wäre), sowie auf die Näherungen der Berechnung von p_ν auf Grund der erhaltenen Temperaturverteilung, und schließlich Meßfehler]. Die Querverteilung $p_\nu(y)$ für die verschiedenen Drücke gemessen, kann nun unter Benützung von (14 b) absolut angegeben werden (Abb. 11, 12, 13).

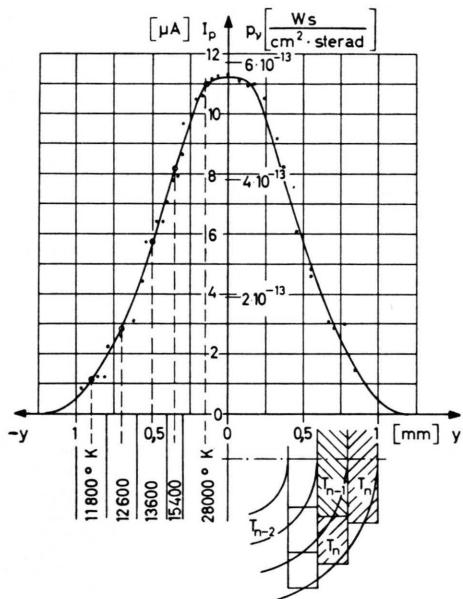


Abb. 11. Strahlungsdichte $p_\nu(y)$ bei $p = 15$ at Argondruck und $\lambda_0 = 4,85 \mu\text{m}$ gemessen, mit Angabe der daraus berechneten Temperaturverteilung.

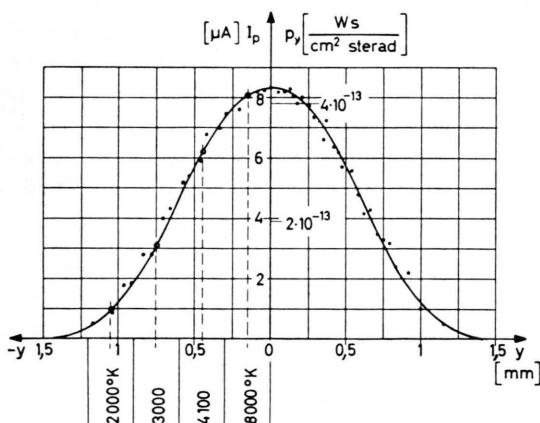


Abb. 12. Wie Abb. 11, mit $p = 10$ at.

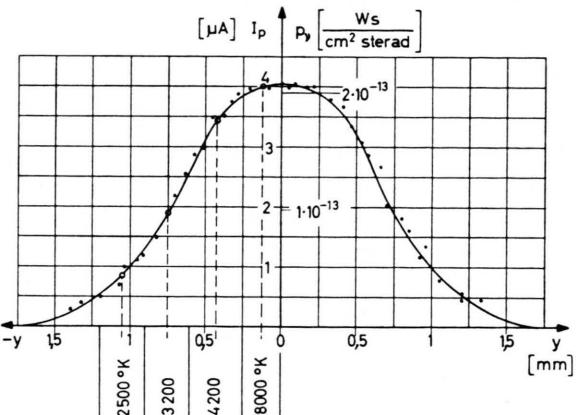


Abb. 13. Wie Abb. 11, mit $p = 5$ at.

Die Temperaturverteilung im Bogen mit bestimmtem Druck soll wie erwähnt auf folgende Weise ermittelt werden:

Auf der Kurve $p_\nu(y)$ werden Punkte in ungefähr gleichem Abstand angenommen. Für den von der Bogenachse entferntesten Punkt kann die Temperatur T_n (s. Abb. 11) unter Benützung der Absorptionskoeffizienten von Abb. 4 und 5 bestimmt werden. Ist T_n gegeben, so ist bei Verwendung des nächsten Kurvenpunktes T_{n-1} die einzige Unbekannte, usw. Die Bestimmungsgleichungen sind die Beziehungen (11) und (12). Da die Temperatur in B_ν , ν und ν' enthalten ist, wird diese am besten graphisch ermittelt. Die so erhaltenen Temperaturen sind in Abb. 11, 12, 13 unten eingetragen. Es zeigt sich, daß unter dem Einfluß höherer Drücke keine höheren Temperaturen zu erreichen sind. Was sich jedoch ändert, ist die Temperaturverteilung sowie die optische Dicke. PETERS¹³ hat in einem wasserstabilisierten Hochdruckbogen bei verschiedenen Drücken ebenfalls eine nahezu konstante Temperatur festgestellt.

Mit zunehmendem Druck kontrahiert die Entladung¹⁴ und die Strahlungsdichte steigt sowohl im infraroten als auch im sichtbaren Spektralbereich stark an. Das Verhältnis $p_\nu(p)/p_\nu(p=1 \text{ at})$ gemessen in der Bogenachse ($y=0$) zeigt Abb. 14.

Betrachtet man zunächst den Lichtbogen als homogenes Plasma mit geringer Selbstabsorption und relativ hoher Temperatur (vollständige Ionisation),

¹³ Th. PETERS, Z. Phys. 135, 573 [1953].

¹⁴ W. GUBLER, Messungen der spontanen Schwankungen der infraroten Strahlung einer Hochdruck-Hochstrom-Argonentladung, Dissertation ETH., Prom. Nr. 3678, Zürich 1965.

so ist nach dem vorhergehenden Abschnitt

$$\varepsilon_v \sim N_i N_e \sim p^2$$

und somit

$$p_v(p)/p_v(1 \text{ at}) = p^2.$$

Die Messung mit einer Germanium-Photodiode in Kombination mit einem Filter ($\lambda_0 = 1,5 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0,5 \mu\text{m}$) zeigt, daß man in Wirklichkeit diesem Idealfall doch recht nahe kommt. Dabei wurde, wie bei allen anderen Messungen, ungefähr die gleiche Stelle des Bogens betrachtet.

Ist andererseits die Temperatur relativ niedrig (kleiner Ionisationsgrad), so wird

$$\varepsilon_v \sim p \quad \text{und} \quad p_v(p)/p_v(1 \text{ at}) = p.$$

Schließlich wird bei großen Wellenlängen ($\lambda_0 = 4,85 \mu\text{m}$) und Drücken die Absorption in den Randbezirken des Bogens so groß, daß die emittierte Strahlungsleistung nicht mehr beliebig anwachsen kann; die Kurve verläuft flacher und nähert sich einem Grenzwert.

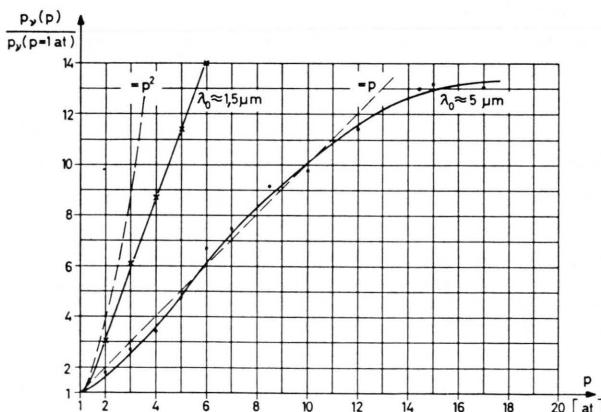


Abb. 14. Strahlungsdichte in der Bogenachse $p_v(y=0)$ bei zwei verschiedenen Wellenlängen, gemessen als Funktion des Druckes, bezogen auf den Wert für $p=1 \text{ at}$.

Betrachtet man nun wiederum die in Abb. 8 herausgegriffene Plasmascheibe, so muß für diese ebenfalls das OHMSche Gesetz in der Form

$$I = E 2 \pi \int_0^\infty \sigma(r) r dr \quad (15)$$

erfüllt sein. I ist die Entladungsstromstärke, E die elektrische Feldstärke und σ die elektrische Leitfähigkeit. σ soll im folgenden als Funktion von Druck

und Temperatur berechnet und damit das Integral in (15) für die Drücke 1; 5; 10; 15 at unter Berücksichtigung der oben bestimmten Temperaturverteilungen berechnet werden. Die Leitfähigkeit beträgt

$$\sigma = \frac{e^2}{\sqrt{3} m_e k T} \frac{N_e}{N_0 Q_0 + \sum_i N_i Q_i}. \quad (16)$$

Q_0 ist der Wirkungsquerschnitt des neutralen Atoms, Q_i der des i -fach ionisierten Atoms. Eine Abschätzung für diese Querschnitte kann gemacht werden, wenn man annimmt, daß die kinetische Energie eines Elektrons von gleicher Größenordnung wie seine potentielle Energie, bezogen auf das Ion mit der Ladung $Z_i e$, ist. Das Elektron erfährt in diesem Falle im COULOMB-Feld des Ions eine wesentliche Ablenkung⁴. Da schon für kleinen Ionisationsgrad

$$N_0 Q_0 \ll \sum_i N_i Q_i$$

ist, ergibt die Abschätzung für die elektrische Leitfähigkeit im cgs-Maßsystem

$$\sigma = \frac{3 \sqrt{3}}{4 \pi} \frac{(k T)^{3/2}}{(m_e)^{1/2} e^2} \frac{N_e}{\sum_i N_i Z_i^2}. \quad (17)$$

Eine genauere, von GROSDOVER¹⁵ stammende theoretische Ermittlung der Ionenquerschnitte ergibt

$$Q_i = \frac{\pi}{2} Z_i^2 \frac{e^4}{(k T)^2} \ln \left[\frac{3}{2} \frac{k T}{e^2 (N^+)^{1/3}} \right] \quad (18)$$

mit

$$\sigma = \frac{2}{\pi \sqrt{3}} \frac{(k T)^{3/2}}{(m_e)^{1/2} e^2} \frac{N_e}{\sum_i N_i Z_i^2} \frac{1}{\ln \left[\frac{3}{2} \frac{k T}{e^2 (N^+)^{1/3}} \right]}. \quad (19)$$

Die Leitfähigkeitsberechnungen von BUSZ und FINKELBURG¹ basieren auf dieser Theorie (s. Abb. 15, Kurve B). Neuere theoretische Arbeiten über die Plasmaleitfähigkeit stammen von SPITZER und Mitarbeiter^{16, 17}. Hierin wird auch die Wechselwirkung der Elektronen untereinander berücksichtigt, so daß die erhaltenen Resultate wohl als zuverlässig betrachtet werden können. Danach beträgt die Leitfähigkeit eines vollständig ionisierten Gases:

$$\sigma = \frac{4 \sqrt{2}}{\pi^{3/2}} \frac{(k T)^{3/2}}{(m_e)^{1/2} e^2} \cdot \frac{N_e}{\sum_i (N_i / \gamma_{E,i}) Z_i^2} \cdot \frac{1}{\ln \left\{ k T / [e^2 Z_{\text{eff.}} (N^+)^{1/3}] \right\}}. \quad (20)$$

¹⁵ S. D. GROSDOVER, Z. Soviet Phys. **12**, 164 [1937].

¹⁶ R. S. COHEN, L. SPITZER u. P. MC. R. ROUTLY, Phys. Rev. **80**, 230 [1950].

¹⁷ L. SPITZER u. R. HÄRM, Phys. Rev. **89**, 977 [1953].

Der sogenannte Transportfaktor $\gamma_{E,i}$ wurde in den genannten Arbeiten numerisch berechnet zu

$$\gamma_{E,i} = \begin{cases} 0,5816 & \text{für } Z_i = 1, \\ 0,6833 & \text{für } Z_i = 2. \end{cases}$$

Die so berechnete Temperatur- und Druckabhängigkeit der Leitfähigkeit zeigt Abb. 15. Nach derselben Theorie wurde diese auch von OLSEN² bei 1 at Druck (Kurve A in Abb. 15) rechnerisch bestimmt.

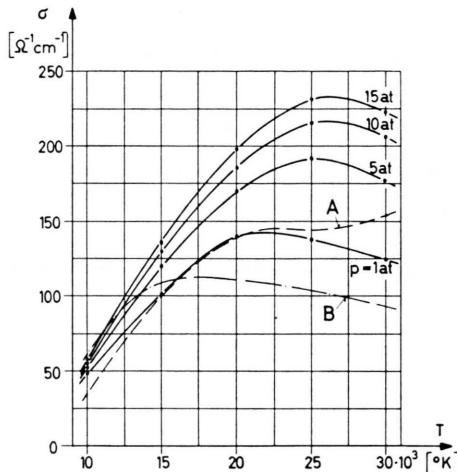


Abb. 15. Elektrische Leitfähigkeit des Argonplasmas als Funktion von Druck und Temperatur berechnet (ausgezogene Kurven). Kurve A nach², $p=1$ at, Kurve B nach¹ $p=1$ at.

Aus $\sigma(T)$ und der bekannten Temperaturverteilung $T(r)$ ergibt sich $\sigma(r)$. Der Integrand von (15) ist als Funktion des Bogenradius in Abb. 16 aufgetragen worden. Da die genaue Temperaturverteilung an den Randpartien des Bogens ($T < \text{ca. } 10\,000$ °K) auf Grund der Strahlungsmessungen schwierig zu bestimmen ist, ist dort auch der Verlauf $\sigma \cdot r$ nicht eindeutig. Für die Integrale, und damit für die Feldstärken wurde erhalten ($I = 200$ A):

p at	$\int_0^\infty \sigma r dr$ $\Omega^{-1} \text{ cm}$	E V/cm
1	2,0	16
5	0,91	35
10	0,66	48
15	0,48	66

Die Spannungsgradienten, wie sie in Abb. 17 experimentell bei Annahme eines konstanten Anoden- und Kathodenfalles bestimmt wurden, liegen durchweg tiefer als die berechneten Werte. Daß jedoch zumindest der Anodenfall bei veränderlichem Elek-

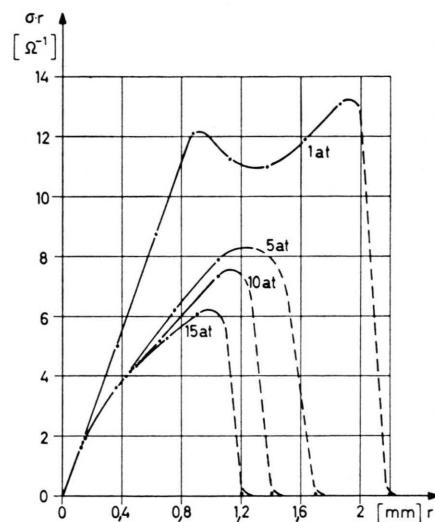


Abb. 16. $\sigma \cdot r$ als Funktion des Bogenradius für die in Abb. 8 angegebene Plasmascheibe.

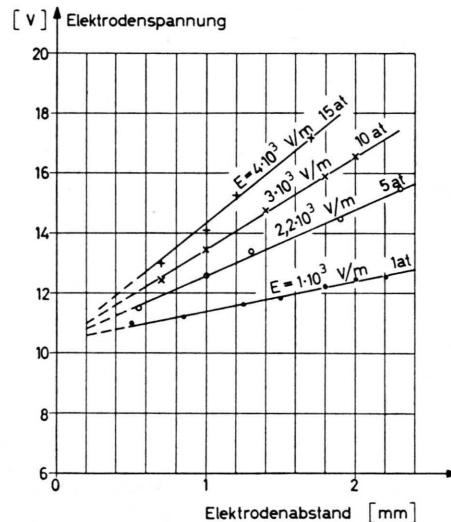


Abb. 17. Elektrodenspannung als Funktion des Elektrodenabstandes bei Gasdrücken von 1, 5, 10, 15 at und bei einem Gleichstrom $I = 200$ A gemessen.

trodenabstand nicht als konstant angenommen werden darf, zeigen die Messungen von BUSZ und FINKELNBURG¹⁸. Danach nimmt auf Grund umfangreicher Sondenmessungen am Hochstromargonbogen bei Atmosphärendruck der Anodenfall mit zunehmender Bogenlänge ebenfalls zu. Die Feldstärke läßt sich somit nicht aus der Änderung der Bogen-

¹⁸ G. BUSZ-PEUCKERT u. W. FINKELNBURG, Z. Phys. **140**, 540 [1955].

spannung bestimmen. Bei 1 mm langen Bogen erhalten die genannten Autoren eine Säulenfeldstärke von 15 V/cm, also in recht guter Übereinstimmung mit dem oben erhaltenen Ergebnis. Im weiteren ist auffallend, daß für alle betrachteten Drücke das Verhältnis von berechneter zu gemessener Feldstärke konstant bleibt, daß also gilt

$$E_{\text{th}} = 1,6 \cdot E_{\text{gem}}. \quad (21)$$

Daraus schließt man, daß sich die Summe von Anoden- und Kathodenfall mit dem Druck überhaupt nicht oder jedenfalls nur sehr wenig ändert. Diese Schlußfolgerung ist außerdem aus Abb. 17 zu entnehmen, in welcher sich die Kurven auf der Spannungsachse (Elektrodenabstand Null) schneiden. Eine ähnliche Unstimmigkeit bei der Auswertung von Gl. (15) wurde am wasserstabilisierten Hochleistungsbogen festgestellt^{19, 20}. Zwischen der gemessenen Leitfähigkeit und der nach der Theorie von GOSDOVER¹⁵ berechneten Leitfähigkeit wurde folgende Beziehung gefunden:

$$\sigma_{\text{gem}} = \sigma_{\text{th}} / 0,55.$$

Die Ursache der schlechten Übereinstimmung liegt nach Ansicht der Autoren in der theoretischen Ermittlung des Ionenwirkungsquerschnittes $(Q_i)_{\text{th}}$. Das wirkliche Q_i müsse vielmehr

$$Q_i = 0,55 (Q_i)_{\text{th}}$$

betragen. Wären die aus Abb. 17 bestimmten Gradienten identisch mit den elektrischen Feldstärken, so ergäbe dies aus (21) für die Korrektur der Wirkungsquerschnitte bei allen betrachteten Drücken:

$$Q_i = 0,62 (Q_i)_{\text{th}}.$$

5. Die statistischen Strahlungsschwankungen der Argonentladung

Die von der Entladung (aus n homogenen Plasmeschichten bestehend) emittierte Strahlung im Bereich von ν bzw. λ wurde berechnet. Ebenso ist der Schwankungsfaktor μ_n' nach Gl. (14) in Teil I gegeben. In Wirklichkeit fällt jedoch nicht Strahlung nur einer Wellenlänge auf den Empfänger, sondern Strahlung innerhalb eines mehr oder weniger breiten Wellenlängenbereiches. Ist \bar{i}_{λ}^2 das mittlere Rauschstromquadrat am Ausgang des Detektors, hervorge-

¹⁹ H. MAECKER U. TH. PETERS, Z. Phys. Chem. **198**, 318 [1951].

²⁰ H. MAECKER, TH. PETERS U. H. SCHENK, Z. Phys. **140**, 119 [1955].

rufen durch p_{λ} , $I_{p, \lambda}$ der entsprechende Gleichstrom, so folgt wegen der Unabhängigkeit der Spektralbereiche untereinander

$$\bar{i}_{\Delta \lambda}^2 = \sum_{\lambda_1}^{\lambda_2} i_{\lambda}^2,$$

mit

$$\bar{i}_{\lambda}^2 d\lambda = 2 e I_{p, \lambda} d\lambda \{1 + \alpha_{\text{ges.}}(\lambda) [\mu_n'(\lambda) - 1]\} df.$$

Für den Ruhestrom gilt andererseits:

$$I_p = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_{p, \lambda} d\lambda = \frac{e}{h c} A_s \Omega \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda \bar{p}_{\lambda} \alpha_{\text{ges.}}(\lambda) d\lambda,$$

mit $\alpha_{\text{ges.}}(\lambda)$ wie in Gl. (14).

Für den definierten Schwankungsfaktor ergibt sich daher:

$$\gamma = \frac{\bar{i}_{\Delta \lambda}^2}{2 e I_p df} = 1 + \frac{\int_0^{\infty} \lambda \bar{p}_{\lambda} \alpha_{\text{ges.}}^2(\lambda) d\lambda}{\int_0^{\infty} \lambda \bar{p}_{\lambda} \alpha_{\text{ges.}}(\lambda) d\lambda}. \quad (22)$$

Diese Integration ist jedoch umständlich auszuführen, und zwar hauptsächlich wegen $\mu_n'(\lambda)$. Deshalb wird μ_n' nur für die Mittelwellenlänge $\lambda_0 = 4,85 \mu\text{m}$ berechnet und zusammen mit \bar{p}_{λ} innerhalb des vom Filter durchgelassenen Bereiches als unabhängig von λ betrachtet. Damit erhält man

$$\gamma \approx 1 + \bar{\alpha}_{\text{ges.}} (\mu_n' - 1), \quad (22 \text{ a})$$

$$\bar{\alpha}_{\text{ges.}} = \frac{\int_0^{\infty} \lambda (\alpha_{\text{ges.}})^2 d\lambda}{\int_0^{\infty} \lambda \alpha_{\text{ges.}} d\lambda} = 0,51.$$

γ wurde für $y = 0$, d. h. in der Bogenachse gemessen. Die Rauschstromspannung über der InSb-Photodiode wurde über einen Transformator an die Eingangsklemmen der Rauschmeßanlage übertragen. Das Rauschen des Detektors wird durch die Gleichung [s. Teil I, Gl. (22) bzw. (31 e)]

$$\bar{i}_w^2 / df = 2 e (I_0 + \gamma I_p) + 4 k T / R_{\text{p0}} \quad (23)$$

beschrieben. Hinzu kommt das Eigenrauschen der Verstärker, charakterisiert durch den äquivalenten Rauschwiderstand R_{d} . Bezieht man den Anzeigewert am Ausgang der Rauschmeßanlage \bar{u}_L^2 für I_0 , $I_p \neq 0$ auf den entsprechenden Wert $\bar{u}_{I=0}^2$ für I_0 , $I_p = 0$, so ergibt dies unter der Voraussetzung, daß die Diode wechselstrommäßig im Leerlauf betrie-

ben wird,

$$\frac{u_I^2}{u_{I=0}^2} = 1 + \left(\frac{e}{2k} \right) \left(\frac{R_{p0}^2}{T_0(R_a/u^2) + T R_{p0}} \right) (I_0 + \gamma I_p). \quad (24)$$

Die Temperaturen betragen $T_0 = 300^\circ\text{K}$, $T = 77^\circ\text{K}$.

Das Übersetzungsverhältnis \dot{u} des Transformators kann jedoch nicht beliebig vergrößert werden, um dadurch den Einfluß der Verstärker zu eliminieren. Wird nämlich \dot{u} erhöht, so wird auch die Windungskapazität der Sekundärseite des Transformatoren vergrößert und mit \dot{u}^2 auf die Primärseite übertragen. Die Impedanz auf der Primärseite ändert sich mit dem Übersetzungsverhältnis, so daß für dieses der Optimalwert bei Anpassung (für gegebenes R_{p0}) bestimmt werden muß. Die gestrichelte Gerade in Abb. 18 wurde erhalten bei Bestrahlung des Detektors mit einer Strahlungsquelle niederer Temperaturen ($\mu = \gamma = 1$). Das gemessene Rauschspannungsquadrat wurde, wie in (24), auf die Summe von thermischem Rauschen und Verstärkerrauschen bezogen. Die Kreise in Abb. 18 sind die an der Argonentladung von 200 A Gleichstrom und bei verschiedenen Drücken gemessenen Werte. Die Abbildungsgeometrie wurde bei diesen Messungen konstant gehalten. Der dem gesamten Spektrum entnommene Spektralbereich ($\lambda_0 = 4,85 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0,55 \mu\text{m}$) ist aus Abb. 6, Teil I, ersichtlich. Für $p = 1; 5; 10$ und 15 at ist γ nach (22 a) berechnet worden. Die Werte sind als Kreuze in die Figur eingetragen. Bringt man nun an Stelle des Randfilters mit $\lambda \approx 5 \mu\text{m}$ das Farbfilter RG 5 in den Strahlengang, so wird einerseits der Spektralbereich nach kürzeren Wellenlängen zu (etwa $2 \mu\text{m}$) verschoben, und andererseits die Gesamtquantenausbeute kleiner (Abb. 7). Nach der Theorie ist für $\gamma \approx 1$ zu erwarten, was durch die Messungen (Punkte in Abb. 18) recht gut bestätigt wird. Diese Messungen sind ebenfalls bei verschiedenen Drücken, jedoch mit kleineren Strahlungsraumwinkeln ausgeführt worden. Abb. 19 ist analog Abb. 18, jedoch bei größerer Frequenz f gemessen.

Nach (24) werden die Messungen um so genauer, je kleiner I_0 und R_a , und je größer R_{p0} und I_p sind. I_0 und R_{p0} sind durch den Detektor, R_a durch die Verstärker gegeben. Bei der hier verwendeten Diode macht das thermische Rauschen von R_{p0} bei $T = 77^\circ\text{K}$ einen wesentlichen Anteil vom Gesamtrauschen aus. Der Photostrom I_p ist bei konstanter Quantenausbeute durch die Strahlungsleistung bestimmt. Diese wird jedoch u. a. begrenzt durch die Durchlaßbreite

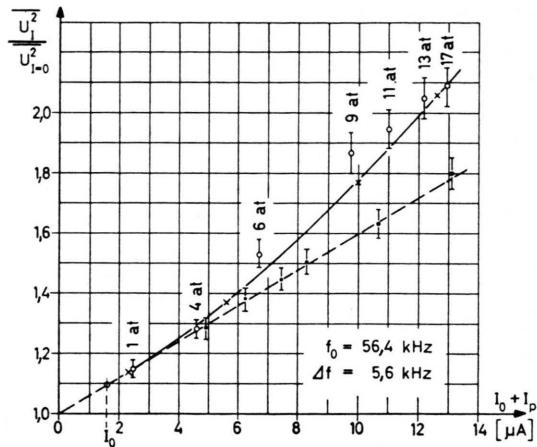


Abb. 18. Bezogenes Rauschspannungsquadrat, gemessen an einer Strahlungsquelle niederer Temperatur (gestrichelte Kurve) und in der Achse der Argonentladung (200 A) bei verschiedenen Drücken, a) mit Filter $\lambda_0 = 4,85 \mu\text{m}$ gemessen (Kreise) und berechnet (Kreuze), b) mit $\lambda_{\text{ges.}}(\lambda)$ nach Abb. 7, gemessen (Punkte).

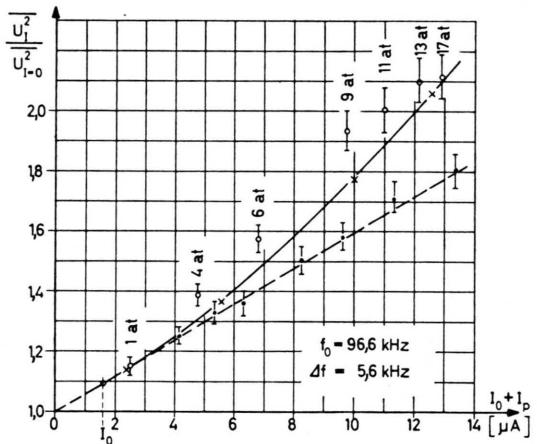


Abb. 19. Wie Abb. 18, jedoch bei $f = 96,6 \text{ kHz}$ gemessen.

des Infrarotfilters. Der Strahlungsraumwinkel kann infolge der Bildverzerrungen sowie der beschränkten Größe des Strahlungs-Austrittfensters nicht beliebig vergrößert werden.

Es ist wesentlich zu erwähnen, daß die Messung der Querverteilungen der spektralen Kontinuumsintensitäten nach Abb. 8, 11, 12, 13 sowie die oben beschriebenen Rauschmessungen gleichzeitig, also ohne die optische Abbildung zu verändern, ausgeführt wurde. Nur in diesem Falle können die gemessenen Schwankungsgrößen mit den berechneten verglichen werden.

Der bei 56,4 kHz gemessene Stromschwankungsfaktor γ sowie der berechnete Strahlungsschwankungsfaktor μ_n' sind in Abb. 20 als Funktion vom Gasdruck p dargestellt.

Betrachtet man, im Sinne eines Vergleichs, das Plasma als homogenes, schwarzstrahlendes Gas der Temperatur T_r , so wird

$$p_\nu = \bar{B}_\nu = \frac{2 h \nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(x_r) - 1}$$

mit

$$x_r = h \nu / (k T_r)$$

Die Strahlungstemperatur T_r bei der Wellenlänge $\lambda = 4,85 \mu\text{m}$ bzw. $\nu = 6,18 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ wurde aus den bekannten Werten für $p_\nu(y=0)$ berechnet, und daraus

$$\mu_r = \exp(x_r) / [\exp(x_r) - 1]$$

sowie

$$\gamma_r = 1 + \bar{\alpha}_{\text{ges.}} (\mu_r - 1)$$

bestimmt. Diese Größen sind ebenfalls in Abb. 20 in Abhängigkeit des Druckes aufgetragen.

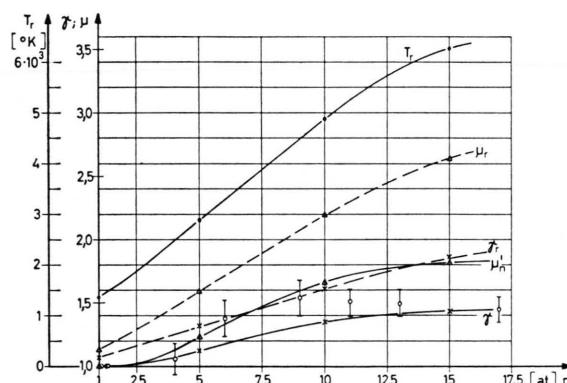


Abb. 20. μ_n' berechnet, γ berechnet (Kreuze) und gemessen (Kreise), T_r , μ_r , γ_r berechnet.

Die Messungen zeigen, daß die statistischen Schwankungen der thermischen Strahlung im wesentlichen mit den aus der BOSE-EINSTEIN-Statistik berechneten übereinstimmen. Hauptsächlich im Bereich hoher Drücke, wo auf Grund der Theorie ein gut meßbarer Entartungsfaktor zu erwarten ist, ist auch die Übereinstimmung gut. Andererseits kann auch eindeutig festgestellt werden, daß bei einer gegebenen Strahlungsquelle nicht nur aus der emittierten Strahlung allein auf deren Schwankungen geschlossen werden kann, daß vielmehr die Zusammensetzung des strahlenden Mediums sowie der Strahlungsmechanismus selbst entscheidend sind. Wird nämlich, wie dies oben ausgeführt, die austretende

und somit in bezug auf die Geometrie integrale Strahlung im Bereich bestimmter Wellenlängen mit der des schwarzen Körpers der Temperatur T_r verglichen, so wird μ_r und μ_n' im allgemeinen nicht gleich sein. Die Messungen bestätigen ebenfalls, daß dieser Vergleich nicht zulässig ist. Durch die hier angewandte Methode zur Messung von γ in zwei verschiedenen Spektralbereichen des Argonkontinuums, für welche im einen Falle $\gamma = 1$ und im anderen $\gamma > 1$ ist, konnte bewiesen werden, daß keine korrelierenden Rauschanteile infolge der Instabilität der Entladung mitgemessen wurden. Dies konnte durch verschiedene Maßnahmen, teils praktischer Natur, erreicht werden. Diese sind im wesentlichen: Bogenspeisung mit Akkumulator, genügend großer Vorwiderstand, kleiner Elektrodenabstand, geeignete Elektrodenformen, genügend hohe Meßfrequenz f .

Mit einer Germanium-Photodiode (TP 50; $\lambda_0 = 1,5 \mu\text{m}$, $\Delta\lambda = 0,5 \mu\text{m}$) wurde das Rauschspektrum an der maschinengespeisten Argonentladung gemessen (Abb. 21 und Kurve 1 in Abb. 22). Hierauf

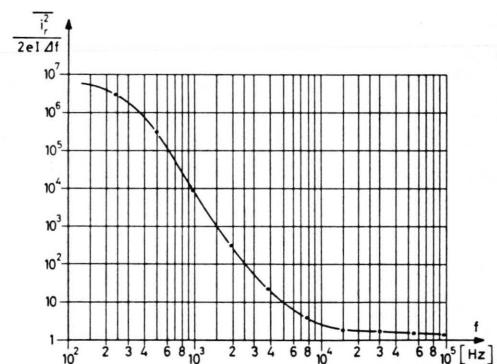


Abb. 21. Mit TP 50 (Siemens) als Funktion der Frequenz gemessenes mittleres Rauschstromquadrat, bezogen auf den Schrottrauschwert. Entladung mit Gleichstrommaschine betrieben.

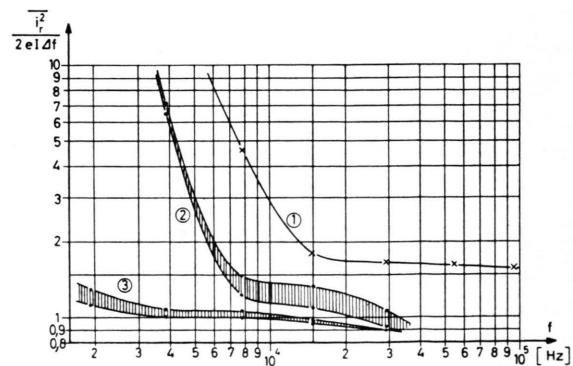


Abb. 22. Wie Abb. 21, Kurve 1: Maschinenspeisung, 1 Diode; Kurve 2: Batteriespeisung, 1 Diode; Kurve 3: Batteriespeisung, 2 Dioden.

wurde dieselbe Messung mehrmals an der mit der Batterie gespeisten Entladung ausgeführt (Kurven 2 in Abb. 22). Schließlich wurden zwei zueinander entgegengesetzt geschaltete Dioden mit ungefähr gleichen Kenndaten verwendet. Sind nun die auf die Empfänger fallenden Intensitätsschwankungen kohärente Schwingungen der Frequenz f , so werden sie gegenseitig kompensiert. Dies ist auch der Fall, wie die Kurven 3 in Abb. 22 zeigen. Würde es sich andererseits um statistische Intensitätsschwankungen handeln, müßten sich die Anteile quadratisch addieren. Bei allen diesen Messungen wurde die gleiche Stelle der Entladung abgebildet. Die Kurven 2 in Abb. 22 wurden bereits früher vom zweiten Verfasser veröffentlicht²¹. Die damals aus diesen Kurven gezogenen Schlußfolgerungen müssen im Lichte der hier beschriebenen Messungen widerrufen werden.

Aus dem obigen geht somit hervor, daß die hier verwendete Entladung nur im Bereich genügend großer Frequenzen f zur Untersuchung des Photonenrauschens mit nur einem Detektor geeignet ist.

Im weiteren erhebt sich die Frage, durch welche Maßnahmen μ_n' bzw. γ vergrößert werden könnte. Um γ bei gegebenem μ_n' zu vergrößern, müßte $\bar{a}_{\text{ges.}}$ näher gegen 1 kommen, was kaum möglich sein wird. In bezug auf eine Verbesserung von μ_n' bestehen folgende Möglichkeiten:

Verwendung eines im fernen Infrarot empfindlichen Detektors. Dieser müßte jedoch auch in bezug auf die übrigen Eigenschaften, wie Empfindlichkeit, Zeitkonstante und Rauschen geeignet sein. Dazu müßten wiederum entsprechende Spiegel, Bandfilter und Materialien für das Austrittfenster vorhanden sein.

Das Plasma sollte, falls keine wesentlich höheren Temperaturen zu erreichen sind, optisch dick sein. Dies führt zur Bedingung, daß dieses entweder eine große räumliche Ausdehnung l oder einen großen effektiven Absorptionskoeffizienten aufweisen muß. Durch die Anwendung von Druck wird letzterer wohl größer, während jedoch im frei brennenden Lichtbogen die Dicke l wieder etwas reduziert wird. Eine geschlossene, wandstabilisierte und räumlich ausgedehnte Entladung unter hohem Druck dürfte noch geeigneter sein. Eventuell könnte gleichzeitig erreicht werden, daß die äußeren, stark absorbierenden Randzonen niedriger Temperatur dünner werden.

Die obigen Arbeiten wurden durch Beiträge des Zentralfonds der ETH sowie durch Arbeitsbeschaffungskredite der schweizerischen Eidgenossenschaft ermöglicht. Hierfür sprechen die Autoren ihren besten Dank aus.

²¹ M. J. O. STRUTT, Phys. Verh. VDPG, **14**, 169 [1963].