

- ²⁷ M. SAPOROSCHENKO, Phys. Rev. **139**, A 349 [1965].
²⁸ A. GÜNTHERSCHULZE, Z. Physik **19**, 313 [1923].
²⁹ H. HELM, in Vorbereitung.
³⁰ H. HELM, in Vorbereitung.
³¹ G. FRANCK, Ann. Phys. **7**, 323 [1967].
³² Siehe ³, Tabelle II.
³³ A. GÜNTHERSCHULZE, Z. Physik **109**, 121 [1938].

- ³⁴ T. CAMPAN, Z. Physik **91**, 111 [1934].
³⁵ U. JENTZSCH, Diplomarbeit, Universität München 1964, siehe ³, Abb. 9.
³⁶ L. W. WIECZOREK u. E. HANTZSCHE, Beitr. Plasmaphys. **5**, 255 [1965].
³⁷ A. L. WARD, J. Appl. Phys. **33**, 2789 [1962].

Experimentelle Bestimmung innerer und äußerer Parameter des negativen Glimmlichtplasmas einer zylindrischen Hohlkathodenentladung in Argon *

F. HOWORKA und M. PAHL

Institut für Atomphysik der Universität Innsbruck, Austria

(Z. Naturforsch. **27 a**, 1425–1433 [1972]; eingegangen am 8. Mai 1972)

Plasma Diagnostic Measurements in the Negative Glow of a Cylindrical Hollow Cathode Discharge

The negative glow plasma of a cylindrical hollow cathode dc discharge (0.05–1 Torr Argon, 1–30 mA) is investigated as to the position of the glow edge, the axial dependence of the cathode current density, the axial and radial potential distributions, the density and energy of electrons (from Langmuir probe measurements) as dependent on pressure, discharge current and position, etc. It is found that two groups of electrons exist whose energies are < 0.5 eV and ~ 3 eV and the ratio of their densities being 3 up to 20. A phenomenological explanation is given for the relatively high density of the fast group. The results are compared with those of other authors concerning hollow-cathode and linear discharges.

Einleitung

Die als „Hohlkathodenentladung“ bekannte Erscheinungsform der Niederdruckgasentladung hat seit ihrer Beschreibung durch PASCHEN¹ und GÜNTHERSCHULZE² großes Interesse hervorgerufen. Besonders intensiv wurde sie in der Spektroskopie verwendet, da diese Entladungsform die Beobachtung höherer Energieniveaus erlaubt^{1,3}. Umfassende Untersuchungen der Strom-Spannungs-Charakteristik, der radialen Intensitätsverteilung von Entladungslinien und der axialen Stromdichteverteilung zusammen mit theoretischen Ansätzen sind in ^{4–6} beschrieben. Die meisten dieser früheren Arbeiten hatten die Bestimmung äußerer Parameter zum Ziele (Strom-Spannungs-Charakteristik, Lichtintensität, Aussehen des negativen Glimmlichtes (NG) etc.).

In der linearen Entladung sind in jüngster Zeit große Fortschritte bei der Bestimmung von Kenngrößen des NG erzielt worden^{7,8}. Auch die gemeinsame theoretische Behandlung des Fallraums und des NG in zweidimensionaler Rechnung (r, z)^{9–11} ist zusammen mit der experimentellen Bestimmung der zugehörigen inneren Parameter (Potential- und Feldstärkenverlauf, Dichteverteilung, Elektronen-

gruppen, Energieverteilung etc.) mit Erfolg gelungen. Außerdem ergaben massenspektrometrische Untersuchungen am Plasma der positiven Säule^{12,13} und am negativen Glimmlicht¹⁴ Aufschluß über die Zusammensetzung der Entladungsionen, wobei auch die Entdeckung einiger bis dahin unbekannter Molekül-Ionen gelang¹⁵.

Vom negativen Glimmlicht der Hohlkathodenentladung war bisher weder in theoretischer Hinsicht (außer einigen Ansätzen in ebener Doppelkathodengeometrie^{16,17} und vor allem¹⁸) noch experimentell ein entsprechender Überblick vorhanden. Einzelne Bestimmungen innerer Parameter an Hohlkathoden liegen zwar vor^{19–25}, eine zusammenfassende Darstellung fehlt jedoch noch. Die hier mitgeteilten Ergebnisse sollen einerseits zur Erklärung des Mechanismus der Niederdruck-Hohlkathodenentladung beitragen, andererseits stehen sie in engem Zusammenhang mit eigenen massenspektrometrischen Untersuchungen am NG der ZHK^{26,27}, bei denen die einzelnen Elementarprozesse für die Bildung, Umwandlung und Vernichtung verschiedener Ionen im stationären NG-Plasma ermittelt und Zahlenwerte für die Reaktionskonstanten solcher Prozesse gewonnen werden^{28,29}.

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. M. PAHL, Institut für Atomphysik der Universität Innsbruck, A-6020 Innsbruck, Müllerstraße 23/I, Österreich.

* Auszugsweise vorgetragen auf der Jahrestagung der Österr. Physikalischen Gesellschaft, Leoben, 4.–7. Oktober 1971.



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.

I. Experimentelle Anordnung

Die zylindrische Hohlkathode, an der die beschriebenen Untersuchungen vorgenommen wurden, bestand aus einzelnen Kupferrohrabschnitten von 1 cm Innenradius und 0,7 cm Länge, die durch 0,1 mm starke Glimmerscheiben voneinander isoliert waren. Das Schema in Abb. 1 gibt die möglichen Schaltungsvarianten für die einzelnen Messungen an.

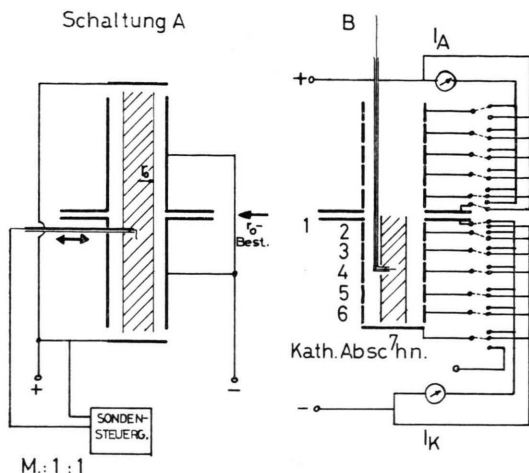


Abb. 1. Hohlkathode mit verwendeten Schaltungsvarianten.

Die ZHK war in einem Glaszylinder (6 cm Innendurchmesser) untergebracht, durch den das Untersuchungsgas (Argon) mit einer Durchströmrates zwischen 0,1 und einigen Torr·Liter/sec geleitet wurde. Massenspektrometrisch durchgeführte Gasanalysen ergaben an einer ähnlichen aufgebauten Apparatur H_2O -Beimengungen in der Größenordnung Promille^{26, 27}. Die Beobachtungen des Glimmlichtradius r_0 bzw. der Fallraumdicke d erfolgten durch ein Fernrohr mit Okularskala (Vergrößerung 16×). Die verwendeten Sonden bestanden aus einer Pyrex-Kapillare (1 mm ϕ) mit eingeschmolzenem Molybdändraht von 0,1 mm Stärke und 3–4 mm freier Länge. Die Sondenkennlinien wurden teils punktweise, teils mit einem Dreiecksgenerator (Wavetek, 0,01 Hz) mit nachgeschaltetem logarithmischem Verstärker und $x-t$ -Schreiber aufgezeichnet. Vor und zwischen den Aufnahmen von Sondenkennlinien wurde zur Reinigung der Sondenoberfläche das Sondenpotential genügend weit in das Elektronenziehgebiet ausgesteuert. Die Floating-Potentialverläufe $V(r)$, $V(z)$ wurden mit einem hochohmigen Verstärker (100 M Ω) bei konstantem Sondenvorschub auf dem $x-t$ -Schreiber registriert.

II. Fallraumdicke $d = R - r_0$ bzw. Glimmlicht-radius r_0

Bei den unten beschriebenen Messungen wurde in folgendem Parameterbereich gearbeitet: Brennspan-

nung $U_E = 250 - 500$ V, Entladungsstrom $I_E = 1$ bis 30 mA, Druck $p = 0,1 - 0,7$ Torr, Argon, Schaltungsvariante A, siehe Abb. 1: Länge $L = 7,4$ cm, $R = 1$ cm, zwei symmetrisch angeordnete Anoden. In diesem Bereich bildet sich das Glimmlicht als Zylinder (Radius r_0) aus. Es ist umgeben vom dunklen Fallraum (Dicke $d = R - r_0$), der bis zur Kathode reicht; eine schwach leuchtende Kathodenglimmhaut ist zuweilen erkennbar. Der Radius r_0 und damit die Fallraumdicke d sind in Argon stark druck- und stromstärkeabhängig.

In jede Theorie des Kathodenfalls geht die Fallraumdicke d als Randwert mit ein. Eine erstmals für die ZHK neuentwickelte Kathodenfalltheorie³⁰ enthält $r_0 = R - d$ als eine Meßgröße, die bestimmend ist beim Vergleich von berechneter und gemessener Strom-Spannungscharakteristik der ZHK. Dabei ergeben sich auch Schlußfolgerungen hinsichtlich der Ionisierung im Kathodenfallraum.

Der Glimmlichtradius r_0 kann nach verschiedenen Meßmethoden bestimmt werden:

a) Optische Messung entweder direkt visuell oder – hier nicht angewandt – spektrophotometrisch durch Abtasten des radialen Intensitätsverlaufs einer Atom- oder Ionenlinie (im letzteren Falle hängt nach der Glimmsaumregel der erhaltene r_0 -Wert etwas von der verwendeten Spektrallinie ab^{4, 24, 25}).

b) Aufnahme des radialen Verlaufs $V_f(r)$ des statischen (Floating) Potentials mittels einer verschiebbaren Sonde und graphische Ermittlung von r_0 als Schnittpunkt des linear extrapolierten Fallraumpotentials mit dem (praktisch konstanten) Glimmlichtpotential.

c) Ausmessung der elektrischen Feldstärke mittels Elektronenstrahlen vom Fallraum her gegen den Glimmsaum, bei dem $E(r_0) = 0$ wird³¹ (von uns nicht ausgeführt).

d) Zwischen r_0 und dem aus Sondenmessungen erhaltenen radialen Verlauf der Elektronendichte $n(r)$ besteht, wie anschließend sogleich gezeigt wird, eine einfache quantitative Beziehung.

Die im folgenden beschriebenen Meßwerte für r_0 und d sind mit Methode a) (optische Messung mit Fernrohr) erhalten und nach Methode b) überprüft worden. Der Fehler der Beobachtung liegt bei $\pm 0,1$ mm. Methode d) liefert einen Zusammenhang

$$r_0 = 0,90 r_D + 1,00 \pm 0,20 \text{ mm}$$

(r_0 = optischer Glimmsaum, r_D = Radius, an dem die Dichte nach außen in Richtung Kathode auf die

Hälfte des Maximalwertes abgefallen ist, siehe Abschnitt IV). Der Zusammenhang ist in Abb. 2 dargestellt. Die Punkte gelten für die Drücke 0,1; 0,2; 0,3; 0,4; 0,5 Torr bei jeweils 5, 10 und 20 mA Entladungsstrom.

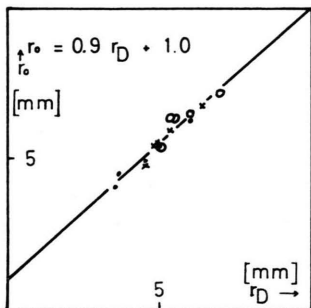


Abb. 2. Zusammenhang zwischen dem visuell bestimmten Glimmlichtradius r_0 und dem aus Dichteverläufen der Plasmaelektronen erhaltenen Halbwertsradius r_D ($n=n_0/2$).

Aus der Abbildung geht hervor, daß das Dichtemaximum stets innerhalb des Glimmsaums liegt.

In Abb. 3 ist der Zusammenhang des Glimmlichtradius r_0 mit den Parametern U_E , I_E und p dargestellt. Die bei der Beschreibung linearer Entladungen üblichen Ähnlichkeitsparameter gelten nicht für die ZHK³⁰.

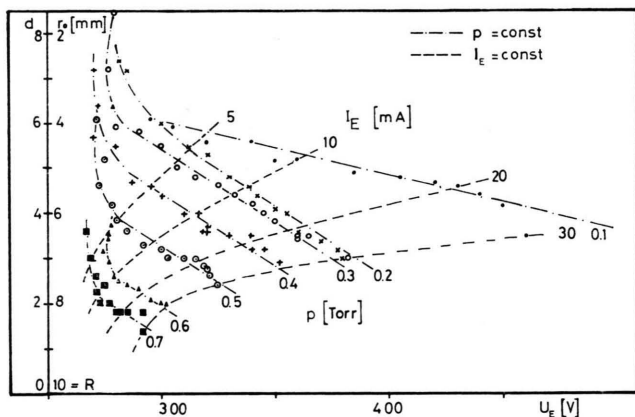


Abb. 3. Zusammenhang zwischen Glimmlichtradius r_0 , Fallraumdicke $d=R-r_0$, Druck p , Stromstärke I_E und Entladungsspannung U_E .

Nach Abb. 4 läßt sich die Entladungsstromstärke I_E als Funktion von r_0^2 (Querschnittsfläche des NG) darstellen. Zwei Bereiche können unterschieden werden: Bei niedriger Stromstärke nimmt I_E direkt proportional mit r_0^2 zu (flache Steigung), oberhalb 5 mA kann die Funktion als $I_E = k \pi (r_0^2 - a^2(p))$ darge-

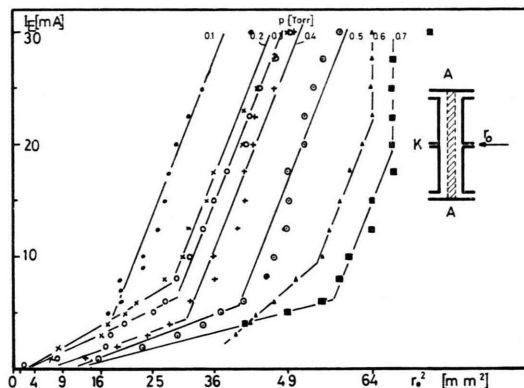


Abb. 4. Zusammenhang zwischen Entladungsstromstärke I_E und dem Quadrat des Glimmlichtradius, r_0^2 , bei verschiedenen Drücken.

stellt werden. Dabei ist $a(p)$ ein vom Druck abhängiger Parameter. Qualitativ kann damit eine Entsprechung zu den in Abschnitt V besprochenen Radialprofilen der Elektronendichte hergestellt werden (bei höheren Drücken Dichtemaximum am Glimmsaum). Bei den höchsten Drücken und Stromstärken wird die weitere Ausbreitung des Glimmschlauchs räumlich behindert, da die Fallraumdicke einen bestimmten Wert nicht unterschreiten kann.

In Wasserstoff durchgeführte Kontrollmessungen ergaben allerdings keinen derart eindeutigen Zusammenhang; der Knick in den entsprechenden Kurven ist dort stark verrundet.

III. Radialer Potentialverlauf in der ZHK

Die im folgenden beschriebenen Potentialverläufe beziehen sich im allgemeinen auf hoch anomale ZHK-Entladungen, d. h. das NG bildet einen Zylinder, der sich über die ganze Länge der ZHK erstreckt. Das NG liegt nahezu auf Anodenpotential und ist

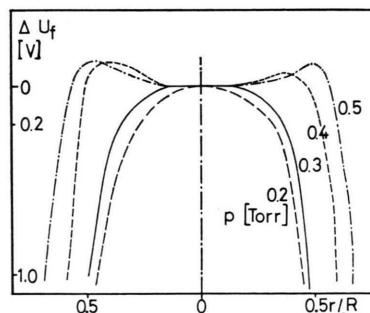


Abb. 5. Radialer Floating-Potentialverlauf im NG, normiert auf das Potential in der Achse, bei verschiedenen Drücken; Entladungsstromstärke 20 mA.

von einem starken zylindersymmetrischen Feld umgeben (Raumladungsgebiet, Fallraum).

Messungen des Potentialverlaufs innerhalb des NG ergeben bei tiefen Drucken (0,05 – 0,2 Torr) ein Potentialmaximum in der Achse, das bei höherem Druck ($> 0,25$ Torr) in eine flache Senke übergeht. Die Potentialdifferenz zwischen dem Maximum und dem Potential in der Achse beträgt jedoch nur wenige Zehntel Volt (siehe Abb. 5).

IV. Dichte und Energie der Ladungsträger im NG der ZHK

A. Radialer Verlauf der Gesamtdichte $n(r)$

Ein aus dem Ionensättigungsstrom der radial verschiebbaren Sonde gewonnener Ladungsträgerdichteverlauf $n(r)$ ist in Abb. 6 dargestellt. Im Glimmlicht ist bei den kleinen vorkommenden Feldstärken

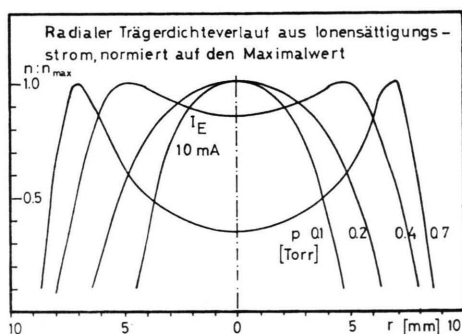


Abb. 6. Radialer Trägerdichteverlauf aus dem Ionensättigungsstrom, normiert auf den Maximalwert der Dichte.

und deren räumlichen Änderungen praktisch immer Quasineutralität gegeben⁷, so daß die Dichte $n_+(r)$ der Ionen gleich der Elektronendichte $n_-(r)$ gesetzt werden kann. Die Kurven in Abb. 6 bedeuten daher zugleich den Radialverlauf der gesamten Elektronendichte, normiert auf den jeweiligen Maximalwert. Man erkennt, daß bei *tiefem Druck* (0,1 – 0,2 Torr) die Trägerdichte ein Maximum in der Achse aufweist, bei höheren Drucken jedoch ein Maximum, das gegen die Kathodenwand hin verschoben ist. Bei 0,7 Torr beträgt die Dichte in der Achse weniger als 50% der Maximaldichte; trotzdem ist der zugehörige Potentialverlauf (Abb. 5) nur um wenige Zehntel Volt eingesattelt.

Radialer Potential- und Dichteverlauf lassen den Schluß zu, daß im NG Diffusionsvorgänge eine bedeutende Rolle spielen. Massenspektrometrische Un-

tersuchungen ergeben eine relative Zunahme der sekundär und tertiär gebildeten Ionen gegen die Achse zu^{26, 27}. Bei H_2O -Beimengungen von 0,1% zu Ar sammelt sich H_3O^+ in der Achse an. H_3O^+ ist das Endprodukt aus verschiedenen Ionen-Molekülreaktionskanälen, das praktisch nur durch Volumenrekombination vernichtet werden kann. Am Glimmsaum herrscht dagegen das primär gebildete Ar^+ vor. Der Radialverlauf der Summe der einzelnen Ionenströme im Massenspektrometer entspricht dabei dem oben angegebenen Trägerdichteverlauf $n(r)$ (s. Anm. ²⁹).

B. Elektronengruppen, Druck- und Stromstärkeabhängigkeit der Dichten und Energien

Die Dichte und Energie der Elektronen im negativen Glimmlicht wurde aus Sondencharakteristiken ermittelt. Die Auswertung der Sondenkennlinien erfolgte nach dem in ³⁷ angegebenen Verfahren.

In Abb. 7 ist eine typische Sondenkurve in halblogarithmischer Darstellung abgebildet. Der bei

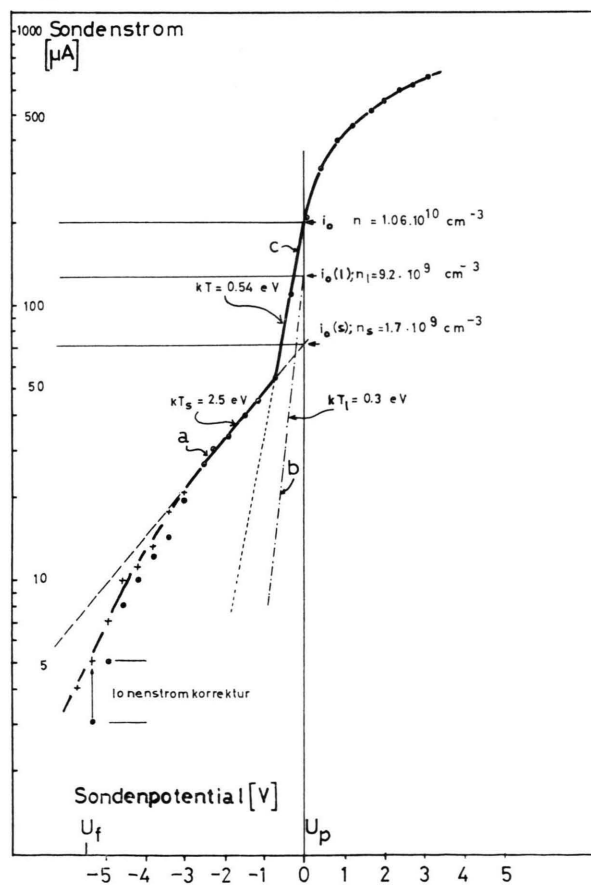


Abb. 7. Sondenkennlinie; Erläuterungen im Text.

– 0,7 V auftretende Knick in der Sondenkennlinie zeigt das Auftreten zweier Elektronengruppen verschiedener Energie an. Das Plasmapotential wird dort angenommen, wo die Sondenstromkurve umbiegt. Verlängerung der Geraden a bis zum Plasmapotential ergibt den Sättigungsstrom für die schnelle Gruppe; zieht man diese verlängerte Gerade punktweise von der Sondenstromkurve (c) ab, so erhält man den Verlauf der langsamen Gruppe (b). Für das Plasmapotential U_p ist der Sättigungsstrom i_0 jeder Gruppe gegeben zu

$$i_0 = F e n \bar{v} / 4$$

(F = Sondenoberfläche, n = Dichte, \bar{v} = mittlere Geschwindigkeit, $\bar{v} = \sqrt{8 k T / \pi m_e}$). Hieraus gewinnt man die jeweilige Dichte n und aus der Steigung der betreffenden Geraden die Energie kT in eV.

Im linken unteren Teil der Abb. 7 ist angedeutet, wie sich eine Korrektur des Ionenstroms auf die Sondencharakteristik auswirkt. In einer linearen Entladung kann die schnelle Gruppe mit einfachen Zylindersonden kaum nachgewiesen werden, weil sie sich vom Ionenstrom zu wenig abhebt. In der HK hingegen bildet der Ionenstrom nur eine kleine Korrektur im Bereich der schnellen Gruppe ($U \geq -4$ V). Die Deutung der beiden Gruppen als schnelle (secondary) Elektronen, die aus dem Ionisationsakt stammen (n_s , kT_s), und als langsame (ultimate) Plasmaelektronen (n_1 , kT_1) wird bei der linearen Entladung durchwegs angenommen^{8, 11, 33}, ebenso in einigen Arbeiten über Hohlkathodenplasmen^{22, 32}. Im diskutierten Beispiel weist die schnelle Gruppe eine Energie um 3 eV auf, die langsame Gruppe $< 0,3$ eV.

Ein Anteil von sehr schnellen Elektronen (> 100 eV) (gestreute Fallraumelektronen) konnte darüber hinaus im NG direkt durch Energieanalyse und indirekt durch Bildung mehrfach geladener Edelgasionen im Massenspektrometer nachgewiesen werden (s. Anm. ²⁶).

C. Schnelle Gruppe

Die schnelle Gruppe ist in dem hier untersuchten Druck- und Stromstärkebereich mit 5 – 25% der gesamten Elektronendichte vertreten. Dieser Anteil entspricht dem in anderen Hohlkathoden gefundenen Prozentsatz^{22, 32}. In linearen Entladungen ist er dagegen sehr viel schwächer^{8, 11, 33}. Nach EMELEUS³⁴ stammt die schnelle Gruppe aus dem Ionisationsakt, ihre Energie soll von der Energie der ein-

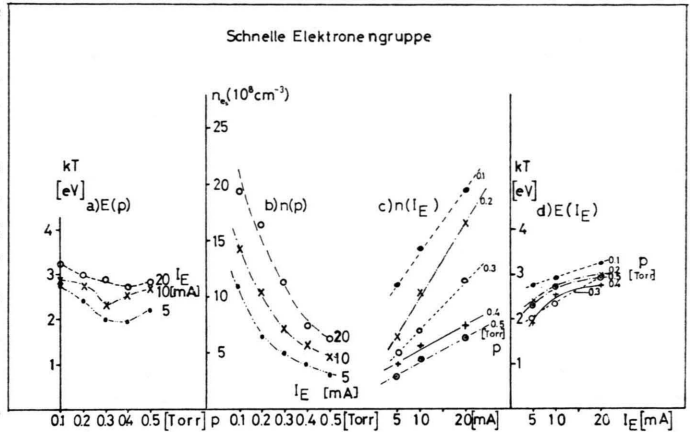


Abb. 8. Schnelle Elektronengruppe: Energie als Funktion a) des Druckes, d) der Entladungsstromstärke. Dichte als Funktion b) des Druckes, c) der Entladungsstromstärke.

fallenden primären Fallraumelektronen weitgehend unabhängig sein. Wie in Abb. 8 gezeigt, hängt die Energie nur schwach von Druck und Stromstärke ab. Für Elektronen mit einer mittleren Energie von 3 eV ist in linearen Entladungen als einziger effektiver Verlustmechanismus nur die Streuung (Diffusion) zu den Wänden denkbar. Ionisierung durch die schnelle Gruppe könnte höchstens im hochenergetischen Schwanz der Verteilung erfolgen; wie aus Abb. 7 erkennbar, ist dieser eher unterdrückt. Für die lineare Entladung wurde von HEISEN⁷ der Beitrag der schnellen Gruppe an der Gesamtionisierung in Wasserstoff zu 2% errechnet. Die Streuung der schnellen Elektronen kann in der ZHK jedoch nicht wie in der linearen Entladung zu den Wänden hin erfolgen, da die Potentialkonfiguration ein Eindringen beider Elektronengruppen in den Fallraum verhindert. Elektronen können nur in Richtung Anode oder entgegengesetzt am HK-Ende aus dem NG-Zylinder entweichen. Die verhältnismäßig hohe Konzentration der schnellen Elektronen ist allein durch die Zylinder-Geometrie erklärbar. Aus denselben Gründen ist die Dichte der schnellen Gruppe konstant über den Glimmlichtquerschnitt, ebenso ihre Energie. Am Glimmsaum zeigt sich ein schwaches Ansteigen der Energie, wobei allerdings ein Einfluß der Fallraumelektronen nicht ausgeschlossen werden kann.

D. Langsame Gruppe (Plasmaelektronen, „ultimate“ electrons)

Mit Druckerhöhung und wachsender Stromstärke sinkt die Energie der langsamen Plasmaelektronen

stärker ab als diejenige der schnellen Gruppe, weil hierbei zunehmende Thermalisierung der langsamen Elektronen erreicht wird (Abb. 9). Bei 20 mA und 0,5 Torr besitzen die Elektronen bereits nur mehr die zweifache Neutralgastemperatur (0,07 eV). Dabei erhebt sich die Frage, inwieweit gerade in Argon (starker Ramsauer-Effekt) eine Thermalisierung durch Wechselwirkung mit dem Neutralgas allein überhaupt möglich ist.

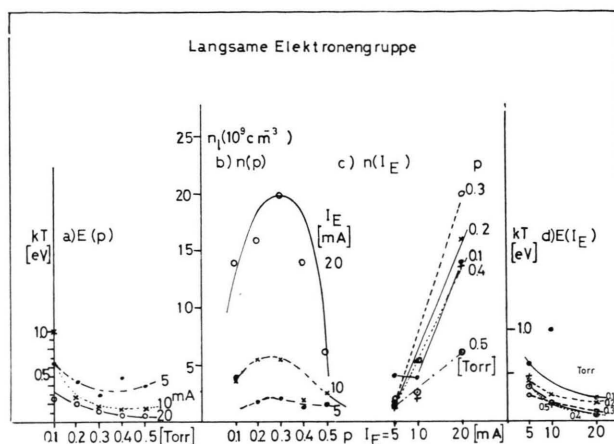


Abb. 9. Langsame Elektronengruppe: a), b), c), d) wie in Abb. 8.

Für die Thermalisierung der Elektronen darf die Relaxation durch Coulomb-Wechselwirkung bei den hier vorliegenden Dichten ($>10^9 \text{ cm}^{-3}$) und Drucken ($>0,1 \text{ Torr}$) nicht außer Acht gelassen werden⁸. Sind allerdings als Verunreinigung mehratomige Moleküle vorhanden, so ist ein weiterer Thermalisierungsprozeß durch Wechselwirkung der

Elektronen mit diesen möglich. Bei dem in der Entladung vorliegenden Ionisationsgrad von 10^{-5} bis 10^{-6} ist die Dichte von Verunreinigungen im ppm-Bereich schon vergleichbar mit der Elektronendichte. Da die Verunreinigung durch H_2O im Bereich von Promille liegt²⁶, ist diese Wechselwirkung vermutlich nicht auszuschließen.

V. Radialer Verlauf der Dichte und Energie der langsamen Gruppen $n_1(r)$, $E_1(r)$

Der radiale Dichteverlauf der langsamen Elektronen ist ähnlich dem bereits in Abb. 6 gezeigten Verlauf der Dichte aus dem Ionensättigungsstrom.

In Abb. 10 sind die absoluten radialen Dichteverläufe der langsamen Plasmaelektronen, nach Drucken geordnet, in logarithmischem Ordinatenmaßstab aufgetragen. Ab etwa 0,25 Torr rückt das Dichtemaximum in die Nähe des Glimmsaumes (Abb. 2, Abschn. II).

Der radiale Energieverlauf ist in Abb. 11 für die Stromstärke 5 mA aufgetragen. Bei tiefen Drucken (0,1; 0,2 Torr) wird die Energie gegen den Glimmsaum zu höher als in der Achse. Bei Drucken $\geq 0,3 \text{ Torr}$ sinkt die Energie vom Glimmsaum her zuerst ab und steigt dann wieder an auf ein deutliches Maximum in der Achse. Dieser Verlauf dürfte durch die in der Achse vorherrschende Volumenrekombination bedingt sein, wo die Dichte der Endionen am höchsten und außerdem die radiale Feldstärke Null ist (siehe Abb. 5 und Abschn. IV, A^{26, 27}). Zur Rekombination werden die langsamsten Elektronen verbraucht, die übrigen besitzen daher im Mittel

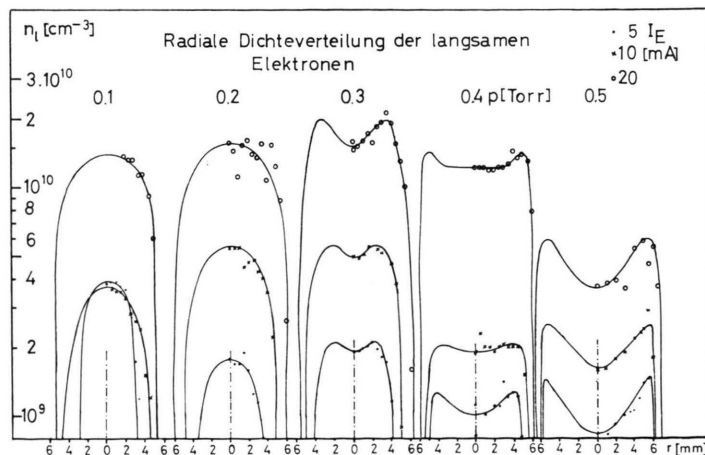


Abb. 10. Radialer Dichteverlauf der langsamen Elektronen bei 0,1–0,5 Torr und 5, 10, 20 mA Entladungsstromstärke.

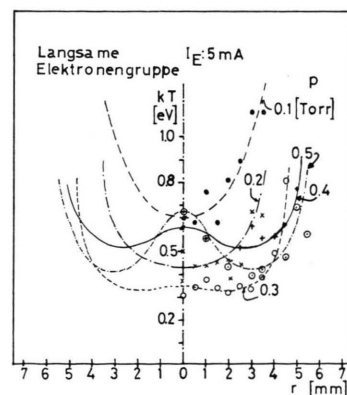


Abb. 11. Radiale Abhängigkeit der Energie der langsamen Elektronengruppe bei $I_E = 5 \text{ mA}$ und verschiedenen Drucken.

etwas höhere Energie. Bei größeren Stromstärken (10 und 20 mA) ist der radiale Energieverlauf der langsamen Gruppe ähnlich, nur sind die relativen Unterschiede zwischen Minimalenergie und Energie in der Achse geringer und die Energiewerte als solche niedriger.

VI. Achsialer Verlauf des Potentials, der Trägerdichte und des Kathodenstroms

A. Achsialer Potentialverlauf

An einer kurzen Kathode (Abb. 1, Schaltung B) wurde der Längsgradient des Potentials in der Achse des NG bestimmt. Abbildung 12 zeigt den achsialen Verlauf des Plasmapotentials. Man erkennt, daß im

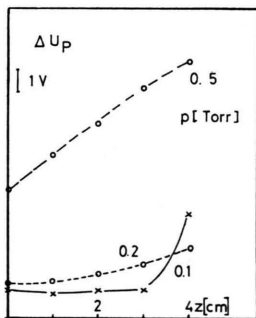


Abb. 12. Achsialer Verlauf des Plasmapotentials aus Sondenkennlinien.

NG bei niedrigem Druck nur sehr schwache achsiale Potentialgradienten bestehen, die unter Umständen dem äußeren Feld entgegengerichtet sein können (Größenordnung mV/cm). Mit zunehmendem Druck (über 0,3 Torr) bildet sich ein über die Länge konstanter Potentialgradient bis zu 1,5 V/cm bei 0,5 Torr aus.

B. Achsialer Trägerdichteverlauf ($r=0$)

Die in Abb. 13 dargestellten z -Abhängigkeiten sind an einer kurzen Kathode (Schaltung B, Abb. 1) gemessen worden. Im oberen Teil der Abb. 13 ist der Trägerdichteverlauf aus dem Ionensättigungsstrom aufgetragen. Die im Mittelteil gezeigten Verläufe der Dichte der schnellen und langsamen Elektronengruppen sind ähnlich. Eine Energieabhängigkeit der beiden Elektronengruppen von der z -Position konnte nicht festgestellt werden. Im untersten

Teil der Abb. 13 ist der zu den oberen Dichteverläufen gehörende Kathodenstromverlauf (Abschn. VI, C) dargestellt. Wie man erkennt, ist er sehr ähnlich dem z -Verlauf der Dichten. Sowohl beim Kathodenstrom als auch bei den Dichteverläufen zeigt sich eine Abflachung des Maximums mit zunehmendem Druck.

C. Achsiale Verteilung der Stromdichte auf die Kathodenoberfläche

Die Untersuchung der achsialen Stromdichteverteilung erfolgte an einer HK mit 5 Ringen (Abb. 1, Schaltungsvariante B). Im Hinblick auf den Anschluß der HK an ein Massenspektrometer wurde die Länge bewußt klein gewählt. Die Anode war

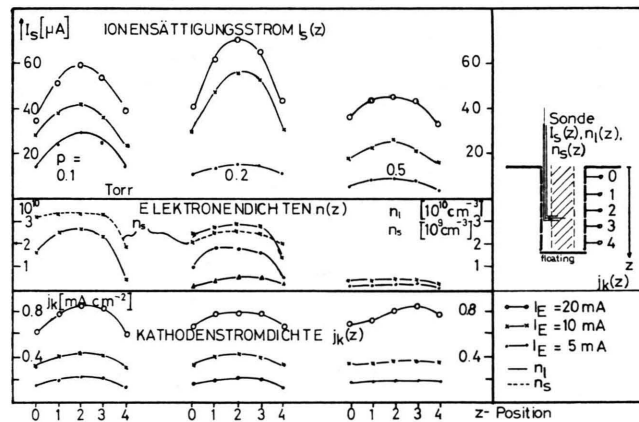


Abb. 13. Ionensättigungsstrom, Elektronendichte und Kathodenstromdichte in z -Richtung. *Oberste Kurven:* Schreiberaufnahme des Ionensättigungsstroms $I_s(z)$. — *Mittlere Kurven:* Elektronendichten aus Sondenkennlinien. — *Ausgezogen:* Langsame Gruppe. *Strichliert:* Schnelle Gruppe ($\times 10$). — *Unterste Kurven:* Stromdichten auf die entsprechenden Kathodensegmente.

gleich wie die HK gebaut und stand dieser in einem regelbaren Abstand von meist 1–2 mm gegenüber. Am anodenfernen Ende konnte wahlweise eine Glimmerplatte oder eine auf variablem Potential liegende Metallplatte (Nr. 7 in Abb. 1) eingesetzt werden, deren Stromanteil gesondert mitgemessen wurde, wenn die Platte auf Kathodenpotential lag.

Die Ergebnisse entsprechen im wesentlichen den in ⁴ an einer HK mit drei Ringen und einer Bodenplatte erhaltenen. Hier wie dort wird nur der Fall der anomalen HKE untersucht, d. h., die Glimmlichtwalze reicht über die ganze Länge der HK. [Einige Bestimmungen der Stromdichteverteilung an einer langen HK (7,4 cm) bestätigen im wesentlichen die in ³⁵ an einer ebenen, segmentierten Doppelkathode erhaltenen Zusammenhänge.] Bei hoch anomaler Hohlkathodenentladung liegt eine Stromdichteverteilung mit einem ausgeprägten Maximum

in der Mitte vor, das mit zunehmendem Druck immer mehr verflacht. Abbildung 14 enthält einige Beispiele für die prozentuale Stromdichteänderung mit zunehmendem Druck (links) und mit zunehmender Stromstärke (rechts), normiert auf den Ring

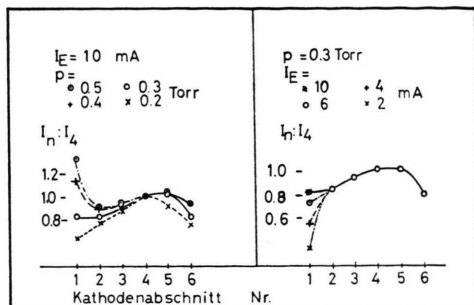


Abb. 14. Achsiale Stromdichteverteilung über die Länge, normiert auf den Ring Nr. 4. — Links: bei Abschluß mit Metallplatte auf Floatingpotential bei 10 mA und verschiedenen Drucken. — Rechts: bei 0,5 Torr und verschiedenen Stromstärken.

Nr. 4. Diese Stromdichteverteilung gilt für den Fall, daß die HK am anodenfernen Ende mit einer Metallplatte auf floating-Potential abgeschlossen ist. Ähnliche Verteilungen ergeben sich beim Abschluß mit einer Glimmerplatte oder einer Metallplatte auf Anodenpotential bzw. bei offener HK. Nur im Falle des Abschlusses mit einer auf Kathodenpotential gelegten Platte ergibt sich ein grundsätzlich anderes Bild der Stromdichteverteilung: je höher der Druck und die Entladungsstromstärke werden, um so weiter rückt das Stromdichtemaximum ins Innere der HK, gegen die Abschlußplatte zu (siehe Abb. 15 rechts).

Die Entsprechung zwischen Kathodenstromverlauf und Trägerdichteverlauf mit der z -Koordinate wird

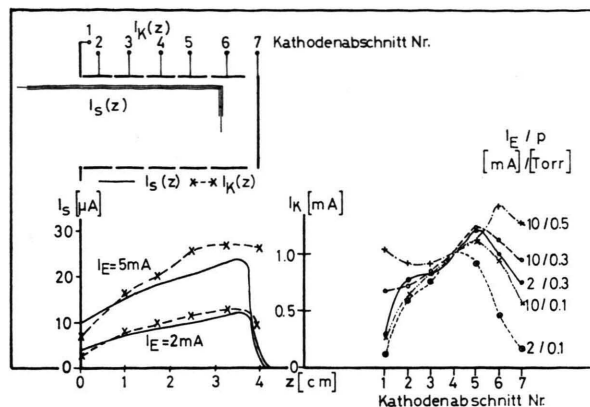


Abb. 15. Links: Dichteverlauf aus Ionensättigungsstrom und z -Abhängigkeit der Kathodenstromdichte bei Abschluß mit Kathodenplatte. — Rechts: Achsialer Verlauf der Kathodenstromdichte bei Abschluß mit Kathodenplatte, bei verschiedenen Drucken und Stromstärken.

besonders deutlich in Abb. 15 links: der Kathodenzyylinder ist hier mit einer auf Kathodenpotential liegenden Platte abgeschlossen. Beide Größen durchlaufen ein Maximum, das jedoch gegen die Abschlußplatte hin verschoben ist.

Der Stromanteil, der auf die Abschlußplatte entfällt, ist bei Drucken über 0,1 Torr größer als es dem Flächenverhältnis Platte : Ring entspricht, ein Verhalten, das auch in ZHK extrem hoher Stromdichte beobachtet wird³⁶.

Stromdichteverteilung auf die Anode: Die gleich wie die HK aufgebaute und ebenfalls segmentierte Anode zeigt eine grundsätzlich andere Stromverteilung: der Hauptanteil fließt auf den ersten, der Anodenplatte benachbarten Ring Nr. 2 (Abb. 1), die weiteren Ringe erhalten wesentlich schwächere Beiträge.

- ¹ F. PASCHEN, Ann. Phys. **50**, 901 [1916].
- ² A. GÜNTHERSCHULZE, Z. Physik **19**, 319 [1923].
- ³ H. SCHÜLER et al., Z. Physik **96**, 485 [1935]; Spectrochim. Acta **5**, 322 [1952].
- ⁴ A. LOMPE, R. SEELINGER u. E. WOLTER, Ann. Phys. **36**, 9 [1939].
- ⁵ W. WEIZEL, R. ROMPE u. M. SCHÖN, Z. Physik **112**, 339 [1939]; **113**, 87, 730 [1939].
- ⁶ O. SCHERZER, Arch. Elektrotechn. **33**, 207 [1939].
- ⁷ A. HEISEN, Habilitationsschrift, München 1969.
- ⁸ G. FRANCK, Ann. Phys. **19**, 323 [1967].
- ⁹ B. WUNDERER, Beitr. Plasmaphys. **10**, 271 [1970].
- ¹⁰ A. HEISEN u. B. WUNDERER, Z. Phys. **224**, 237 [1969].
- ¹¹ G. FRANCK u. E. SCHLOSSER, Z. Phys. **224**, 222 [1969].
- ¹² M. PAHL u. U. WEIMER, Z. Naturforsch. **13a**, 745 [1958].
- ¹³ M. PAHL, Z. Naturforsch. **18a**, 1276 [1963].
- ¹⁴ P. F. KNEWSTUBB u. A. W. TICKNER, J. Chem. Phys. **36**, 674 [1962].
- ¹⁵ M. PAHL u. U. WEIMER, Z. Naturforsch. **12a**, 926 [1957].
- ¹⁶ E. BADAREU, I. POPESCU u. I. IOVA, Ann. Phys. **5**, 308 [1960].
- ¹⁷ D. J. STURGES u. H. J. OSKAM, Physica **37**, 457 [1967].
- ¹⁸ P. F. LITTLE u. A. V. ENGEL, Proc. Roy. Soc. London A **224**, 209 [1954].
- ¹⁹ V. L. AFANAS'eva, A. V. LUKIN u. K. S. MUSTAFIN, Sov. Phys.-Tech. Phys. **11**, 389 [1966].
- ²⁰ L. M. LIDSKY, S. D. ROTHLEDER, D. J. ROSE u. S. YOSHIKAWA, J. Appl. Phys. **33**, 2490 [1962].
- ²¹ V. P. HOFMEISTER, K. S. DESAI u. YU. M. KAGAN, IX. Phen. Ion. Gas, Bukarest 1969, p. 167.
- ²² V. S. BORODIN u. YU. M. KAGAN, Sov. Phys.-Tech. Phys. **11**, 131 [1966].
- ²³ P. A. BÜGER u. W. SCHEUERMANN, Z. Phys. **216**, 248 [1968].
- ²⁴ W. SETZ u. J. MAIERHOFER, Z. Angew. Phys. **28**, 168 [1969].
- ²⁵ P. A. BÜGER u. W. FINK, Z. Naturforsch. **24a**, 105 [1969].
- ²⁶ M. PAHL, W. LINDINGER u. F. HOWORKA, Z. Naturforsch. **27a**, 678 [1972].

- ²⁷ W. LINDINGER, Dissertation, Innsbruck 1971.
²⁸ W. LINDINGER, Phys. Rev. A **3**, [1972].
²⁹ F. HOWORKA et al. (in Vorbereitung).
³⁰ H. HELM, F. HOWORKA u. M. PAHL, Z. Naturforsch. **27 a**, 1417 [1972]; voranstehende Arbeit.
³¹ W. HEIDRICH, Diplomarbeit, München 1964.
³² C. J. CELLARIUS, L. A. DICKS u. R. TURNER, Z. Phys. **231**, 119 [1970].
³³ J. M. ANDERSON, J. Appl. Phys. **31**, 511 [1960].
³⁴ K. G. EMELEUS et al., Proc. Roy. Irish Acad. A **43**, 35 [1936].
³⁵ W. WEIZEL u. G. MÜLLER, Ann. Phys. **18**, 417 [1956].
³⁶ L. YU. ABRAMOVICH, B. N. KLYARFELD u. YU. N. NASTICH, Sov. Phys.-Tech. Phys. **11**, 528 [1966].
³⁷ I. PAULUS u. L. SCHOTT, Ann. Phys. **17**, 290 [1966].

Untersuchung quasistationärer Lichtbögen hoher Leistung bei starker axialer Gasströmung

W. BÖTTICHER *, U. KOGELSCHATZ und E. SCHADE

Brown-Boveri-Forschungszentrum, Baden/Schweiz

(Z. Naturforsch. **27 a**, 1433—1439 [1972]; eingegangen am 5. Februar 1972)

High Power Quasistationary Arcs in Strong Axial Gasflow

A new discharge chamber for pulsed arcs of high power ($U=1000$ V, $I=2 \dots 5$ kA) burning quasistationary in strong axial gas flows is described. The axial pressure drop of about 25 at in the convergent-divergent nozzle results in a mass flow of ca. 600 g/s. The pulse duration is 5 ms. In front of the nozzle one can produce a very stable arc column under certain conditions. In the divergent flow field the arc generates strong turbulence. The radial temperature distribution in the stable part is measured by schlieren- and emission spectroscopic methods. Due to radiation transport in the arc column proper and radial gas flow in the cool region the temperature profile is almost a rectangular distribution.

1. Problemstellung

Die erfolgreichste Anordnung zur Untersuchung stationärer Plasmen hoher Dichte, die sich annähert im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht (LTE) befinden, ist der von MAECKER^{1,2} angegebene durch eine Kaskade voneinander isolierter Kühlelemente wandstabilisierte Lichtbogentyp. Die pro Längeneinheit der zylindrischen Lichtbogensäule dissipierte Leistung wird radial durch Wärmeleitung und Strahlung in den Kühlmantel transportiert. Die maximale Energiestromdichte, die von der Wand aufgenommen werden kann, begrenzt daher die mit diesem Bogentyp erreichbaren Energiedichten im Bogen. Die wichtigsten Resultate der Untersuchungen an Kaskadenbögen sind: Messung von Übergangswahrscheinlichkeiten und Linienverbreiterungen, Bestimmung von Transportkoeffizienten, des Energietransports durch Strahlung und die Untersuchung von Entmischungsprozessen.

Die genaue Kenntniss all dieser Materialdaten ist notwendig, wenn man die Eigenschaften von Lichtbögen berechnen will. Bei fast allen technischen Anwendungen von Lichtbögen tritt zusätzlich zu den

beschriebenen Prozessen eine starke Strömung des die Lichtbogensäule umgebenden Gases auf. Es gibt zwar einige aussichtsreiche Ansätze zur numerischen Berechnung solcher Entladungstypen^{3,4}, diese Rechenverfahren sind aber keineswegs so weit entwickelt, daß auf eine detaillierte experimentelle Kontrolle der wesentlichen Zustandsgrößen verzichtet werden kann.

Zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Gasströmung und Lichtbogen ist die von Maecker angegebene Geometrie nicht gut geeignet. Die in dieser Arbeit vorgestellte Anordnung wurde mit dem Ziel entwickelt, eine systematische Untersuchung von stationären Lichtbögen hoher Leistung, die in einer starken axialen Gasströmung brennen, zu ermöglichen. Hauptgesichtspunkt war dabei, das Gerät so auszulegen, daß möglichst viele Diagnostikmethoden ohne wesentliche Störung des Lichtbogens und der Kaltgasströmung simultan eingesetzt werden können. Da wegen der hohen spezifischen Enthalpien und Strömungsgeschwindigkeiten der Einsatz von Sonden problematisch ist, wurde vor allem auf die Anwendbarkeit aktiver (Photographie des Eigenleuchtens-, Emissionsspektroskopie) und passiver