

## Experimentelle Untersuchung der Entstehung und Beschleunigung der stromführenden Schicht in einer Z-Pinch-Entladung

G. KLEIST \*, W. BÖTTICHER \*\*, H. DAMMANN \*\*\* und U. KOGELSCHATZ \*\*\*\*

Institut für Experimentalphysik, Universität Kiel

(Z. Naturforsch. 24 a, 226—233 [1969]; eingegangen am 24. Oktober 1968)

The formation and acceleration of the luminescent current layer in a  $z$  pinch discharge (diameter 44 cm, electrode distance 9 cm) has been investigated. From observations of discharges in different gases with filling densities in the range  $2.2 \cdot 10^{-7} \leq \rho_0 \leq 6.6 \cdot 10^{-6}$  g/cm<sup>3</sup> a model has been developed for the different structures of the contracting layer. The essential discharge parameters are the density and the electron mean free path in the cold gas.

Mit großer Geschwindigkeit strömende Plasmen werden für den Antrieb von Raumfahrzeugen, den Einschuß von Plasmen in magnetische Flaschen sowie zur Erzeugung starker Stoßwellen benötigt. Zur Beschleunigung auf die notwendigen Geschwindigkeiten ( $v \geq 10^6$  cm/sec) muß man die Lorentz-Kraft, d. h. einen elektromagnetischen Antriebsmechanismus verwenden. Hierfür sind eine Vielzahl von Entladungsgeometrien möglich. Am vorteilhaftesten sind Anordnungen mit einem hohen Symmetriegrad, bei denen die das treibende Magnetfeld erzeugenden Ströme entlang möglichst niederinduktiver Wege fließen. In jedem Fall wird angestrebt und für praktisch durchführbare Modellrechnungen angenommen, daß sich im Plasma eine homogene, möglichst dünne stromführende Schicht bildet, die als homogener schiebender Kolben wirkt<sup>1-3</sup>.

Bei vielen Experimenten wurden starke Abweichungen von diesen idealisierenden Annahmen beobachtet, ohne daß deren Ursache näher untersucht wurde<sup>4</sup>.

In dieser Arbeit wird für eine spezielle Geometrie die Entstehung, Homogenität und Symmetrie der stromführenden Schicht untersucht und ihre Beschleunigung gemessen. Die Entladung ist vom Typ des Z-Pinches, hat aber ein großes Verhältnis von Durchmesser zu Elektrodenabstand (44/9), um eine

lange Laufstrecke der entstehenden Stoßfront zu erhalten.

Im Gegensatz zu früheren Arbeiten an der gleichen Anlage<sup>5-7</sup> interessiert hier vor allem die Anfangsphase der Entladung. An Stelle einer detaillierten Untersuchung bei festen Entladungsparametern wurden neben der Messung der elektrischen Daten der Entladungen photographische und photoelektrische Aufnahmen des Eigenleuchtens gemacht, wobei die Entladungsbedingungen (Fülldichte, Ladespannung, Elektrodenabstand und vor allem die Gasart) in weiten Grenzen variierten. Aus den Änderungen der Entladungsstruktur in Abhängigkeit von diesen Parametern wird dann auf die Entladungsmechanismen geschlossen. An Hand der Meßergebnisse können die Grenzen angegeben werden, in denen bei der vorliegenden Geometrie eine symmetrische und homogene Entladungsform auftritt. Diese Ergebnisse sollten näherungsweise auch auf andere Entladungsgeometrien übertragbar sein.

### Experimentelles

Die rotationssymmetrisch aufgebaute Kondensatorbatterie und das Entladungsgefäß wurden schon mehrfach beschrieben<sup>5, 8</sup>. Die Konstruktionsdetails des hier benutzten Entladungsgefäßes zeigt Abb. 1.

\* Diese Arbeit enthält wesentliche Teile der Dissertation von G. KLEIST, Kiel 1968.

\*\* Jetzt: Forschungszentrum der AG Brown, Boveri & Cie., Baden, Schweiz.

\*\*\* Jetzt: Philips Zentrallaboratorium, Hamburg-Stellingen.

\*\*\*\* Jetzt: NASA, Langley Research Center, Hampton, Va.

<sup>1</sup> R. G. JAHN, Physics of Electric Propulsion, Chapt. 9, McGraw-Hill Book Co., New York 1968.

<sup>2</sup> C. T. CHANG and O. KOFOED-HANSEN, Plasma Physics **10**, 137 [1968].

<sup>3</sup> A. L. HOFFMANN, J. Plasma Phys. **1**, 193 [1967].

<sup>4</sup> H. ZWICKER, Z. Physik **177**, 62 [1964]. — F. L. CURZON et al., Proc. Phys. Soc. London **81**, 349 [1963].

<sup>5</sup> Forschungsbericht des Instituts für Experimentalphysik, Kiel, Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung BMwF FB-K 66-41.

<sup>6</sup> dito, BMwF FB-K 67-68.

<sup>7</sup> dito, BMwF FB-K 68.

<sup>8</sup> U. KOGELSCHATZ, W. BÖTTICHER, H. DAMMANN u. G. KLEIST, Z. Naturforsch. **23 a**, 514 [1968].



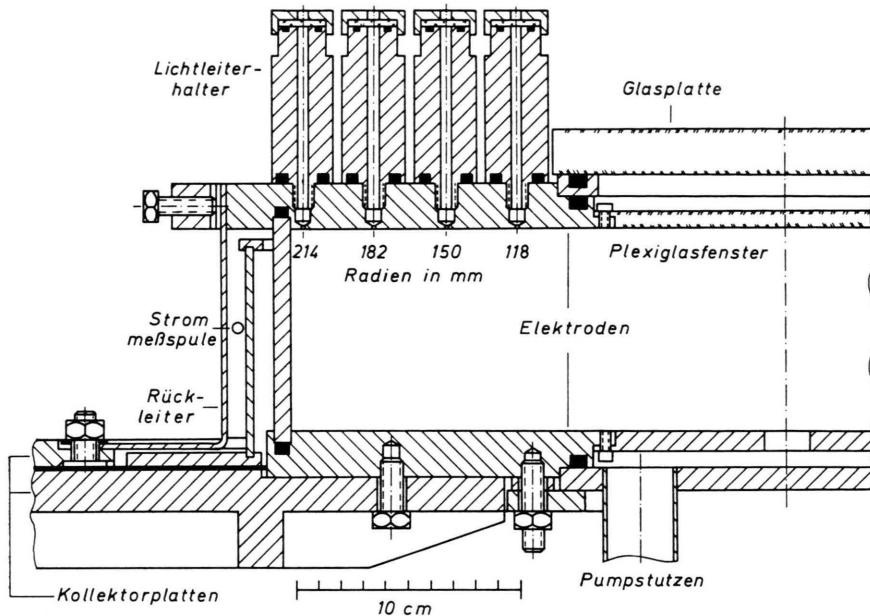


Abb. 1. Das Entladungsgefäß im Schnitt. Die obere Elektrode enthält das zentrale Beobachtungsfenster und Bohrungen ( $\phi = 1$  mm) mit aufgesetzten Lichtleiterhaltern entlang eines Gefäßradius, durch die das Plasmaeigenleuchten photoelektrisch registriert wurde.

Die obere Elektrode war normalerweise Anode. In einigen Experimenten wurde die Polarität der Kondensatorbatterie gewechselt und die untere, besser beobachtbare Elektrode als Anode benutzt. Durch Einsatz eines in das Entladungsgefäß hineinragenden Zwischenstücks konnte auch mit einem Elektrodenabstand von 4,5 cm gearbeitet werden.

Der Gesamtstrom durch das Entladungsgefäß wurde unter Voraussetzung einer zylindersymmetrischen Stromverteilung mittels einer Induktionsspule innerhalb des Rückleiters gemessen. Der Stromverlauf nach dem Durchschlag erwies sich als nahezu unabhängig von Gasart und Gasdruck. Bei einer Ladespannung von 30 kV ergab sich eine schwach gedämpfte Schwingung von 140 kHz mit einem ersten Maximum von  $2,3 \cdot 10^6$  A (vgl. <sup>8</sup>). Die Entladungsspannung wurde mit einem Ohmschen Spannungsteiler am Rande der oberen Elektrode und am Umfang der unteren Kollektorplatte abgegriffen. Dem Beginn des Spannungsoszillogramms waren größere Unregelmäßigkeiten überlagert, von denen nicht geklärt werden konnte, ob sie von Schwingungen des Durchschlags im Entladungsgefäß oder von Unregelmäßigkeiten der 30 Schaltfunkenstrecken herührten. Bei sehr kleinen Fülldichten (d. h. für  $p \cdot d$ -Werte unterhalb des Paschenminimums) stand die volle Ladespannung bis zu 2  $\mu$ sec an den Elektroden, bevor der Durchschlag im Gefäß erfolgte und der normale oszillierende Entladungsverlauf einsetzte.

Die Geschwindigkeit der kontrahierenden Leuchtfronten, die mit hier hinreichender Genauigkeit als stromführende Schichten angesehen werden können, wurde aus den Zeitpunkten ermittelt, an denen bestimmte Radien durchlaufen werden. Die auf diesen Radien angeordneten Lichtleiter (Abb. 1) empfangen das aus einem zur Entladungssachse parallelen Bündel

(Durchmesser 1 mm) emittierte Licht. Die Lichtsignale wurden jeweils einem Photomultiplier zugeführt und oszillographisch registriert. Es wurden bis zu acht solcher Kanäle gleichzeitig benutzt, die teilweise auf den gleichen Radien, aber an verschiedenen Stellen des Umfangs angeordnet waren, um die Entladungssymmetrie in den Randgebieten zu prüfen. Die Form der Entladung im Bereich des zentralen Fensters ( $2r = 15$  cm) wurde sowohl mit einer Kerr-Zellenkamera (Einzelbildaufnahmen bei 30 nsec Belichtungsdauer) als auch mit einer an anderer Stelle <sup>5</sup> beschriebenen Zeitlupenkamera (7 Aufnahmen bei 47 nsec Belichtungsdauer und 235 nsec Bildabstand) photographiert. Die Beobachtungsrichtung war dabei parallel zur Achse des Entladungsgefäßes. Um die Leuchterscheinungen während der Anfangsphase der Entladung, d. h. in den wandnahen Gebieten des Gefäßes, zu erkennen, wurden Kerr-Zellenaufnahmen gemacht, bei denen die optische Achse stark gegen die Gefäßachse geneigt war.

### Untersuchte Gase

Die Untersuchungen erstreckten sich über einen weiten Bereich von Gasarten und Fülldichten. Tab. 1 enthält die verwendeten Gase.

Bis auf wenige Ausnahmen beschränken sich die Untersuchungen auf den Dichtebereich

$$2,2 \cdot 10^{-7} \leq \varrho_0 \leq 6,6 \cdot 10^{-6} \text{ g/cm}^3.$$

(Wasserstoff:  $\varrho_0 = 2,2 \cdot 10^{-7} \text{ g/cm}^3 \cong 2 \text{ Torr}$ ; die Umrechnung auf Fülldrucke ergibt sich danach aus Tab. 1 über die Molekulargewichte.)

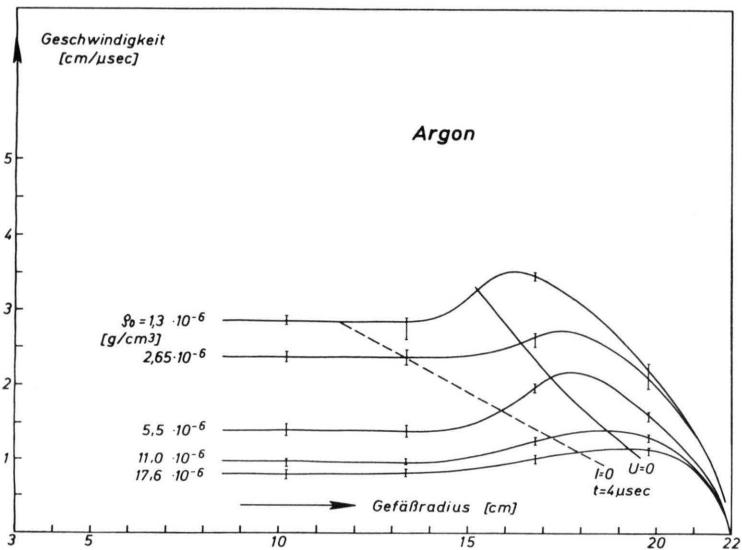
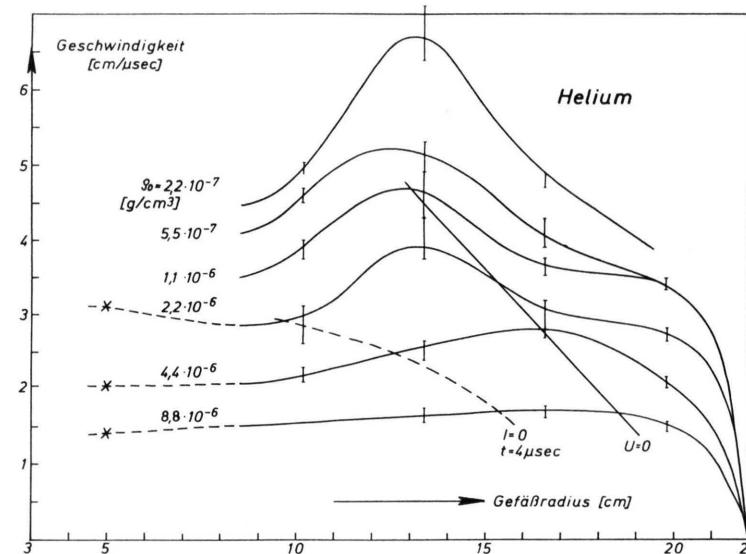
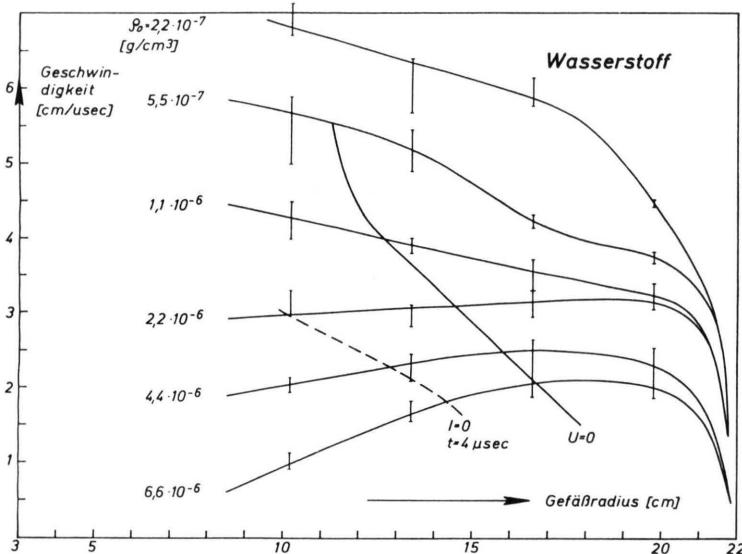


Abb. 2 a-c. Mittlere Geschwindigkeit  $v(r)$  der Leuchtfront bei Entladungen in  $H_2$  (a), He (b) und A (c) bei mehreren Fülldichten  $\rho_0$  (Elektrodenabstand  $d=9$  cm, Ladespannung  $U_B=30$  kV). Die quer verlaufenden Linien verbinden die Radien der Leuchtfront zu den Zeitpunkten des ersten Nulldurchgangs der Spannung (—) und des Gesamtstroms (----).

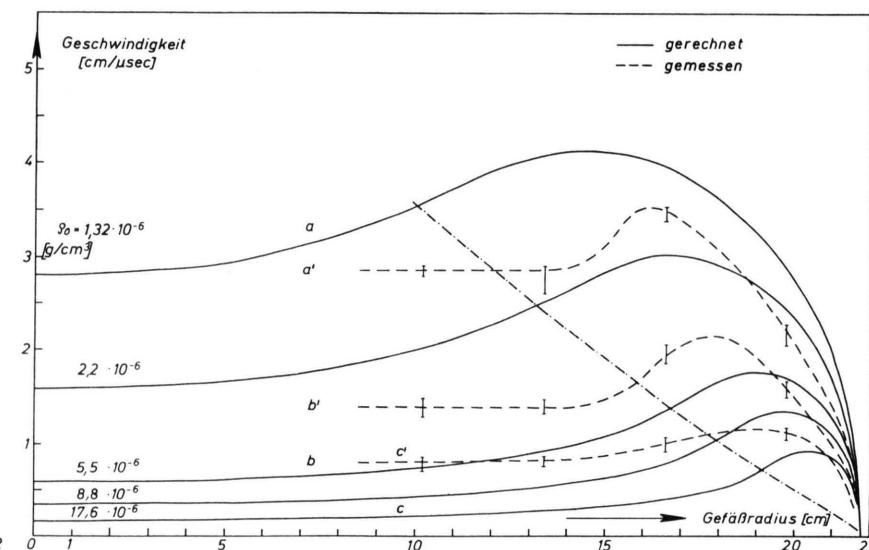


Abb. 2 d. Kurven  $v(r)$  der Stromschicht (—) nach dem Schneepflugmodell. Die quer verlaufende unterbrochene Linie (----) verbindet die Radien zur Zeit  $t=4 \mu\text{sec}$  (Ende des Stromflusses in der Schicht). Zum Vergleich Meßkurven für Argon [nach Abb. 2 c, (----)]; Zuordnung der Meßkurven (a', b', c') zu den gerechneten (a, b, c) bei gleicher Fülldichte  $\rho_0$ .

	Symbol	Molekulargewicht A	mittleres Atomgew. $\bar{A}$	Streuquerschnitt $q^+$	mittlere freie Weglänge $\lambda$ [cm]
Wasserstoff*	H	1	1	30	$6,35 \cdot 10^{-4}$
	$H_2$	2	1	15	$25,3 \cdot 10^{-4}$
Methan	$CH_4$	16	3,2	3,2	$950 \cdot 10^{-4}$
Helium*	He	4	4	7	$108 \cdot 10^{-4}$
Methylalkohol	$CH_3OH$	32	5,4	32	$190 \cdot 10^{-4}$
Stickstoff*	$N_2$	28	14	13	$410 \cdot 10^{-4}$
Chlorwasserstoff	HCl	35,5	18,3	13	$533 \cdot 10^{-4}$
Argon*	A	40	40	1	$7\,600 \cdot 10^{-4}$
Krypton	Kr	83,8	83,8	1	$15\,900 \cdot 10^{-4}$

Tab. 1.  $\bar{A}$  ist das durch die Anzahl der Atome im Molekül dividierte Molekulargewicht;  $q^+$  ist der Wirkungsquerschnitt für elastische Streustöße der Elektronen an Neutralteilchen bei der Elektronenenergie 1 eV (Ramsauer-Querschnitt) in Einheiten von  $\pi a_0^2$  mit  $a_0$  = Bohrscher Radius. Die mittlere freie Weglänge  $\lambda = 1/n \cdot q^+ \cdot \pi a_0^2$  ( $n$  = Neutralteilchendichte) in Spalte 6 wird für die Gasdichte  $\varrho_0 = 10^{-6}$  g/cm<sup>3</sup> angegeben. — Bei den mit (\*) gekennzeichneten Gasen wurden Kerr-Zellaufnahmen des wandnahen Plasmas wenige 100 nsec nach der Durchzündung hergestellt.

Der Entladungsablauf in den verschiedenen Gasen wird bei derselben Fülldichte verglichen, da die Gasbeschleunigung bei unverändertem Stromverlauf in erster Linie durch die Trägheit der aufgesammelten Masse, d. h. die Fülldichte bestimmt wird.

## Ergebnisse

### Messung der Leuchtfrontgeschwindigkeit

Die Registrierung des Eigenleuchtens des Plasmas an äquidistanten Orten entlang eines Gefäßradius führt zu den folgenden Ergebnissen:

1. Die ersten zwei bis drei Stromhalbwellen verursachen im Gebiet  $r > 21,4$  cm (Gefäßradius  $R_0 = 22$  cm) jeweils während des Stromanstiegs die Ausbildung und Ablösung von je einer deutlich ausgebildeten leuchtenden Plasmaschicht, die durch die Lorentz-Kraft zur Gefäßmitte getrieben wird.

2. Die Frontgeschwindigkeit der zweiten Schicht ist i. allg. größer als die der ersten. Bei Argonentladungen hoher Dichte ( $\varrho_0 > 6,6 \cdot 10^{-6}$  g/cm<sup>3</sup>) verschmelzen beide Schichten im Verlaufe der Kontraktion und bilden eine gemeinsame Front.

3. Bei Helium-, Argon- und Kryptonentladungen ausreichend hoher Dichte ( $\varrho_0 > 3,3 \cdot 10^{-6}$  g/cm<sup>3</sup>) wird vor dem Anstieg der Hauptleuchtfront eine schwach leuchtende Vorläuferfront registriert (vgl. 6, 9). Sie löst sich von der Hauptfront etwa zu dem Zeitpunkt ab, an dem die Geschwindigkeit der ersten Plasmaschicht ihr Maximum überschreitet.

Aus den Zeitdifferenzen zwischen den Durchgängen der ersten Leuchtfront an zwei verschiedenen

Radien lässt sich eine mittlere Geschwindigkeit  $v(r)$  angeben. In Abb. 2 a – c sind für den Radiusbereich  $r > 8,6$  cm  $v(r)$ -Kurven für Wasserstoff, Helium und Argon eingetragen mit der Fülldichte  $\varrho_0$  als Parameter. Die ausgezogene querlaufende Linie verbindet jeweils die Radien, bei denen sich die Leuchtfront zur Zeit des ersten Nulldurchgangs der Elektrodenspannung befindet, die unterbrochene Linie entspricht dem ersten Strom-Nulldurchgang. Während der Zeitspanne  $\Delta t = 1,3 - 1,5$   $\mu$ sec zwischen diesen Nulldurchgängen ist das Leistungsprodukt  $U \cdot I$  negativ, d. h. dem Gefäß wird Energie entzogen. Die Geschwindigkeit der ersten Schicht nimmt in dieser Zeit ab.

Ausgehend von dem gemessenen Stromverlauf und der Fülldichte wurde der Kontraktionsvorgang nach dem Schneepflugmodell von ROSENBLUTH<sup>10</sup> berechnet. Dabei wurden folgende Annahmen gemacht: In der ersten Schicht fließt der gesamte sinusförmige Entladungsstrom bis zur Zeit des ersten Strom-Nulldurchgangs ( $t = 4 \mu$ sec). Danach tritt eine vollständige Entkopplung der Schicht vom äußeren Stromkreis ein. Sie läuft anschließend nur auf Grund ihrer Trägheit weiter, sammelt aber weiterhin das gesamte Vorlandgas auf.

So berechnete Kurven  $v(r)$  sind für einige Dichten  $\varrho_0$  und einen festen Stromscheitelwert  $I_0 = 2,2 \cdot 10^6$  A in Abb. 2 d wiedergegeben. Die quer verlaufende unterbrochene Linie verbindet die Radien zur Zeit  $t = 4 \mu$ sec und trennt daher die Bereiche der Antriebsphase und der Freilaufphase. Zum Vergleich sind (unterbrochen gezeichnet) einige

<sup>9</sup> H. DAMMANN u. a., Proc. VIII. Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Springer-Verlag, Wien 1967, p. 472.

<sup>10</sup> M. ROSENBLUTH et al., Los Alamos Report LA-1850, 1954.

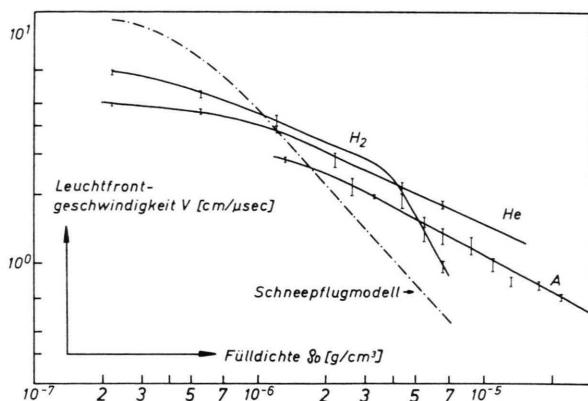


Abb. 2 e. Abhängigkeit der Leuchtfrontgeschwindigkeit  $v(\varrho_0)$  von der Fülldichte  $\varrho_0$  beim Radius  $r=10$  cm für  $H_2$ , He, A. Außerdem wurde die sich nach dem Modell ergebende Kurve  $v(\varrho_0)$  eingetragen ( $r=10$  cm).

Meßwerte von Argonentladungen (Abb. 2 c) einge- tragen.

Das einfache Modell vermag zwar den qualitativen Charakter des Kontraktionsablaufs zu beschreiben, quantitative Übereinstimmung ist aber nur größenordnungsmäßig gegeben.

Die mittleren Geschwindigkeiten bei  $r=10$  cm in Abhängigkeit von der Fülldichte  $\varrho_0$  sind in Abb. 2 e dargestellt. Für Wasserstoff und Helium gilt bis zu  $\varrho_0 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ g/cm}^3$   $\bar{v} \sim \varrho_0^{-0.4}$ , bei höheren Dichten fällt die Kurve für Wasserstoff stark ab. Bei diesen Dichten treten die unten beschriebenen zerrissenen Entladungsplasmen auf. Für Argon ergibt sich  $\bar{v} \sim \varrho_0^{-0.5}$ , d. h. dieselbe Abhängigkeit, die sich aus Stromdichtemessungen<sup>8</sup> ergeben hatte.

#### Homogenität und Symmetrie des Plasmas

Um einen Überblick über den für Stoßwellen- untersuchungen brauchbaren Dichtebereich zu erhalten, wurden mit der Kerr-Zellenkamera und der Zeitlupenanordnung Aufnahmen von der Phase der Kontraktion gemacht, in der das Plasma schon in den durch das Fenster beobachtbaren zentralen Raum des Entladungsgefäßes gelaufen war. Typische Kerr-Zellenaufnahmen sind in Abb. 3 \* zusammengestellt. Die in Abb. 3 b neben der feineren Plasmastruktur auffallende „elliptische“ Verformung der gesamten Leuchtfront kann auf die nicht völlig kreissymmetrische Anordnung der Kondensatorgruppen zurück- geführt werden.

\* Abb. 3, 5, 6 und 7 auf Tafel S. 230 a-d.

Derartige end-on-Aufnahmen wurden unter Verwendung der Zeitlupenkamera von allen in Tab. 1 aufgeführten Gasen gemacht.

Das Ergebnis war, daß außer bei den schweren Gasen Chlorwasserstoff, Argon und Krypton im untersuchten Dichtebereich mit zunehmendem Fülldruck eine Speichenstruktur des Plasmas bei gewellter Front erkennbar wurde. Bei den leichten Gasen (kleines  $\bar{A}$ ) wie Wasserstoff und Methan riß die Front bei Druckerhöhung vollständig auf, und einzelne Plasmazusammenballungen drifteten zum Entladungszentrum. Es bestand keine Korrelation zwischen der Anzahl der beobachteten Speichen und der entladeten Kondensatorgruppen (vgl. dazu die Aufnahmen von der Wandregion in Abb. 7).

An Hand der Aufnahmen konnte rein qualitativ festgestellt werden, bei welcher Fülldichte gewellte Fronten bzw. Speichenstrukturen erstmalig auftraten. Diese wurde als Grenzdichte für „homogene Entladungen“ definiert. Diese Grenze lag bei um so höherer Dichte, je höher das mittlere Atomgewicht  $\bar{A}$  pro Teilchen war (Abb. 4).

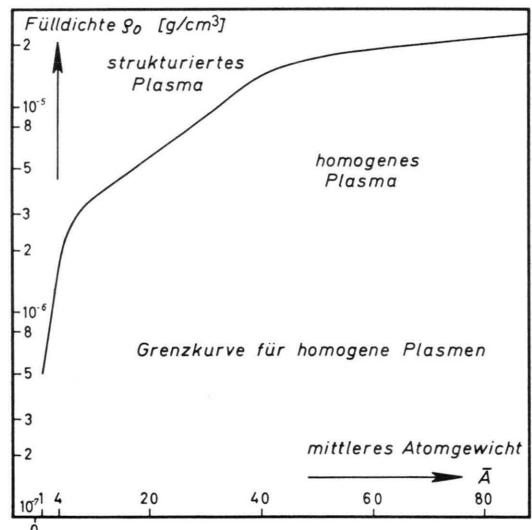


Abb. 4. Grenzkurve für homogene und strukturierte Plasmen der ersten kontrahierenden Schicht.

Die Untersuchungen zeigten, daß Stoßentladungen nach der in Tab. 1 angegebenen Reihenfolge in zunehmendem Maße für Stoßwellenuntersuchungen geeignet sind in dem Sinne, daß der brauchbare Dichtebereich für homogene Entladungen nach höheren Dichten hin erweitert werden kann. Insbesondere sind Argon und Krypton im ganzen Bereich  $2,2 \cdot 10^{-7} < \varrho_0 < 6,6 \cdot 10^{-6} \text{ g/cm}^3$  stabil.

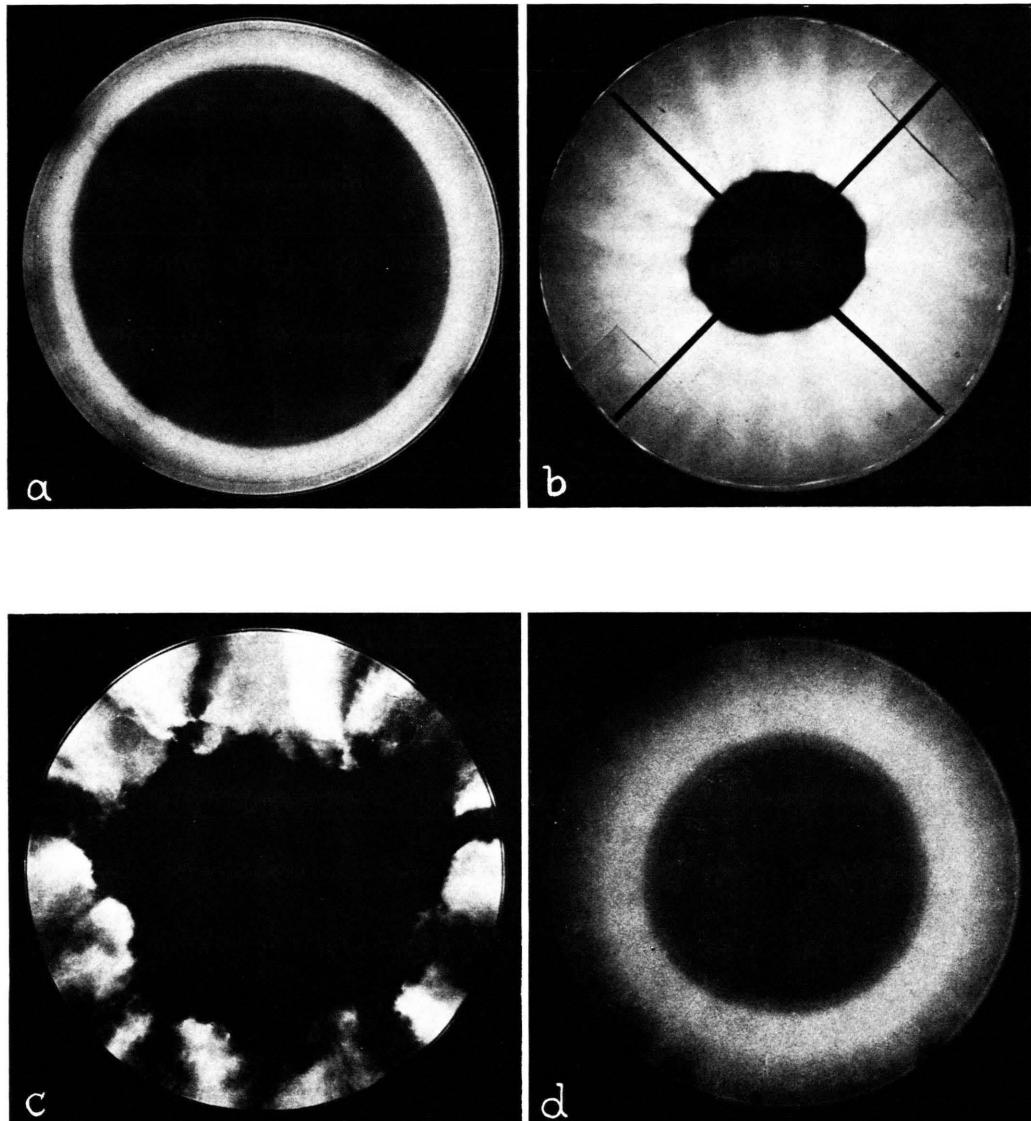


Abb. 3 a-d. Aufnahmen (end-on) durch das zentrale Fenster ( $\phi = 15$  cm) der Entladungsplasmen von Argon (a), Helium (b), Wasserstoff (c) und Stickstoff (d) bei den Fülldichten  $\varrho_0 = 5,5 \cdot 10^{-7}$  g/cm<sup>3</sup> (A),  $2,64 \cdot 10^{-6}$  g/cm<sup>3</sup> (He),  $3,3 \cdot 10^{-6}$  g/cm<sup>3</sup> (H<sub>2</sub>) und  $4,6 \cdot 10^{-7}$  g/cm<sup>3</sup> (N<sub>2</sub>). Elektrodenabstand  $d = 9$  cm, Ladesspannung  $U_B = 30$  kV. Die Abbildungen (a) und (c) zeigen je vier Pumpöffnungen in der unteren Elektrode; in Abb. (d) hat die Elektrode nur ein Pumploch. Die dunklen Linien in Abb. (b) sind Marken auf dem Fenster.

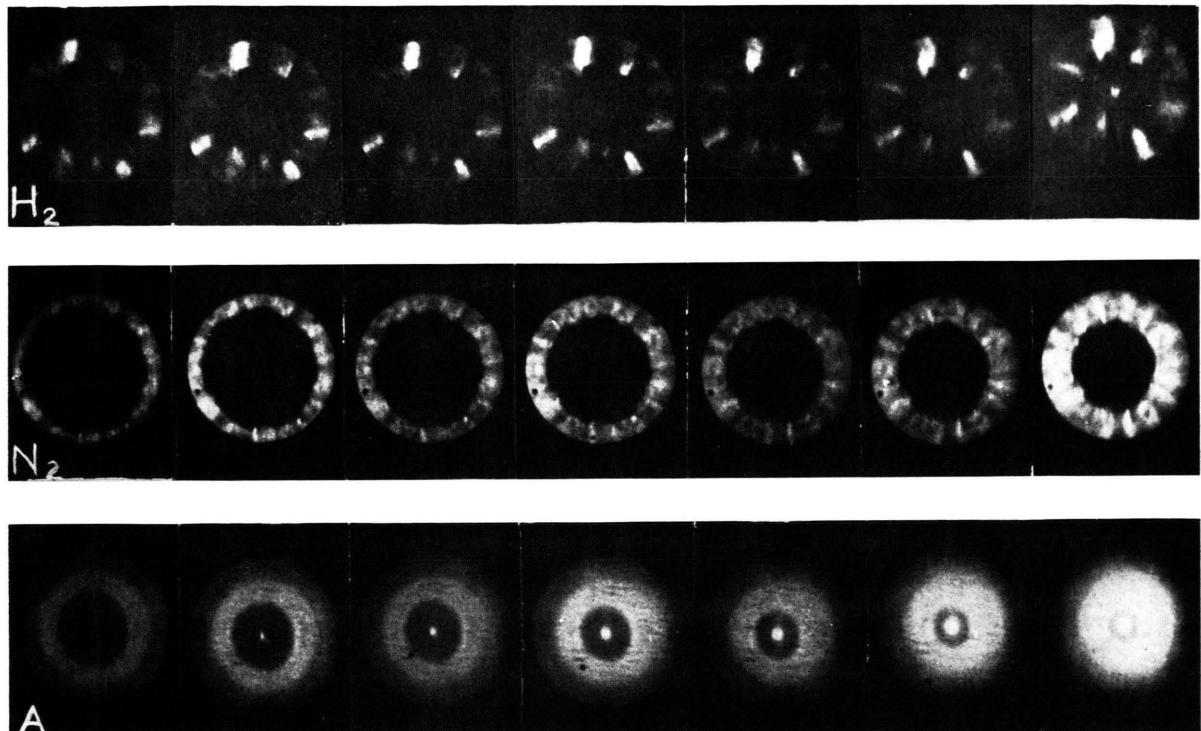


Abb. 5. Zeitlupenaufnahmen von Entladungen in Wasserstoff (oben), Stickstoff (Mitte) und Argon (unten) bei Fülldichten  $\rho_0 = 5,5 \cdot 10^{-6} \text{ g/cm}^3$  ( $\text{H}_2$ , A) bzw.  $6,6 \cdot 10^{-6} \text{ g/cm}^3$  ( $\text{N}_2$ ). Zeitliche Entwicklung des kontrahierenden Plasmas von links nach rechts (Bildabstand = 235 nsec). Bei Argon verursacht der Vorläufer bei der Reflexion in der Gefäßachse ein Aufleuchten, bevor die Hauptleuchtfront zusammengelaufen ist.

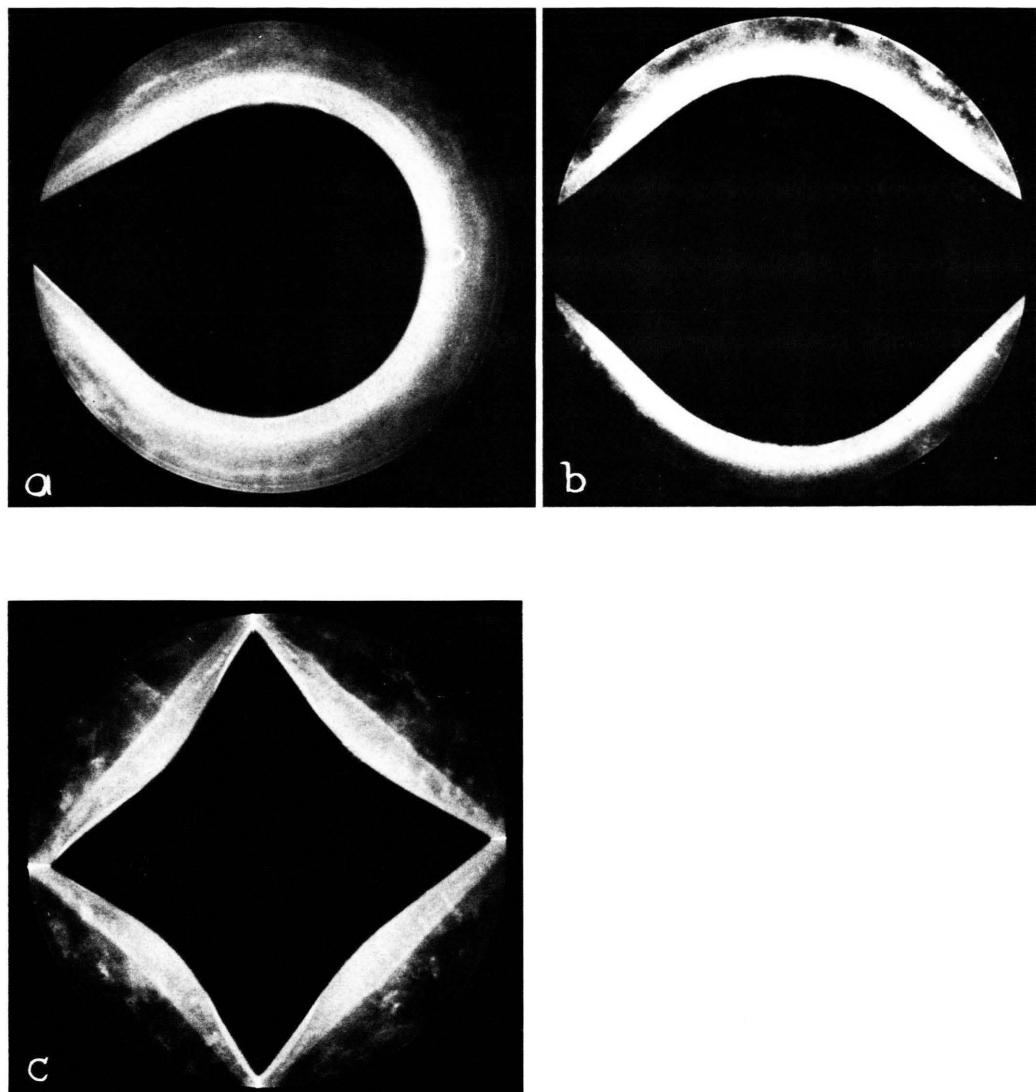


Abb. 6 a-c. Kerr-Zellenaufnahmen von Entladungen in Argon ( $\varrho_0 = 5,5 \cdot 10^{-7} \text{ g/cm}^3$ ) bei Benutzung von einer (a) bzw. zwei (b) und vier (c) metallischen Kurzschlußverbindungen zwischen den Elektroden an der Gefäßwand. An diesen Stellen kann der Strom das Plasma nicht antreiben. Trotz der starken Abweichung von der Kreissymmetrie bleibt die Plasmafront homogen.

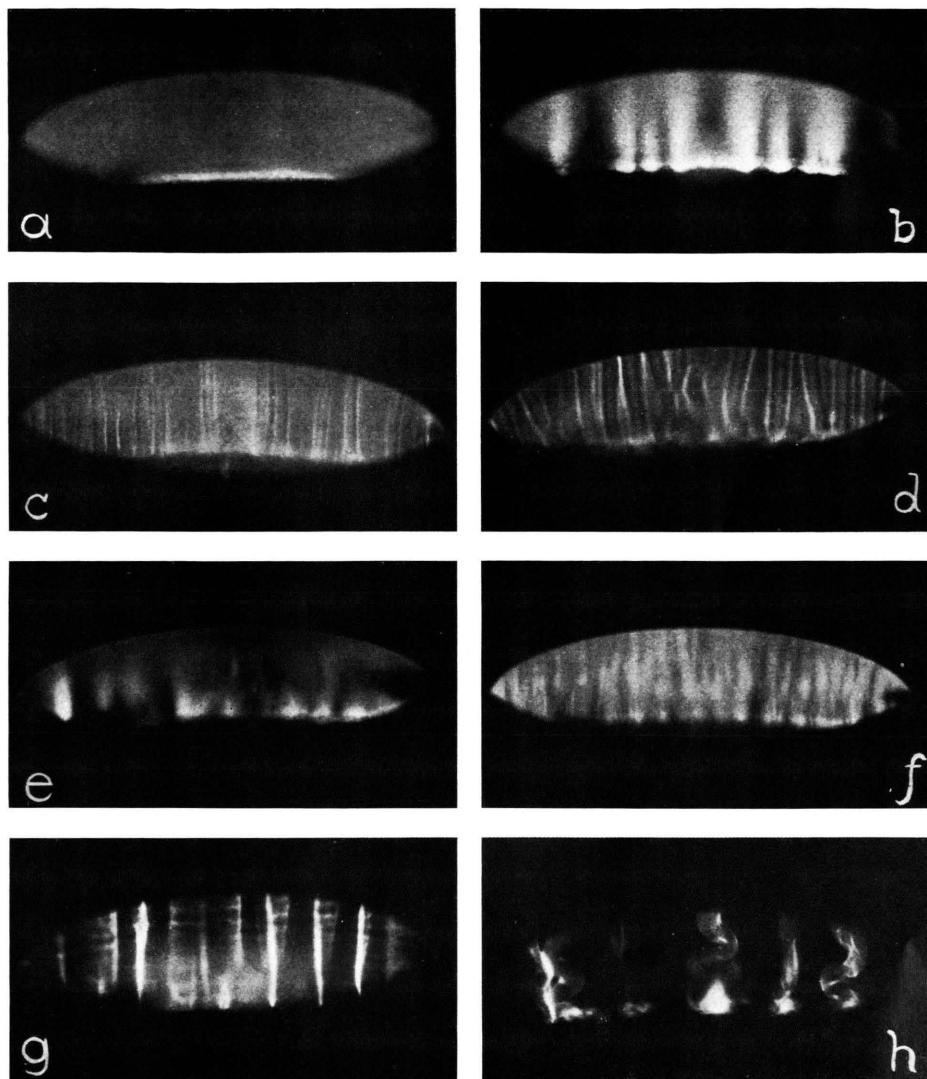


Abb. 7 a—h. Kerr-Zellenaufnahmen des Plasmas an der Gefäßwand einige 100 nsec nach der Zündung, photographiert durch das zentrale Fenster bei gegen die Gefäßachse geneigter optischer Achse.

- a: Argon 3 Torr, Ladespannung  $U_B = 15$  kV.
- b: Helium 6 Torr, Ladespannung  $U_B = 20$  kV.
- c: Stickstoff 0,3 Torr, Ladespannung  $U_B = 28$  kV,  $t = 0,30 \mu\text{sec}$ ,  $I = 0,40$  MA.
- d: Stickstoff 0,3 Torr, Ladespannung  $U_B = 28$  kV,  $t = 0,95 \mu\text{sec}$ ,  $I = 1,25$  MA.
- e: Stickstoff 3 Torr, Ladespannung  $U_B = 28$  kV,  $t = 0,75 \mu\text{sec}$ ,  $I = 1,20$  MA.
- f: Stickstoff 3 Torr, Ladespannung  $U_B = 28$  kV,  $t = 0,70 \mu\text{sec}$ ,  $I = 1,10$  MA.
- g: Wasserstoff 0,5 Torr, Ladespannung  $U_B = 20$  kV,  $t = 0,80 \mu\text{sec}$ ,  $I = 0,70$  MA.
- h: Wasserstoff 10 Torr, Ladespannung  $U_B = 15$  kV.

Für alle Aufnahmen beträgt der Elektrodenabstand  $d = 9$  cm, gezeigt wird bis auf Abb. 7 d, f stets die Kathodenregion (Kathode am unteren Bildrand). Die angegebenen Zeiten werden ab Beginn des Gesamtstromflusses gezählt,  $I$  ist der zum Aufnahmzeitpunkt fließende Gesamtstrom.

Die Möglichkeit, daß es sich bei den beobachteten Unsymmetrien um sich rasch entwickelnde magnetohydrodynamische Instabilitäten handelt, konnte an Hand der Zeitlupenaufnahmen ausgeschlossen werden (s. Abb. 5). Man erkennt deutlich, daß charakteristische Partien des kontrahierenden Plasmas im wesentlichen unverändert in der allgemeinen Strömung mitschwimmen. Diese Beobachtung legt die Vermutung nahe, daß die Unsymmetrien den Plasmen während der Zündphase der Entladung aufgeprägt wurden.

Diese Annahme wird gestützt durch Aufnahmen von Entladungen in Argon, bei denen die Zündung absichtlich gestört wurde: An einer oder mehreren Stellen des Gefäßumfangs wurden die Elektroden durch 10 mm starke Eisenstäbe kurzgeschlossen (Abb. 6). Durch die dadurch aufgeprägte Anfangstromverteilung ergibt sich die starke Verzerrung des sonst kreissymmetrischen Plasmas (vgl. Abb. 3 a). Die „radiale“ Struktur der kontrahierenden Leuchtschicht, d. h. ihre Breite sowie der Abstand der Vorderläufer wird dabei nicht beeinflußt.

Aus den beschriebenen Beobachtungen schließen wir:

1. Das Zerfallen des kontrahierenden Plasmas in einzelne Sektoren (Speichen) ist die Folge einer inhomogenen Stromverteilung, die bereits während der Zündphase aufgeprägt wird.

2. Die Zylindersymmetrie bleibt im wesentlichen erhalten, solange die Anzahl der stromführenden Sektoren nicht zu klein ist.

#### *Das wandnahe Plasma unmittelbar nach der Zündung*

Zur Erklärung der unterschiedlichen Stabilität der Gase hinsichtlich der Ausbildung von Speichenstrukturen im kontrahierenden Plasma und der beobachteten Reihung (s. Tab. 1) benötigt man eine genauere Kenntnis des Zündvorgangs. Leider liegen für die hier vorkommenden  $p \cdot d$ -Werte und relativen Überspannungen von mehreren 100% keine Messungen vor. Der Literatur<sup>11</sup> ist nur die Angabe zu entnehmen, daß der Durchbruch innerhalb  $10^{-9}$  bis  $10^{-8}$  sec erfolgt. Mit den uns zur Verfügung stehenden Hilfsmitteln beschränkte sich die Untersuchung der Zündphase auf die Photographie der ersten erkennbaren Leuchterscheinungen in der Nähe der

Gefäßwand. Das bedeutet, daß stromführende Gebiete erst erkannt werden können, wenn sie Ströme von  $100 - 1000$  A führen. Derartige Aufnahmen des wandnahen Plasmas einige 100 nsec nach der Durchzündung wurden von Entladungen in Argon, Helium, Stickstoff und Wasserstoff hergestellt. Typische Aufnahmen sind in Abb. 7 zusammengestellt. Sie zeigen einen Ausschnitt der Gefäßwand der Länge  $l = 18,5$  cm (Gesamtumfang  $L = 138$  cm) und der Höhe  $h = 4,5$  cm. Infolge der gegen die Gefäßachse geneigten optischen Achse erscheint der durch das runde Fenster begrenzte Bildausschnitt als Ellipse.

Die Aufnahmen von Plasmastrukturen an der Gefäßwand im Zeitintervall  $0 < t < 1,5 \mu\text{sec}$  nach der Zündung führen zu den folgenden Feststellungen:

Nur bei den Argonentladungen wurde (bei den vier ausgewählten Gasarten) an der Gefäßwand eine homogene geschlossene Plasmaschicht beobachtet. Bei He, N<sub>2</sub> und H<sub>2</sub> bestand das „Anfangsplasma“ an der Wand aus zur Gefäßwand mehr oder weniger parallel verlaufenden leuchtenden Kanälen. Bei Wasserstoffentladungen im Druckbereich  $p_0 > 5$  Torr waren diese sonst geraden Kanäle zu schraubenartigen Windungen verzerrt. Hierbei handelt es sich offenbar um Pinch-Instabilitäten vom Typ  $m = 1$  (Schraubeninstabilität<sup>12</sup>). Das würde bedeuten, daß in den einzelnen Kanälen Pinchkontraktionen abgelaufen sind (vgl. hierzu SMARS<sup>13</sup>). Im weiteren Verlauf der Entladung brachen die gewundenen Kanäle irregulär auf. Es entstanden Plasmawolken, die zur Gefäßmitte beschleunigt wurden.

Die bei Entladungen in Stickstoff und Helium im Zentrum des Entladungsgefäßes sichtbare Speichenstruktur des kontrahierenden Plasmas (nach einer Laufzeit von einigen Mikrosekunden) entsteht aus den Anfangskanälen an der Wand, in denen praktisch der gesamte Entladungsstrom konzentriert ist. Der Stromanteil pro Kanal kann bis zu 10 kA betragen. Analog gilt dies auch für die anderen Gase mit Speichenstruktur.

Bei Entladungen in geringen Fülldichten derartiger Gase beobachtet man gegen Ende der ersten Kontraktion ein symmetrisches, homogenes Plasma (vgl. Abb. 3 d und Abb. 7 c, d) — homogene Entladung, siehe Abb. 4 —, obwohl an der Wand Kanäle existieren. Offenbar verschmelzen bei diesen

<sup>11</sup> H. RAETHER, Electron Avalanches and Breakdown in Gases, Butterworths, London 1964. — J. M. MEEK u. J. D. CRAGGS, Electrical Breakdown in Gases, Clarendon Press; Oxford 1953.

<sup>12</sup> M. KRUSKAL u. M. SCHWARZSCHILD, Proc. Roy. Soc. London **223**, 348 [1954].

<sup>13</sup> E. M. SMARS, Ark. Fys. **29**, 97 [1965].

Dichten die anfangs getrennten Kanäle im Verlaufe der Kontraktion und bilden ein homogen leuchtendes Plasma. Zur Verschmelzung der Kanäle und zur Aufheizung der anfangs nicht stromführenden Gebiete tragen auch die von den Stromfäden ausgehenden Zylinderstoßwellen bei<sup>14</sup>. Auf Abb. 7 c, d (0,3 Torr N<sub>2</sub>) erkennt man diese Fronten als zur Kanalachse parallele, scharf begrenzte Leuchtfronten. Wenn die Fronten benachbarter Kanäle aufeinander treffen, wird das Gas entlang der Staulinien durch Stoßwellenreflexion aufgeheizt und zu stärkerem Leuchten angeregt.

#### *Modell des Entladungsaufbaus*

Zur Erklärung des stark unterschiedlichen Verhaltens der Entladungen in verschiedenen Gasen bzw. Fülldrucken wird folgendes Modell vorgeschlagen:

Nach der Zündung der Schaltfunkenstrecken läuft eine Spannungswelle in das Mittelteil der Entladungsanordnung und erzeugt zwischen den Elektroden eine schnell ansteigende Potentialdifferenz, deren Endwert wesentlich höher als die statische Durchbruchspannung liegt. Die gemessenen Stoßfaktoren  $f$  liegen im Bereich  $5 < f < 50$ . Unter diesen Bedingungen ist ein Durchbruch der Gasstrecke nach dem Kanalaufbaumechanismus zu erwarten<sup>11</sup>, der zu zahlreichen über das Gefäß verteilten Durchschlägen in separaten Kanälen führt. Die in ihnen schnell ansteigende Leitfähigkeit erhöht die mittlere Volumenleitfähigkeit und führt ähnlich dem von FRIE und MICHEL<sup>15</sup> angegebenen Mechanismus zur Ausbildung des Skineffekts. Eine Abschätzung zeigt, daß schon wenige Nanosekunden nach der Zündung, d. h. in der Entladungsaufbauzeit, Strom nur noch in die Kanäle nahe der Gefäßwand nachgeliefert wird. Die im Inneren vorhandenen Kanäle sind dann elektromagnetisch abgeschirmt und verlöschen.

Der weitere Aufbau der Entladung hängt stark von Druck und Gasart ab. Es treten drei wesentlich verschiedene Entladungstypen auf.

1. Die primär getrennten Kanäle verschmelzen zu einer höchstens noch schwach strukturierten einheitlichen Stromschicht. Bei der Kontraktion ergibt sich eine „homogene Entladung“.

Beispiel: Argon 3 Torr (Abb. 7 a). Nahe der Kathode erkennt man noch die Reste der Primärkanäle.

<sup>14</sup> S. MANDELSTAM et al., J.E.T.P. 17, 862 [1947].

2. Es bilden sich getrennte Funkenkanäle hoher Stromdichte, die infolge der starken Aufheizung expandieren und u. U. eine Stoßwelle aussenden. Bei der Kontraktion ergibt sich eine Entladung mit mehr oder weniger stark ausgeprägter Speichenstruktur. Im Fall kleiner Fülldichten (s. Abb. 4) verschwinden diese Strukturen infolge der seitlichen Plasmastromung in der Schicht gegen Ende der ersten Kontraktion, bei hohen Dichten bleiben sie erhalten.

Beispiele: Helium 6 Torr (Abb. 7 b), Stickstoff 3 Torr (Abb. 7 e, f), Stickstoff 0,3 Torr (Abb. 7 c, d).

3. Die Stromdichte in den Kanälen wird so hoch, daß der magnetische Druck den Gasdruck überwiegt und jeder Kanal eine Pinchkontraktion erfährt. Die komprimierten Plasmafäden werden dann schraubeninstabil, so daß bei der Kontraktion der Gesamtentladung stark zerrissene Plasmafronten entstehen.

Beispiel: Wasserstoff 10 Torr (Abb. 7 h).

Die drei Typen unterscheiden sich vor allem hinsichtlich der Stromdichte in den Kanälen. Aus den beobachteten Kanalabständen von 1–2 cm ergibt sich eine Gesamtzahl von etwa 100 Kanälen, d. h. der Stromanstieg in einem Kanal beträgt etwa  $10^{10}$  A/sec. Nach 100 nsec fließt demnach in jedem Kanal ein eingeprägter Strom von größtenteils  $1 \text{ kA}$ . Der Kanaldurchmesser und damit die Stromdichte wird vor dem Einsetzen von Wärmeleitung und Gasströmung durch die freie Weglänge  $\lambda$  für die Stöße Elektron–Neutralteilchen bestimmt. Die in den Experimenten gefundene Reihung der Gase nach steigendem mittlerem Atomgewicht  $\bar{A}$  ist nur vordergründig, wesentlich ist die Zunahme der mittleren freien Weglänge (s. Tab. 1). Die freie Weglänge ist definiert als

$$\lambda = \frac{1}{n q} = \frac{A m_p}{\varrho_0 q} \quad \text{mit} \quad q = q^+ \cdot \pi a_0^2 \text{ [cm}^2\text{]}.$$

Hier ist  $q^+$  der dimensionslose Stoßquerschnitt in Einheiten von  $\pi a_0^2$  ( $a_0$  = Bohrscher Radius),  $n$  = Neutralteilchendichte [ $\text{cm}^{-3}$ ],  $\varrho_0$  = Gasdichte [ $\text{g/cm}^3$ ],  $A$  = Atomgewicht,  $m_p$  = Masse des Wasserstoffatoms.

Man sieht, daß beim Vergleich verschiedener Gase bei gleicher Fülldichte hohes Atomgewicht und kleinere Stoßquerschnitt zu besonders homogenen Entladungsformen führen. Die in Tab. 1 angegebenen Werte für  $\lambda$  (als repräsentative Dichte wurde  $\varrho_0 =$

<sup>15</sup> W. FRIE u. A. MICHEL, Nucl. Fusion Suppl. Pt. 2, 641 [1964].

$10^{-6}$  g/cm<sup>3</sup> gewählt) sind mit aus der Literatur<sup>16</sup> entnommenen Werten für die Stoßquerschnitte  $q^+$  berechnet. Dabei ist jeweils der Querschnitt für 1 eV-Elektron benutzt worden. Daß Methan aus der Reihung herausfällt, kann erklärt werden, wenn man annimmt, daß ein Teil der CH<sub>4</sub>-Moleküle bereits in der Phase der Skineffektausbildung dissoziierte, so daß der Stoßquerschnitt durch die entstandenen H-Atome bestimmt wird.

Das hier angegebene Modell erhebt nicht den Anspruch einer quantitativen Beschreibung des Entla-

dungsaufbaus. Dafür müßten genaue Untersuchungen über den Durchschlagsprozeß bei hohem Stoßfaktor und kleiner Gasdichte gemacht werden. Die Verhältnisse werden weiter dadurch kompliziert, daß sich der Kanalaufbau und der Skineffekt in der gleichen Zeitskala abspielen. Da diese Zeitskala im Nanosekundenbereich liegt, wird der gesamte Entladungsaufbau auch von der Anstiegszeit der angelegten Spannung und der Steilheit des Stromanstiegs, d. h. von den Daten der benutzten Kondensatorbatterie abhängen.

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Förderungsvorhabens FG 1003 des Bundesministers für wissenschaftliche Forschung angefertigt. Wir danken Herrn Prof. Dr. W. LOCHTE-HOLTGREVEN sehr für die uns gewährte Unterstützung. Für den Betrieb der Stoßstromanlage war Herr U. GROTH verantwortlich.

<sup>16</sup> H. W. DRAWIN, Collision and Transport Cross-Sections, Report EUR-CEA-FC-383, 1967. — S. C. BROWN, Basic Data of Plasma Physics, John Wiley, New York 1959. — EARL W. McDANIEL, Collision Phenomena in Gases, John Wiley, New York 1959.