

# Untersuchungen an stromstarken Kapillarentladungen

## Teil II: Kinematische, elektrische und Druck-Messungen

HORST EHRICH und HANS JÜRGEN KUSCH

Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel

(Z. Naturforsch. **27 a**, 520—525 [1972]; eingegangen am 13. November 1971)

*Investigations on High Current Capillary-Discharges.  
Part II: Kinematic, Electric and Pressure Measurements*

High-current discharges through "Plexiglas" capillaries are investigated with several methods. The front velocity of the plasma jet is obtained by cinematographic techniques, and the streaming velocity by admixing sodium to the jet plasma. Piezoelectric pressure measurements lead, in agreement with other methods, to values of 120 atm at 10 kamps (2 mm diameter of the capillary); special care was taken for the dynamical calibration of the pressure probe. From electrical measurements, the electrical conductivity is obtained and compared with theoretical calculations.

### A. Einleitung

Stromstarke Kapillarentladungen haben in der letzten Zeit steigende Bedeutung für die Plasma-physik erlangt. Neben der hervorragenden Eignung solcher Entladungen durch Plexiglas als Hochtemperatur-Normalstrahler hoher Intensität (vgl. Teil I) sind Messungen an Kapillarentladungen wegen des dort überstrichenen Elektronendichtebereichs bis zu  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  für die Physik dichter und heißer Plasmen von besonderer Wichtigkeit. In dieser Arbeit stehen kinematographische Untersuchungen der Zündvorgänge solcher Entladungen sowie Bestimmungen der Bewegungsgrößen des Plasmastrahls im Vordergrund. Messungen des Plasmadrucks können dann mit Abschätzungen des Drucks aus Rückstoßexperimenten sowie aus der Strömungsgeschwindigkeit der Plasmaflamme und der je Entladung verdampften Masse verglichen werden. Elektrische Messungen letztlich gestatten die Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit des Plasmas, die den Ergebnissen theoretischer Rechnungen gegenübergestellt wird.

### B. Kapillaranordnungen und Stromversorgung

Für die Untersuchungen standen drei verschiedene Typen von Kapillarlampen zur Verfügung; Anordnung 1 ist in Teil I, Abb. 1, dargestellt und beschrieben, Anordnung 2 und 3 zeigen die Abb. 1 und 2 dieser Arbeit. Während bei den Lampen 1 und 2 der Strom durch

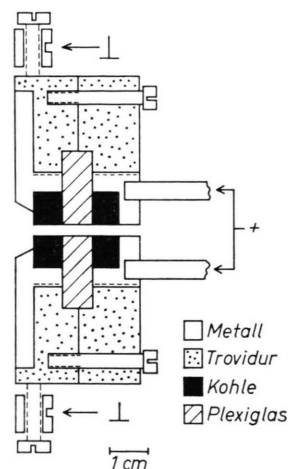


Abb. 1. Schnitt durch die Impulsampe Typ 2.

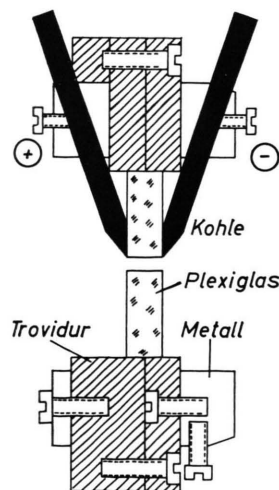


Abb. 2. Schnitt durch die Impulsampe Typ 3.

Sonderdruckanforderungen an Prof. Dr. W. LOCHTE-HOLTGREVEN, Institut für Experimentalphysik der Universität Kiel, D-2300 Kiel, Olshausenstraße 40—60, Neue Universität, Gebäude D 6.

zwei in Kupfer eingefasste Graphitkohlen (EK 48) zugeführt wird, erfolgt dieses bei Anordnung 3 über zwei 5 mm starke Kohlestäbe (RK-S, Ringsdorff-Werke, Bonn). Bei den Anordnungen 1 und 2 wird die Kapillare durch jeweils eine Durchbohrung der Elektroden fortgesetzt. Die Länge des gesamten Entladungskanals (bestehend aus der Kapillare von 8 mm Länge und den Elektrodenräumen) betrug 48 mm bei Anordnung 1 und 22 mm bei Anordnung 2. Bei der Anordnung 3 bildet die 8 mm lange Kapillare allein den Entladungskanal. Abweichend vom Lampentyp 1 wurde bei den Anordnungen 2 und 3 ein Plexiglasstreifen mit Durchbohrungen in 35 mm Abstand weitergeschoben; damit war das Auswechseln der nach einigen Entladungen verbrauchten Kapillare besonders einfach.

Zur Stromversorgung diente neben der im Teil I beschriebenen Stoßstrombatterie ein zehngliedriger Kettenleiter mit den Daten:  $C = 30 \mu\text{F}$  (Rufer KG, Eckernförde),  $L = 4,6 \mu\text{H}$ ,  $Z = 0,39 \Omega$ . Die Entladungsdauer betrug somit  $250 \mu\text{sec}$ , die Stromstärke bei der maximalen Ladespannung von 5 kV 6,5 kA.

## C. Die experimentellen Untersuchungen

### 1. Die Messung der Verdampfungsrates

Die Messung der Verdampfungsrates erfolgte durch Wägung des eingebrachten Kapillarmaterials vor und nach den Entladungen. Zur genauen Bestimmung der verdampften Masse wurde ein Kapillareinsatz aufgehört und dann ein Hohlzylinder von 200 mg eingepaßt, der den eigentlichen Entladungskanal von 3 mm Durchmesser enthielt. Nach jeweils vier Entladungen konnte die Verdampfungsrates aus der Gewichts-differenz bestimmt werden; sie betrug (reduziert auf eine Entladung) bei einer Stromstärke von 10 kA 5 mg.

### 2. Zur Kinematik der Entladung

#### a) Der Durchzündevorgang der Kapillarentladung und die Frontgeschwindigkeit des Plasmastrahls

Zur Untersuchung der kinematischen Größen der Entladung diente eine Zeitlupenanordnung, wie sie von BARTELS und EISELT<sup>1</sup> zur Sichtbarmachung schneller Bewegungsabläufe beschrieben wurde. Das Beobachtungsobjekt wird dabei zunächst auf einen Drehspiegel (450 Hz) und dann über eine Galerie von elliptisch angeordneten Planspiegeln auf eine Photoplatte abgebildet. Im vorliegenden Fall konnten maximal 12 Einzelbilder mit einem zeitlichen Abstand von  $2 \mu\text{sec}$  herge-

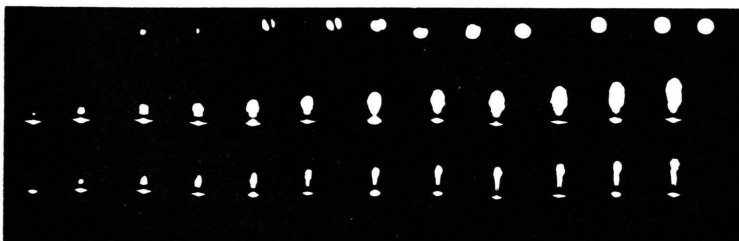


Abb. 3. Zeitlupenaufnahmen an der Kapillarentladung. Oben: Durchzündevorgang durch die Kapillare; Stromstärke 8 kA; Mitte und unten: Entwicklung des Plasmastrahls an einer Seite der Lampe; Stromstärke 10 bzw. 6 kA; Bildabstand: Oben:  $2 \mu\text{sec}$ , Mitte und unten:  $7 \mu\text{sec}$ ; Belichtungszeit: Oben:  $1,5 \mu\text{sec}$ , Mitte und unten:  $7 \mu\text{sec}$ .

stellt werden. Abbildung 3 zeigt oben von links den Durchzündevorgang in der Kapillare, beobachtet in Richtung der Kapillarachse. Man erkennt, daß nach einer relativ schwachen Leuchterscheinung zunächst ein Oberflächendurchschlag erfolgt, der sich zur Mitte bis zur gleichmäßigen Erfüllung der Kapillare ausweitet. In der Mitte und unten zeigt die Abbildung die zeitliche Entwicklung des Plasmastrahls bei seitlicher Beobachtung. Bemerkenswert ist die Tatsache, daß das Plasma zunächst laminar aus der Kapillare ausströmt; erst in einiger Entfernung von der Austrittsöffnung bildet sich ein Wirbelknoten. Abbildung 4 zeigt die aus dem zeitlichen Abstand der Einzelbilder und aus dem Vergrößerungsverhältnis der Abbildung erhaltene Frontgeschwindigkeit des Plasmastrahls.

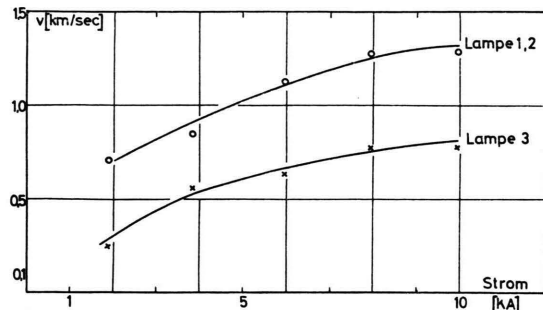


Abb. 4. Frontgeschwindigkeit des Plasmastrahls,  $40 \mu\text{sec}$  nach Beginn der Entladung.

#### b) Die Teilchengeschwindigkeit im Plasmastrahl

Zur Messung der stets größeren Teilchen-, d. h. Strömungsgeschwindigkeit im Plasmastrahl wurde die in Abb. 5 gezeigte Anordnung benutzt. Der an beiden Sei-

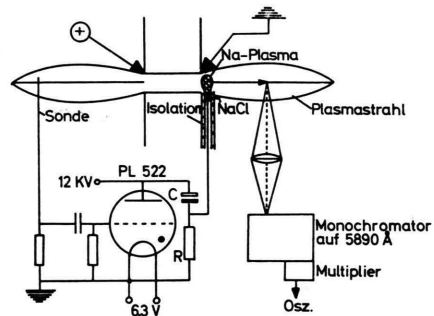


Abb. 5. Anordnung zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit des Plasmastrahls durch Anfärben.

ten der Kapillare mit gleicher Geschwindigkeit austretende elektrisch leitende Plasmastrahl trifft ca. 100  $\mu\text{sec}$  nach Beginn der Entladung (der Plasmastrahl hat sich also schon voll ausgebildet) an der positiven Seite der Lampe auf eine Sonde, die mit dem Gitter eines Wasserstoffthyratrons PL 522 verbunden ist. Der Spannungsabfall zündet das Thyatron und bewirkt einen Funken-durchschlag zwischen dem Minuspol der Impulslampe und der Gegenelektrode durch den NaCl-Propfen hindurch: dadurch wird in den Plasmastrahl ca. 100  $\mu\text{sec}$  nach Vorbeilaufen der Leuchtfront eine natriumhaltige Plasmawolke injiziert, die im strömenden Plasma mitwandert. Ein Photomultiplier am Ausgang eines auf 5890 Å eingestellten Monochromators registriert das Erscheinen der NaD-Linien am abgebildeten Ort verzögert gegen die elektrische Störung des Durchschlags. Die so erhaltene Teilchengeschwindigkeit beträgt  $1,1 \cdot 10^6 \text{ cm sec}^{-1}$  bei einer Stromstärke von 10 kA.

### 3. Die Bestimmung des Drucks in der Kapillarentladung

Für das Verständnis der Entladung ist die Kenntnis des Drucks von entscheidender Bedeutung, da dann bei bekannter Temperatur und chemischer Zusammensetzung des Wandmaterials die Plasmakomponenten berechnet werden können (vgl. Teil I). Wir ermitteln den Druck in der Kapillarentladung auf verschiedene unabhängige Methoden.

#### a) Berechnung des Drucks aus Verdampfungsrate und Strömungsgeschwindigkeit

Bei der Annahme zeitlicher Druckkonstanz betrachten wir den Idealfall, daß der ausströmende Plasmastrahl den Durchmesser der Kapillare ( $2r$ ) beibehält; Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit  $v$  des Strahls seien ungeändert. Das unter diesen Bedingungen nach beiden Seiten der Kapillare ausströmende Plasma erfüllt das Volumen  $V = 2\pi r^2 v \Delta t$  ( $\Delta t$  Zeitdauer der Entladung). Sei die Verdampfungsrate  $\Delta M$ , so ist die Teilchendichte im Plasmastrahl:  $N = \Delta M / m V$  ( $m$  ist hier die aus der Summenformel des Plexiglasses  $\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2$  bestimmte mittlere Atommasse von  $1,11 \cdot 10^{-23} \text{ g}$ ). Diese Teilchendichte herrscht aber auch zu jedem Zeitpunkt in der Kapillare selbst, da der Plasmastrahl durch Aufweitung des idealen Plasmazyinders entsteht. Der Druck folgt dann letztlich nach:

$$p = \frac{kT}{2\pi r^2 m \Delta t} \frac{\Delta M}{v} \quad (\text{vgl. } ^2) \quad (1)$$

#### b) Die Messung des Drucks nach einer ballistischen Methode

Die Kapillarlampe (Anordnung 1 bzw. 2) wurde hierzu an einem 2 m langen Faden aufgehängt, eine

Ringlektrode verschlossen und der Strom zur Gewährleistung voller Bewegungsfreiheit über äußerst elastische Kupferlitzen zugeführt. Während der Entladung erhielt die Lampe einen Rückstoß, der sich durch Auslenkung in Richtung der verschlossenen Elektrode bemerkbar machte. Sei  $p_1$  der Druck in der Kapillare des Querschnitts  $F_1$ ,  $p_2$  der Druck im Plasmastrahl am Ansatzpunkt mit dem Querschnitt  $F_2$ , so ist der gesamte Rückstoß:

$$K \Delta t = (p_1 F_1 + p_2 F_2) \Delta t.$$

Betrachtet man ein Volumelement der Kapillare bzw. des Strahls  $V_1$  bzw.  $V_2$ , so gilt bei isothermer Expansion  $p_1 V_1 = p_2 V_2$  und aus Kontinuitätsgründen weiter  $p_1 F_1 = p_2 F_2$ . Der auf das verschlossene Ende der Kapillare wirkende Druck hat also die doppelte Größe wie der auf die Stirnseite der Lampe vom Plasmastrahl ausgeübte Druck. Verschließen einer Öffnung verdoppelt den Druck in der Kapillare; somit ist der Impuls  $P_L = 4 p F_1 \Delta t$ . Aus den geometrischen Beziehungen am Pendel und aus dem Energiesatz folgt dann:

$$p = M_L s (g/l)^{1/2} / 4 F_1 \Delta t \quad (2)$$

mit  $M$  als Masse der Kapillarlampe,  $l$  als Abstand Aufhängepunkt – Schwerpunkt der Lampe und  $s$  als Schwingungsweite.

#### c) Messung des Drucks in der Kapillare mit einer piezoelektrischen Sonde

Angesichts der verwendeten Abschätzungen liefern die in a) und b) beschriebenen Methoden nur Näherungswerte für den während der Entladung in der Kapillare herrschenden Druck; genaue Werte ergibt das folgende Verfahren.

Die verwendete Drucksonde wurde im Anschluß an BÜCHL<sup>3</sup> gebaut. Als piezoelektrischer Wandler diente ein axial schwingendes Keramikscheibchen (PXE 5, VALVO) von 2 mm Durchmesser und 0,5 mm Dicke, das mit Leitsilberkitt (DEGUSSA No. 251) zwischen die beiden an den Enden optisch polierten und sodann einbrennversilberten Druckleiterstäbe der Sonde (aus Glas; 2 mm Durchmesser) geklebt war. Zur Dämpfung der Radialschwingungen und zur Erhöhung der Knickstabilität der Anordnung diente ein elastischer Schellack-Überzug. Die Druckleiterstäbe waren in ein Schutzrohr aus Glas eingesetzt; die Zentrierung am vorderen Ende der Anordnung erfolgte mit einer dünnen Schicht Araldit, am hinteren Ende zur Dämpfung unerwünschter Reflexion mit einem schallschluckenden Kitt. Zur oszillographischen Messung der Drucksignale diente ein in die Sonde eingebauter Impedanzwandler (E 88 CC, 2,5 MΩ Gitterableitwiderstand). Um den Einfluß der Sonde auf

das Plasma möglichst gering zu halten, wurde der Druckleiter über eine seitliche Durchbohrung der Plexiglasscheibe (Lampentyp 1) an den Entladungskanal herangeführt.

Eine besondere Schwierigkeit bereitet die dynamische Eichung piezoelektrischer Sonden. Eine von KATSAROS<sup>4</sup> vorgeschlagene Anordnung erwies sich wegen der zu geringen erreichbaren Drucke als ungeeignet. Verzichtet man jedoch auf die Angleichung der Länge der Eichimpulse an die Dauer der zu untersuchenden Drucksignale, so bietet sich wegen der theoretischen Übersichtlichkeit eine Pendelanordnung an.

Ein aus der Ruhelage um die Strecke  $s_1$  ausgelenktes Pendel (eine an einem Kupferfaden aufgehängte Stahlkugel) schlägt gegen den an seiner Stirnfläche dünn versilberten Druckleiter und wird um die Strecke  $s_2$  zurückgeworfen. Aus den geometrischen Beziehungen am Pendel folgt mit Energie- und Impulssatz bei Annahme einer während des Aufpralls konstant wirkenden Kraft:

$$p = m[g(l+a)]^{1/2} (s_1 + s_2) / F l \tau_K; \quad (3)$$

hierin ist  $p$  der auf die Stirnseite des Druckleiterstabes wirkende Druck,  $m$  die Masse der Stahlkugel,  $l$  die Entfernung Pendelaufhängung – Skala,  $a$  die Entfernung Kugelmittelpunkt – Skala und  $\tau_K$  die Kontaktzeit für den Zusammenstoß zwischen Kugel und Druckleiter. Da der Durchmesser der Stahlkugel (20 mm) den des Druckleiterstabes um das zehnfache übertrifft, kann  $F$  seinem Querschnitt gleichgesetzt werden. Zur Messung der Kontaktzeit  $\tau_K$  wurden sowohl die Stahlkugel über ihre Aufhängung als auch das versilberte Ende des Druckleiters über eine Gleichspannungsquelle mit dem Eingang eines Oszillographen verbunden: beim Aufprall der Kugel auf den Stab schließt sich der Stromkreis und wird beim Zurückschnellen wieder unterbrochen. Als Mittelwert ergab sich unabhängig von der Auslenkung 560  $\mu\text{sec}$ .

Die Annahme einer konstant wirkenden Kraft während des Aufpralls der Kugel bedarf einer Überprüfung. Eine direkte Messung des Kraftverlaufs ist mittels der Drucksonde selbst nicht möglich; daher wurde die folgende Anordnung benutzt. An das optisch polierte und dünn versilberte Ende eines Glasstabs von 150 cm Länge ( $L$ ) ist mit Leitsilberkitt ein Piezoquarzscheibchen gleichen Durchmessers geklebt, dessen elastische Eigenschaften und Schallgeschwindigkeit  $c$  mit guter Näherung denen des

Glasstabes entsprachen. Die Stahlkugel wurde aus elektrischen Gründen durch eine Glaskugel ersetzt. Als Impedanzwandler für das auftretende Piezosignal diente ein Kathodenfolger (E 80 F in Elektrometerschaltung, Gitterableitwiderstand  $10^9 \Omega$ ); die Eigenkapazität des Piezoquarzes von 0,5 pF zusammen mit der Parallelkapazität von 50 pF ergab so eine Zeitkonstante des Gitterkreises von 50 msec. Die für konstanten Druckverlauf erwarteten Oszillogramme (Rechteckspannungen abnehmender Amplitude für die Dauer der Kontaktzeit mit der Folgefrequenz  $c/2L$ ) deckten sich gut mit den erhaltenen.

Abbildung 6 zeigt die mit den verschiedenen Methoden erhaltenen Drucke während der Entladung durch die Kapillare. Bemerkenswert ist die Überein-

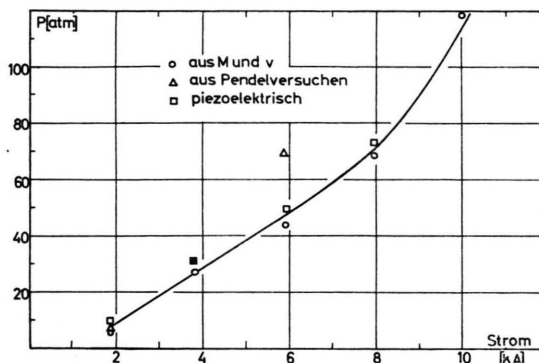


Abb. 6. Der Druck in der Kapillarentladung als Funktion der Entladungsstromstärke.

stimmung, obwohl jedes Verfahren für sich nicht ganz frei von Problematik ist.

#### 4. Die Messung der elektrischen Leitfähigkeit des Kapillarenplasmas

Um Aufschluß über die in der Kapillare während der Entladung umgesetzte Leistung zu gewinnen, ist die Kenntnis des zeitlichen Verlaufs von Stromstärke und Spannungsabfall über der Kapillare notwendig. Darüber hinaus erlauben hieraus bestimmte Werte des elektrischen Widerstands den Vergleich mit theoretischen Berechnungen der Leitfähigkeit.

##### a) Die Messung des Stromverlaufs

Der Stromverlauf konnte in einfacher Weise mit Hilfe einer kleinen Induktionsspule, deren Signal integriert und oszillographiert wurde, gemessen werden; Restladungen auf den Kondensatoren wurden berücksichtigt.

Schwieriger gestaltete sich die Messung des Spannungsverlaufs, da eine direkte elektrische Kopplung an die Kapillarentladung wegen des Zündimpulses von 80 kV nicht möglich war. Daher wurde die im folgenden beschriebene Methode benutzt.

b) Messung des Spannungsabfalls nach der Methode der „verzögerten galvanischen Kopplung“

Auf beiden Seiten der Impulslampe befindet sich in Höhe der Austrittsöffnung im Abstand von einigen cm eine Sonde; beide Sonden sind über einen hochohmigen Spannungsteiler mit dem Differenzeinschub eines Oszillographen verbunden. 20  $\mu$ sec bis 50  $\mu$ sec nach Zündung der Entladung erreicht der elektrisch gut leitende Plasmastrahl die Sonden und stellt so den elektrischen Kontakt zu den Elektroden der Lampe her; zu dieser Zeit sind Hochspannungsimpulse und die durch den Stromanstieg bedingten Potentialdifferenzen längst abgeklungen. Ein Einfluß des niederohmigen Plasmas zwischen Elektroden und Sonden auf die Meßergebnisse ist wegen des hochohmigen Spannungsteilers nicht zu befürchten; eine Variation des Abstandes der Sonden bestätigte diese Erwartung. Zur Prüfung, ob Kathoden- und Anodenfall der Entladung mit der Säulenspannung vergleichbare Werte annehmen, wurde die Entladungskapillare aus Plexiglas von 8 mm auf 16 mm verlängert und ebenfalls Stromstärke und Spannungsabfall gemessen; die Ergebnisse zeigten genaue Verdopplung der Widerstandswerte. Somit liegt der Einfluß von Kathoden- und Anodenfall in dieser Kapillarentladung unterhalb der Meßgenauigkeit von ca. 3%.

c) Messung des Spannungsabfalls nach einer Reflexionsmethode

Für die am Ende eines Kettenleiters reflektierte Amplitude  $A_{\text{refl}}$  eines Stromsprunges  $A_0$  gilt:

$$A_{\text{refl}} = A_0 \frac{R - Z_0}{R + Z_0}; \quad (4)$$

$Z_0$  ist der Wellenwiderstand,  $R$  der Abschlußwiderstand der Kette. Die Auflösung nach  $R$  ergibt:

$$R = Z_0 \frac{A_0 - A_{\text{refl}}}{A_0 + A_{\text{refl}}}. \quad (5)$$

Bei Kenntnis von einfallender und reflektierter Amplitude (in willkürlichen Einheiten) am Ende des Kettenleiters läßt sich also der dort befindliche Abschlußwiderstand bestimmen. Bildet die Kapillarentladung also allein den Abschlußwiderstand, kann

aus dem oszillographischen Stromverlauf nach Abzug des Widerstandes der Lampenzuleitungen der Widerstand des Kapillarplasmas erhalten werden. Streng genommen ist diese Beziehung nur gültig für rein ohmsche Abschlußwiderstände; der Einfluß von Abweichungen läßt sich wie folgt abschätzen: da mit abnehmender Amplitude des reflektierten Stromes der Plasmawiderstand zunimmt, ist der Endwert des reflektierten Stromsignals wegen des nun größeren Abschlußwiderstandes kleiner als im Falle eines rein ohmschen Verbrauchers. Der nach der Beziehung (4) erhaltene Reflexionsfaktor wird also zu groß; der nach der Reflexionsmethode erhaltene Widerstand stellt also eine obere Grenze dar. Die Abweichungen der nach den Verfahren b) und c) ermittelten Plasmawiderstände lagen bei 4 bis 8%.

d) Die Homogenität der Kapillarplasmen

Zur Messung der radialen Intensitätsverteilung des Kapillarplasmas diente die folgende Anordnung. Eine Kreisblende im Brennpunkt der abbildenden Linse sorgte dafür, daß nur achsenparallel aus der Kapillare austretendes Licht den Spektrographenspalz traf; verwendet wurde ein Quarzspektrograph Q 24 (vgl. Teil I). Aus der so gewonnenen Radialverteilung der spektralen Intensität folgt die Gleichmäßigkeit der Ausstrahlung im gesamten Kapillarenquerschnitt, womit die räumliche Konstanz von Temperatur und Elektronendichte nachgewiesen ist.

Zur Gewinnung der elektrischen Leitfähigkeit aus den Messungen des Plasmawiderstands wurden daher die geometrischen Abmessungen der Kapillare zugrunde gelegt.

e) Die elektrische Leitfähigkeit des Plexiglasplasmas

Die so erhaltene elektrische Leitfähigkeit eines Plexiglasplasmas zeigt Abb. 7. Zum Vergleich eingezeichnet sind die Ergebnisse theoretischer Rechnungen unter der Annahme einfacher Vollionisation<sup>5</sup>; die Plasmatemperaturen sind den in Teil III mitgeteilten spektroskopischen Messungen der Strahldichte entnommen. Die zum Vergleich herangezogenen Ausdrücke für die elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  sind:

GVOSDOVER<sup>6</sup>:

$$\sigma = \frac{e^2}{(3 m_e k T)^{1/2}} \left[ \frac{\pi e^4}{2 (k T)^2} \ln \frac{3 k T}{2 e^2 n_e^{1/3}} \right]^{-1}; \quad (6)$$

CHAPMAN-COWLING<sup>7, 8</sup>:

$$\sigma = \frac{e^2}{(3 m_e k T)^{1/2}} \left[ \frac{e^4}{(k T)^2} \ln \frac{4 k T}{e^2 n_e^{1/3}} \right]^{-1}; \quad (7)$$



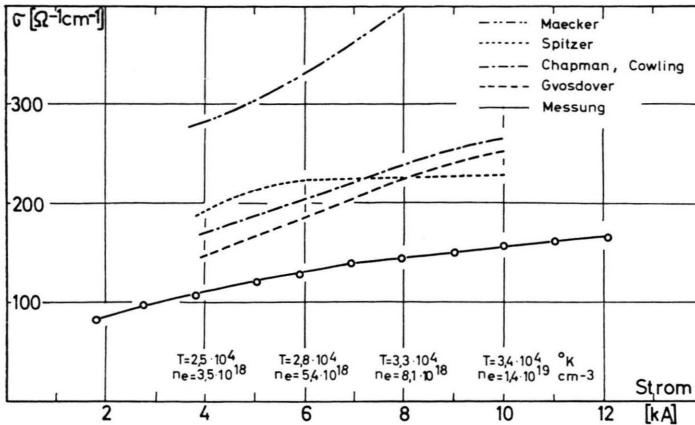


Abb. 7. Die elektrische Leitfähigkeit eines einfach-ionisierten Plexiglasplasmas im Vergleich mit den theoretischen Werten verschiedener Autoren für die angegebenen Werte von Temperatur und Elektronendichte. Die Temperatur wurde durch Approximation der gemessenen Strahldichteverteilung durch eine Kirchhoff-Planck-Funktion ermittelt, die Elektronendichte nach der Beziehung  $p = 2 n_e k T$ .

SPITZER<sup>9</sup>:

$$\sigma = \frac{e^2}{(3 m_e k T)^{1/2}} \left[ \frac{0,978 e^4}{(k T)^2} \ln \frac{3 (k T)^{3/2}}{\pi^{1/2} e^3 n_e^{1/2}} \right]^{-1}; \quad (8)$$

MAECKER<sup>10</sup>:

$$\sigma = \frac{e^2}{(3 m_e k T)^{1/2}} \left[ \frac{e^4}{(k T)^2} \ln \frac{k T}{e^2 n_e^{1/2}} \right]^{-1}; \quad (9)$$

$e$ ,  $m_e$  und  $k$  sind die bekannten Naturkonstanten.

In Anbetracht der Tatsache, daß die hier auftretenden Teilchendichten weit außerhalb des Gültigkeitsbereiches der vorliegenden Theorien der elektrischen Leitfähigkeit liegen und die Annahme einfacher Vollionisation nicht ganz erfüllt ist, ist die Abweichung zwischen theoretischen Werten und den Messungen verständlich.

### D. Schlußbemerkung

In dieser Arbeit wurde über kinematographische Untersuchungen an Kapillarentladungen durch

Plexiglas berichtet. Die Messungen liefern Aufschlüsse über das Zündverhalten von Kapillarentladungen und gestatten die Bestimmung kinematischer Daten des Plasmastrahls. Die Bestimmung des Plasmadrucks wurde nach drei verschiedenen Verfahren durchgeführt. Elektrische Messungen letztlich lieferten die elektrische Leitfähigkeit des Kapillarplasmas, die mit theoretischen Rechnungen verglichen wurde.

In Teil III dieser Untersuchungen soll über Messungen der spektralen Strahldichteverteilung berichtet werden.

Dem Direktor des Instituts für Experimentalphysik der Universität Kiel, Herrn Prof. Dr. W. LOCHTE-HOLTGREVEN, danken wir für die Unterstützung bei der Durchführung dieser Untersuchungen. Der Bundesminister für Bildung und Wissenschaft förderte sie durch die Bereitstellung von Sachmitteln. Herr Dipl.-Phys. H. P. PRITSCHOW half bei der Ausführung einer Reihe von Messungen; auch ihm sei dafür gedankt.

<sup>1</sup> H. BARTELS u. B. EISELT, Optik 6, 56 [1950].

<sup>2</sup> Wegen der Plasmatemperatur vgl. Teil I bzw. Teil III dieser Untersuchungen.

<sup>3</sup> K. BÜCHL, Z. Naturforsch. 19a, 690 [1964]; vgl. Inst. Plasmaphys., Garching, Report IPP 1/11 [1963].

<sup>4</sup> W. KATSAROS, Z. Angew. Phys. 22, 537 [1967]; vgl. Inst. Plasmaphys., Garching, Report IPP 1/46 [1966].

<sup>5</sup> Genaue Berechnungen der Plasmazusammensetzung (vgl. Teil I) rechtfertigen diese Annahme.

<sup>6</sup> S. D. GVOSDOVER, Z. Phys. Sowjetunion 12, 164 [1937].

<sup>7</sup> S. CHAPMAN u. T. G. COWLING, Theory of Non-Uniform Gases, Cambridge University Press 1970.

<sup>8</sup> T. G. COWLING, Proc. Roy. Soc. London A 183, 453 [1945].

<sup>9</sup> L. SPITZER u. E. HÄRM, Phys. Rev. 89, 977 [1953].

<sup>10</sup> H. MAECKER, TH. PETERS u. H. SCHENK, Z. Phys. 140, 119 [1955].