

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

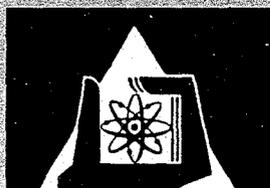
August 1966

KFK 563

Institut für Kernverfahrenstechnik

Elektrische Entladungen in Strahlen aus kondensierter Materie
im Hochvakuum

R. Klingelhöfer



**GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE**

Elektrische Entladungen in Strahlen aus kondensierter Materie im Hochvakuum¹⁾

Von

R. KLINGELHÖFER

Eingegangen am 16. 2. 1966

Inhaltsverzeichnis

Einleitung

A. Die Erzeugung intensiver Strahlen aus kondensiertem Wasserstoff und kondensiertem Stickstoff im Hochvakuum

1. Das Strahlerzeugungssystem und die Vakuum-Anlage
2. Auswertung der Versuche
3. Einfluß von Einlaßdruck und Düsengeometrie auf die Strahlintensität
4. Wirkung nicht kondensierender Zusatzgase
5. Gepulste Strahlen

B. Die Zündung elektrischer Entladungen in kondensierten Molekularstrahlen

1. Versuch zur Einleitung einer spontanen elektrischen Entladung
2. Anordnung zur Zündung einer elektrischen Entladung durch Injektion von Elektronen
3. Zeitliche Korrelierung von Strahl- und Zündimpuls
4. Vorentladung, Zündverzugszeit und Hauptentladung
5. Untersuchung des Zeitverhaltens der Entladung mit Magnetfeldsonden
6. Untersuchung des Zeitverhaltens der Leuchterscheinung mit einem Bildwandler
7. Abschätzung der radialen Ausbreitungsgeschwindigkeit des Plasmas und der maximalen Stromdichte

Diskussion der Ergebnisse

Literatur

Einleitung

Bei den Versuchen zur Energieerzeugung durch Kernfusion ist die Isolierung des Plasmas von den Wänden des Reaktionsgefäßes eines der Hauptprobleme. Bekanntlich sind in dieser Richtung Fortschritte zu erwarten, wenn es gelingt, das als Kernbrennstoff vorgesehene Deuterium bzw. Deuterium-Tritiumgemisch so in den hochevakuierten Reaktionsraum einzuführen, daß nur der für das Plasma bestimmte Raumteil mit Kernbrennstoff gefüllt wird, während die Umgebung weitgehend materiefrei bleibt [1]. Die Benutzung von Gasstrahlen erscheint für diesen

¹⁾ Habilitationsschrift Karlsruhe 1965

Zweck nicht sehr aussichtsreich, da Strahlen aus Einzelmolekeln bei den für die Einleitung der Kernfusion als notwendig erachteten Dichten von etwa 10^{15} Teilchen pro cm^3 in dem hochevakuierten Reaktionsraum durch Zusammenstöße schnell auseinanderlaufen.

Von BECKER [2] wurde darauf hingewiesen, daß sich das Problem der gerichteten Einführung von Deuterium und Tritium bei Fusionsexperimenten möglicherweise lösen läßt, wenn man statt eines Gasstrahles einen Strahl aus „kondensierten“ Molekeln benutzt. Strahlen aus kondensierten Wasserstoff-Molekeln im Hochvakuum wurden von BECKER, BIER und HENKES [3] bereits früher durch Expansion von Wasserstoffgas aus einer mit flüssigem Wasserstoff gekühlten Düse erzeugt. Die auf der Abkühlung des Gases während der Expansion beruhende teilweise Zusammenlagerung der Molekeln durch VAN DER WAALS-Kräfte setzt die Zahl der Zusammenstöße der Strahlteilchen auf einem bestimmten Laufweg stark herab. Es war daher zu erwarten, daß sich mit „kondensierten“ Molekularstrahlen im Hochvakuum wesentlich höhere Teilchendichten aufrechterhalten lassen als mit Strahlen aus Einzelmolekeln. In der früheren Arbeit konnte gezeigt werden, daß sich räumlich scharf begrenzte Materiestrahlen im Hochvakuum durch Expansion aus einer vorgekühlten Düse erzeugen lassen, jedoch lagen die dabei erzielten Molekeldichten wegen der Begrenzung des Einlaßdruckes auf ca. 100 torr nur wenig höher als die bei Zimmertemperatur mit nicht kondensierten Strahlen im Hochvakuum erreichten Werte [4].

Im Teil A der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen beschrieben, die zu einer Steigerung der Molekeldichte kondensierter Wasserstoffstrahlen im Hochvakuum um etwa zwei Zehnerpotenzen geführt haben. Obwohl für Kernfusionsexperimente nur Strahlen aus den Isotopen des Wasserstoffs von Interesse sind, wurde ein Teil der Entwicklungsarbeiten mit Stickstoffstrahlen durchgeführt, da der als Düsensühlmittel in diesem Fall zu verwendende flüssige Stickstoff sich wesentlich leichter handhaben läßt als flüssiger Wasserstoff. Die Ergebnisse wurden dann jeweils an Wasserstoffstrahlen überprüft.

Im Teil B wird gezeigt, wie sich in Strahlen aus kondensiertem Stickstoff und kondensiertem Wasserstoff im Hochvakuum räumlich scharf begrenzte elektrische Entladungen hoher Stromdichte zünden lassen. Um das Zeitverhalten der Entladungen zu studieren, werden der Entladungsstrom mit Magnetfeldsonden und die Leuchterscheinung bei der Entladung mit einem Bildwandler untersucht.

Die Möglichkeit zur Erzeugung räumlich scharf begrenzter elektrischer Entladungen in Strahlen aus kondensiertem Wasserstoff dürfte vor allem für schnelle Hohlpinchanordnungen von praktischem Interesse sein.

A. Die Erzeugung intensiver Strahlen aus kondensiertem Wasserstoff und kondensiertem Stickstoff im Hochvakuum

1. Das Strahlerzeugungssystem und die Vakuum-Anlage

Bei den früheren Experimenten zur Erzeugung kondensierter Molekularstrahlen [3] wurde ein schräg nach oben gerichtetes Strahlerzeugungssystem verwendet, bei dem die Düse durch einen aufsteigenden Flüssigkeitsstrom gekühlt werden mußte [5]. Diese durch die Vorgeschichte der Experimente bedingte Konstruktion hatte den Nachteil, daß die Kühlleistung an der Düse Schwankungen unterworfen war, die bei der Temperatur des flüssigen Wasserstoffs erhebliche

Schwankungen der Strahlintensität zur Folge hatten. Außerdem war bei den verwendeten Leitungsquerschnitten und Pumpen der Einlaßdruck bei der Erzeugung kondensierter Wasserstoffstrahlen auf etwa 100 torr beschränkt. Diese Nachteile werden bei dem in Abb. 1 dargestellten Strahlerzeugungssystem vermieden:

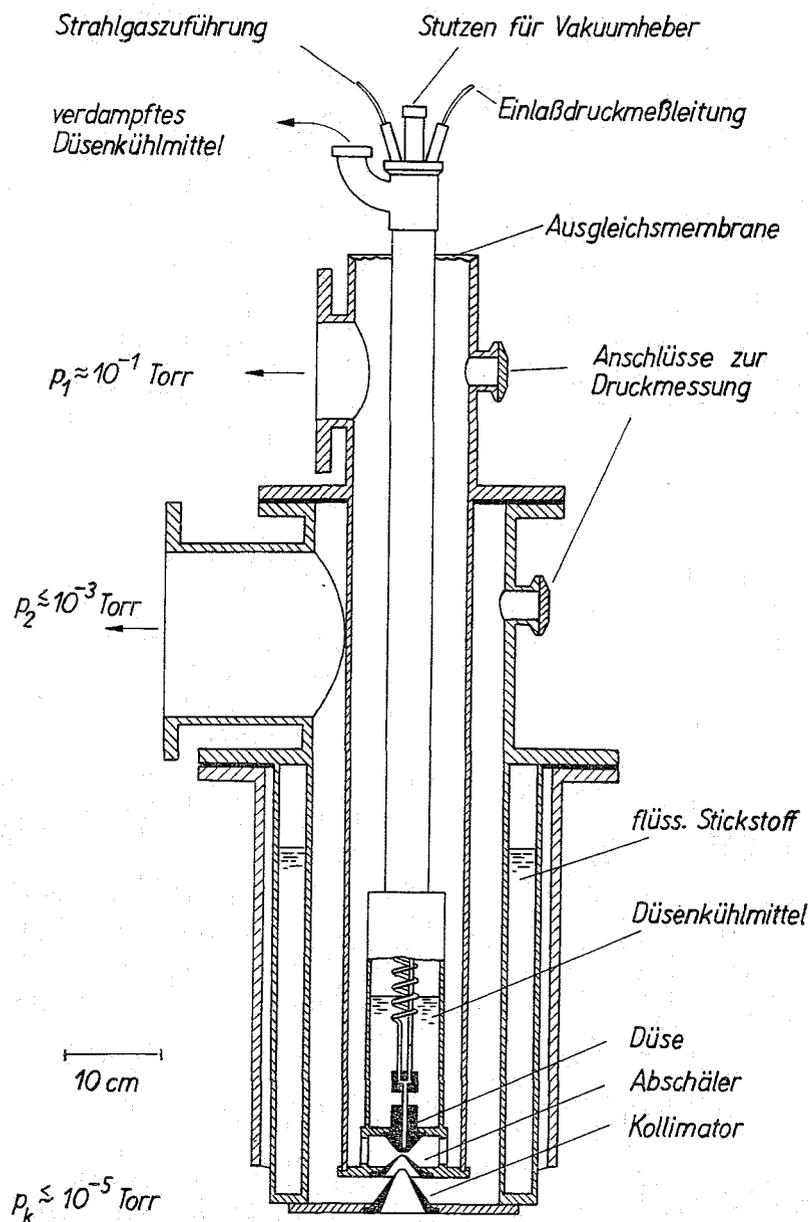


Abb. 1. Das Strahlerzeugungssystem

Die Düse ist in den Boden des Kühlmittelbehälters eingelötet, der gemeinsam mit der Montageplatte für den Abschäler aus einem Kupferzylinder hergestellt ist. Neben einer starren Zentrierung von Düse und Abschäler wird so ein guter Wärmekontakt zwischen Abschäler und Kühlbad erreicht. Der Verbindungssteg zwischen den beiden Platten ist mit Durchbrüchen zum Abpumpen des im Raum zwischen Düse und Abschäler anfallenden Gases versehen. Der Kollimator sitzt auf einer dritten Kupferplatte, die im thermischen Kontakt mit einem das Strahlerzeugungssystem umgebenden Bad aus flüssigem Stickstoff steht.

Der gesamte Kryostat ist auf einem Flansch der Vakuumkammer montiert (s. Abb. 2). Die Kammer wird von einer Öldiffusionspumpe mit einer maximalen Saugleistung von 8000 Liter/sec auf einem Druck kleiner als 10^{-5} torr gehalten. An den Raum zwischen Düse und Abschäler ist ein Rootsgebläse mit einer Saug-

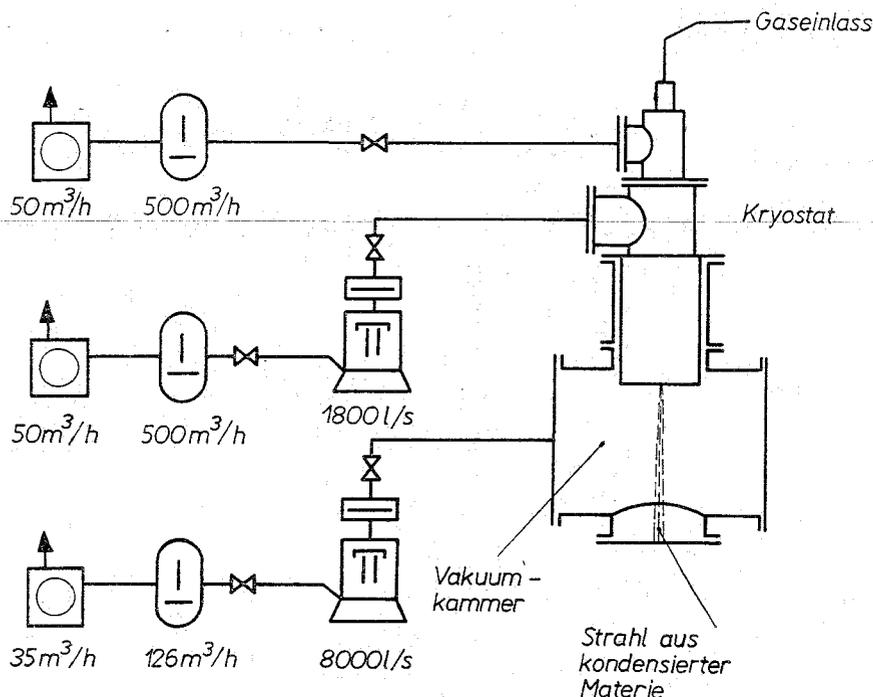


Abb. 2. Schema der Vakuumanlage

leistung von $500 \text{ m}^3/\text{h}$ angeschlossen, während das Vakuum in dem Raum zwischen Abschäler und Kollimator von einer Öltreibdampfpumpe mit einer maximalen Saugleistung von etwa 1800 Liter/sec aufrechterhalten wird.

Bei den im folgenden beschriebenen Versuchen wurden sowohl konvergente als auch LAVAL-Düsen verwendet. Die Öffnungen des Abschälers und des Kollimators hatten Durchmesser von 0,99 bzw. 0,80 mm. Die Öffnungen von Düse und Abschäler waren 4,0 mm, die von Abschäler und Kollimator 10,4 mm voneinander entfernt.

2. Auswertung der Versuche

Die Molekelstromdichte wurde mit einer Kombination aus Staurohr und Membranmikromanometer gemessen [4]. Bei der Auswertung konnte nach den vorliegenden Erfahrungen davon ausgegangen werden, daß die in das Staurohr eingetretenen Strahlteilchen das Staurohr als Einzelmolekeln mit Zimmertemperatur verlassen.

Wegen der Divergenz des Strahles ist die Molekelstromdichte ortsabhängig. Profilmessungen (Abb. 3) zeigten, daß die kondensierten Molekularstrahlen mit scharfer räumlicher Begrenzung homogen einen Bereich ausfüllen, der die Form eines Kegels hat. Die Spitze dieses Kegels liegt praktisch in der Düsenmündung, seine Öffnung ist durch Querschnitt und Abstand des Kollimators von der Düse gegeben. Es ist daher sinnvoll, die ortsunabhängige Molekelstromstärke pro Raumwinkeleinheit J_{Ω} anzugeben, die sich aus der gemessenen Molekelstromdichte

durch Multiplikation mit dem Quadrat des Detektorabstandes r von der Düsenmündung ergibt.

Die Molekeldichte im Strahl kann aus der *Stromdichte* durch Division mit der aus Laufzeituntersuchungen [5, 10] bekannten Geschwindigkeit der kondensierten Strahlen berechnet werden.

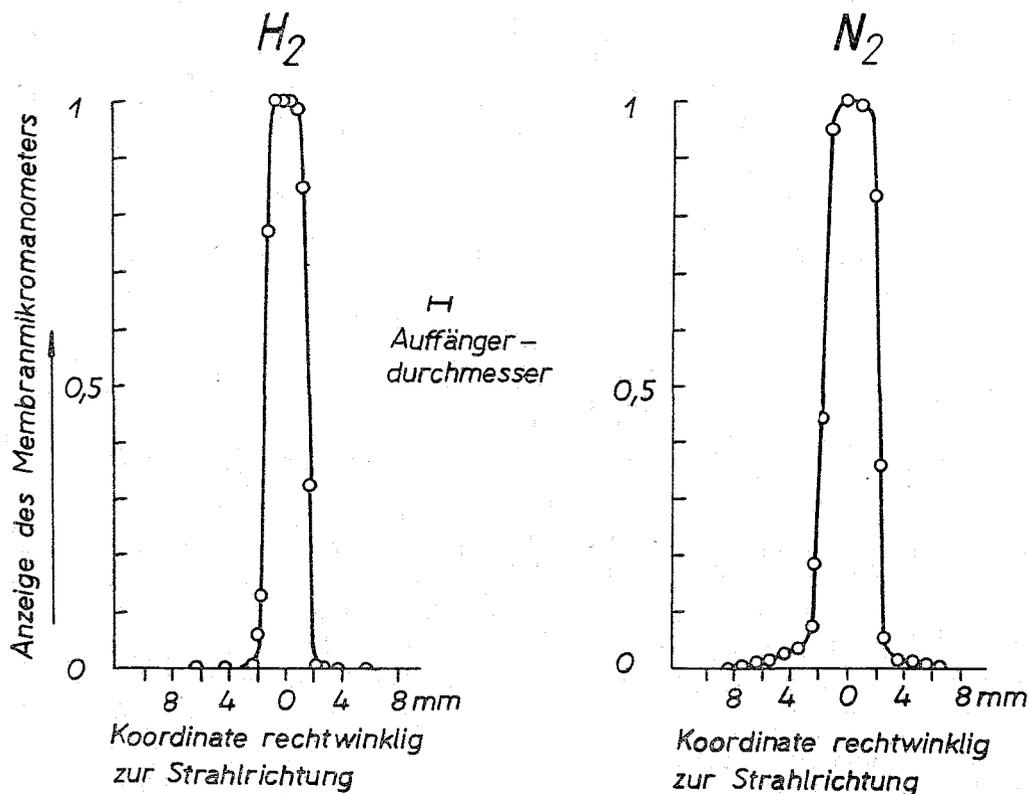


Abb. 3. Strahlprofile, aufgenommen mit dem Membranmikromanometer, indem der Auffänger rechtwinklig zur Strahlrichtung bewegt wurde. Das Profil des kondensierten Wasserstoffstrahls ist in 59 mm Abstand, das des kondensierten Stickstoffstrahls in 74 mm Abstand von der Düse aufgenommen worden. Die „Halbwertsbreiten“ der Profile verhalten sich praktisch wie die Abstände von der Düse, in denen die Profile gemessen wurden. Die endliche Flankensteilheit der Profile ist im wesentlichen durch die relativ große Auffängeröffnung bedingt

3. Einfluß von Einlaßdruck und Düsengeometrie auf die Strahlintensität

Abb. 4 zeigt die Intensität kondensierter Wasserstoff- und kondensierter Stickstoffstrahlen in Abhängigkeit vom *Einlaßdruck* p_0 . Als Düsenkühlmittel diente unter Atmosphärendruck siedender flüssiger Wasserstoff bzw. flüssiger Stickstoff. Im untersuchten Bereich steigt J_Ω monoton mit p_0 an. Der Einlaßdruck ist durch die Höhe des Baddrucks begrenzt, weil das Ausgangsgas bereits in der Zuleitung zur Düse kondensiert und die Strahlerzeugung unmöglich wird, sobald p_0 den Druck des Kühlbades merklich übersteigt. Der Kondensationseinsatz, der z. B. durch massenspektrometrische Untersuchung der Strahlteilchen nachweisbar ist [7], liegt bei beiden Gasen in der Nähe von $p_0 \approx 0,1$ ata. Der Anstieg $\frac{dJ_\Omega}{dp_0}$ oberhalb des Kondensationseinsatzes ist beim Wasserstoff wesentlich größer als

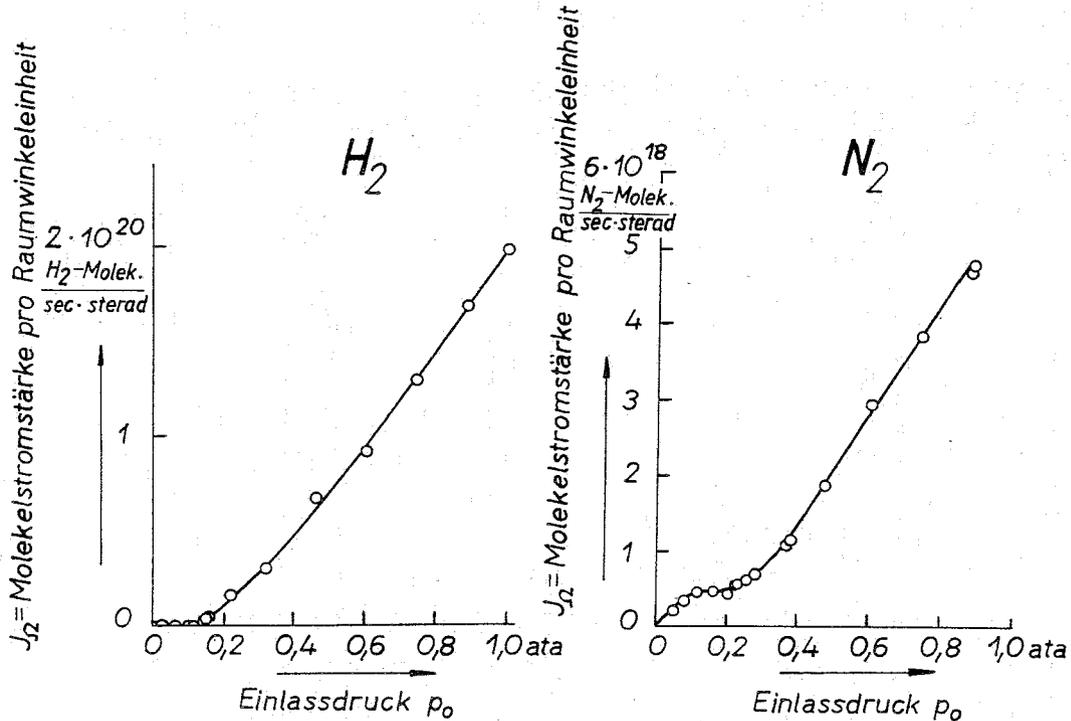


Abb. 4. Abhängigkeit der Molekelstromstärke pro Raumwinkeleinheit vom Einlaßdruck p_0 in Strahlen aus kondensiertem Wasserstoff und Stickstoff im Hochvakuum
Konvergente Düse mit 0,15 \varnothing im engsten Querschnitt
Düsenkühlmittel: Flüssiger Wasserstoff resp. flüssiger Stickstoff unter Atmosphärendruck

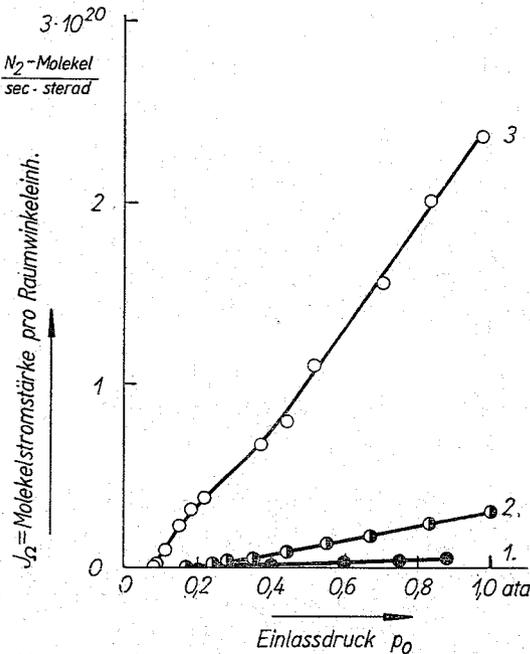


Abb. 5. Abhängigkeit der Molekelstromstärke pro Raumwinkeleinheit vom Einlaßdruck p_0 in Strahlen aus kondensiertem Stickstoff im Hochvakuum bei verschiedener Düsengeometrie
Kurve 1: Konvergente Düse, Düsendurchmesser im engsten Querschnitt: 0,15 mm
Kurve 2: Konvergente Düse, Düsendurchmesser im engsten Querschnitt: 0,30 mm
Kurve 3: LAVAL-Düse, Düsendurchmesser im engsten Querschnitt: 0,3 mm, im größten Querschnitt: 1,45 mm, Öffnungswinkel: $2 \times 6^\circ$
Düsenkühlmittel: Flüssiger Stickstoff unter Atmosphärendruck

beim Stickstoff. Der Unterschied kann zum großen Teil auf den höheren Gasdurchsatz durch die Düse zurückgeführt werden, der sich beim Wasserstoff als Folge des kleineren Molekulargewichts und der niedrigeren Temperatur ergibt.

Der Einfluß der *Düsengeometrie* auf die Strahlintensität geht aus Abb. 5 hervor. Man erkennt, daß bei einer konvergenten Düse eine Verdoppelung des engsten Durchmessers die Strahlintensität bei vorgegebenem Einlaßdruck p_0 nahezu um den Faktor 6 vergrößert. Eine weitere Intensitätssteigerung um etwa den Faktor 5 ergibt sich beim Übergang von einer konvergenten Düse zu einer LAVAL-Düse. Nach einer kürzlich von BAUCHERT und HAGENA durchgeführten Untersuchung [8] ist die Steigerung der Intensität kondensierter Molekularstrahlen bei Vergrößerung des engsten Düsendurchmessers und beim Übergang von einer konvergenten zu einer LAVAL-Düse mit einer Vergrößerung der Agglomerate verbunden. Als Hauptursache für die Intensitätssteigerung kann daher in beiden Fällen eine Vergrößerung des Kondensationsgrades angesehen werden. Der Effekt dürfte auf der Verminderung des relativen Temperaturgefälles pro freier Weglänge beruhen, die sich sowohl bei einer Vergrößerung des engsten Düsendurchmessers als auch beim Übergang von einer konvergenten zu einer LAVAL-Düse ergibt. Beim Wasserstoff erhöht sich die Intensität beim Übergang von der kleinen konvergenten Düse zu der LAVAL-Düse doppelt so großen Durchmessers im engsten Querschnitt etwa um den Faktor 14.

4. Wirkung nicht kondensierender Zusatzgase

Die Intensitätssteigerung bei Vergrößerung des Einlaßdruckes beruht einmal auf der Vergrößerung des Gasdurchsatzes durch die Düse, zum anderen auf der Verminderung des relativen Temperaturgefälles pro freier Weglänge. Wie bereits erwähnt, ist der Einlaßdruck durch die Höhe des Baddruckes begrenzt (s. oben).

Setzt man dem Arbeitsgas ein Gas zu, das ein merklich kleineres Molekulargewicht und eine merklich kleinere Siedetemperatur als das Arbeitsgas hat, so ergibt sich im gasdynamischen Bereich des Strahls gleichzeitig eine Vergrößerung des Gasdurchsatzes als Folge des kleineren mittleren Molekulargewichtes und eine Verminderung des relativen Temperaturgefälles pro freier Weglänge als Folge der größeren Teilchendichte ohne Einschränkung durch Kondensation in der Düsenzuleitung.¹⁾ Es war daher zu hoffen, daß sich durch ein solches Zusatzgas die Stromdichte des kondensierten Molekularstrahls steigern läßt.

Der rechte Teil von Abb. 6 zeigt, daß sich mit einem Gemisch aus 20 Mol% N_2 und 80 Mol% H_2 eine etwa 30mal so große Stromdichte der Stickstoffmolekeln erreichen läßt wie mit reinem N_2 . Die massenspektrometrische Analyse des Strahl-gases zeigte, daß der Wasserstoff bereits im Strahlerzeugungssystem durch den Trenndüseneffekt [9] weitgehend aus dem Strahl ausscheidet. Obwohl das Ausgangsgas 4mal soviel Wasserstoff wie Stickstoff enthielt, betrug der Molanteil des Wasserstoffs im kondensierten Molekularstrahl nur etwa 1%. Um den Gasdruck in den Vakuumräumen bei dem hohen Gasdurchsatz pro Düsenquerschnitt genügend niedrig zu halten, wurden die Versuche mit der engeren Düse durchgeführt.

¹⁾ Eine weitere Möglichkeit, den Gasdurchsatz zu steigern, besteht in der Erhöhung des Baddrucks durch Verwendung eines Überdruckkryostaten.

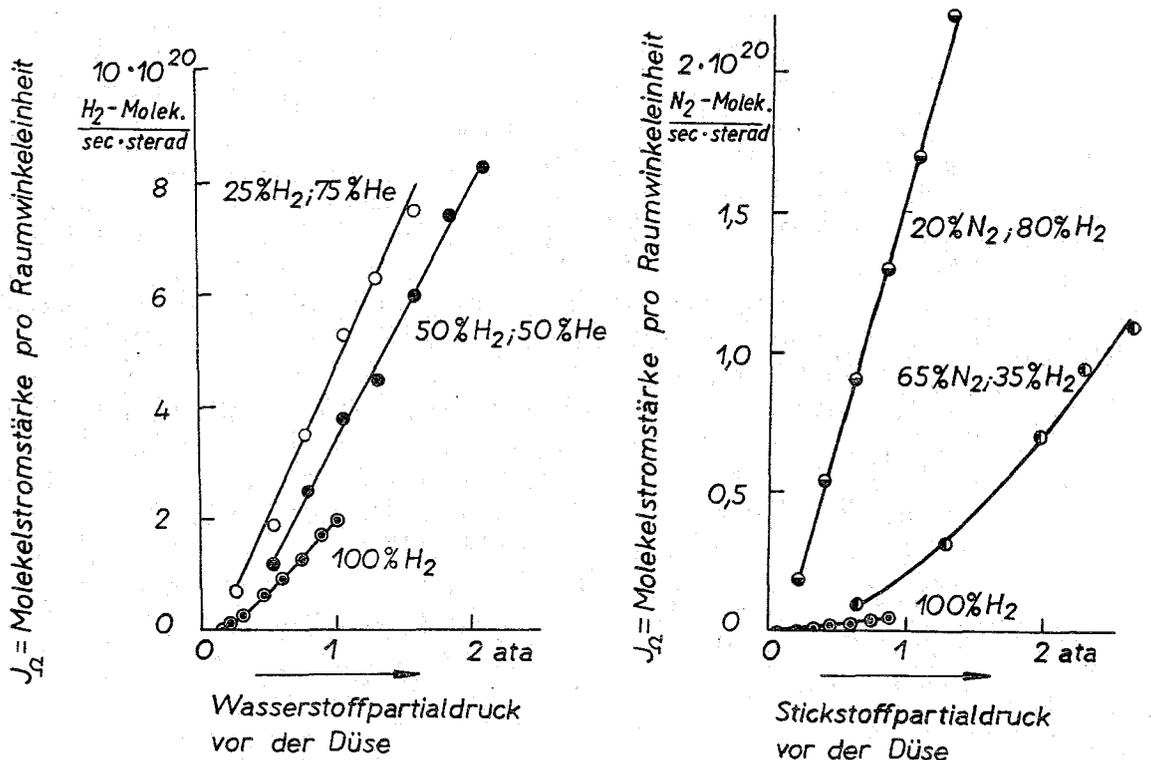


Abb. 6. Abhängigkeit der Molekelstromstärke pro Raumwinkeleinheit vom Einlaßdruck p_0 in Strahlen aus kondensiertem Wasserstoff und Stickstoff im Hochvakuum bei Verwendung nicht kondensierender Zusatzgase

Konvergente Düse: mit 0,15 mm \varnothing im engsten Querschnitt

Düsenkühlmittel: Flüssiger Wasserstoff resp. flüssiger Stickstoff unter Atmosphärendruck

Beim Wasserstoff kommt nur Helium als tiefer siedendes Zusatzgas in Frage, das wegen seines höheren Molekulargewichtes den Durchsatz des Arbeitsgases bei vorgegebenem partiellem Einlaßdruck herabsetzt. Aus dem linken Teil der Abb. 6 geht hervor, daß der Heliumzusatz dennoch eine Steigerung der Intensität des kondensierten Molekularstrahls bewirkt, die allerdings erheblich kleiner als beim Wasserstoff-Stickstoffgemisch ist. Auch in diesem Fall enthielt der kondensierte Molekularstrahl nur etwa 1 Mol% des Zusatzgases. Zudem ergab sich, daß durch das Zusatzgas die störende Ansammlung von Flüssigkeit vor der Düse bei Gleichheit von Partial-Einlaßdruck der kondensierbaren Komponente und Baddruck nicht beobachtet wurde [10]. Der Partial-Einlaßdruck ließ sich sogar merklich über den Wert des Baddruckes vergrößern, im Falle eines Ausgangsgemisches von 50% H₂ und 50% He sogar bis über 2 ata, obwohl das Kühlbad unter Atmosphärendruck stand.

5. Gepulste Strahlen

Mit stationären Strahlen ergibt sich in der Hochvakuumkammer, trotz der Verwendung relativ großer Pumpen, ein verhältnismäßig hoher Untergrunddruck ($\approx 10^{-5}$ torr). Für den vorgesehenen Verwendungszweck der kondensierten Molekularstrahlen genügt es, Strahlimpulse zu erzeugen. Deshalb wurde in das Strahl-

erzeugungssystem ein inzwischen von HAGEN [11] entwickeltes Schnellschlußventil eingebaut. Die Anordnung geht aus Abb. 7 hervor. Es wurde eine LAVAL-Düse mit einem engsten Querschnitt von 0,9 mm \varnothing verwendet.

Die Intensität der Strahlimpulse wurde wiederum mit dem Staudruckmanometer bestimmt, wobei die Düse periodisch geöffnet wurde. Da die Zeitkonstante des

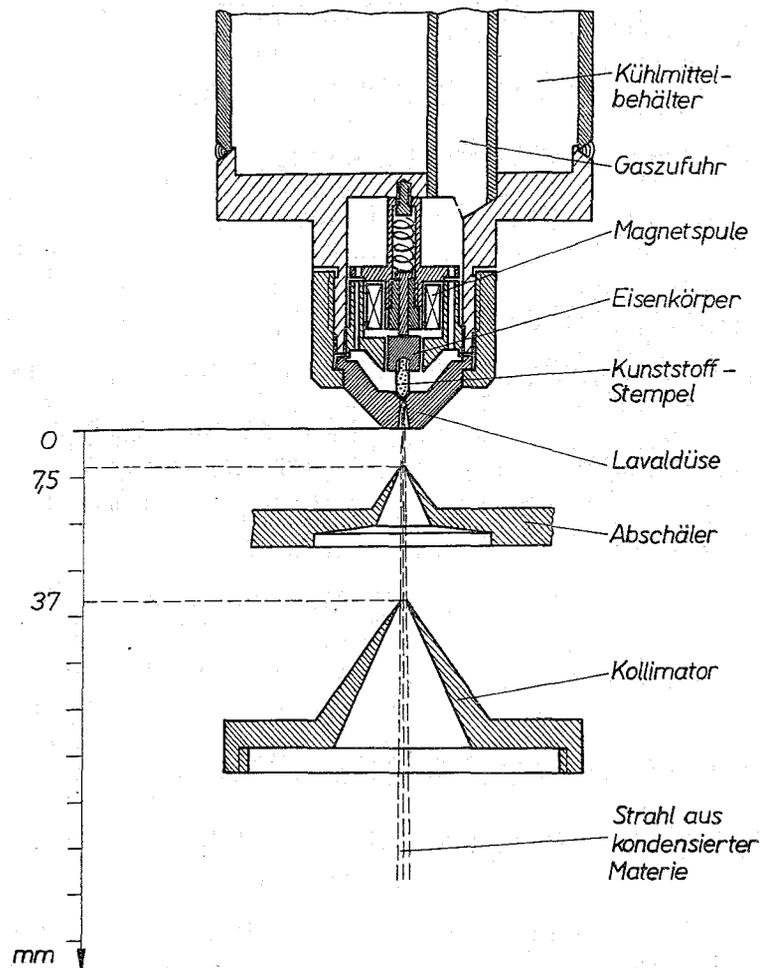


Abb. 7. Anordnung zur Erzeugung gepulster Strahlen aus kondensierter Materie im Hochvakuum mit einer LAVAL-Düse

Düsendurchmesser im engsten Querschnitt:	0,9 mm
Düsendurchmesser im größten Querschnitt:	3,0 mm
Öffnungswinkel:	$2 \times 8,5^\circ$
Abschälerdurchmesser:	1,1 mm
Kollimatordurchmesser:	0,95 mm

Staudruckmanometers groß gegen die Zeitdifferenz Δt zwischen zwei Strahlimpulsen war, ergab sich die Strahlintensität während des Impulses aus der Anzeige des Staudruckmanometers durch Multiplikation mit dem Verhältnis von Δt und Impulsdauer (Tastverhältnis). Bei einer Impulsdauer von 8 m sec ergab sich mit einem Tastverhältnis 100, trotz der relativ weiten Düse, bei voller Ausnutzung der durch die Zusatzgase gegebenen Möglichkeiten, ein Druck in der Hochvakuumkammer von $\approx 10^{-5}$ torr.

Die höchsten erzielten Werte von J_{Ω} während eines Impulses betragen

$$\begin{array}{ll} \text{für Wasserstoff} & \text{für Stickstoff} \\ J_{\Omega \max} = 4,8 \times 10^{22} \frac{\text{H}_2\text{-Molek.}}{\text{sec-sterad.}} & J_{\Omega \max} = 2,7 \times 10^{22} \frac{\text{N}_2\text{-Molek.}}{\text{sec-sterad.}} \end{array}$$

mit den Ausgangsgemischen

$$50\% \text{ H}_2; 50\% \text{ He} \quad \text{bzw.} \quad 20\% \text{ N}_2; 80\% \text{ H}_2$$

und den partiellen Einlaßdrücken

$$p_{0\text{H}_2} = 2,0 \text{ ata} \quad \text{bzw.} \quad p_{0\text{N}_2} = 1,0 \text{ ata.}$$

Als Düsenkühlmittel diene flüssiger Wasserstoff bzw. flüssiger Stickstoff unter Atmosphärendruck.

Für die geplanten Entladungen interessiert die unter diesen Bedingungen erzielte Molekeldichte n im Strahl. Sie läßt sich berechnen, indem man J_{Ω} durch die mittlere Geschwindigkeit der Strahlteilchen dividiert und mit dem Quadrat des Abstandes von der Düse multipliziert.

Mit den aus Laufzeitmessungen [10] bekannten Strahlgeschwindigkeiten, die unter den oben genannten Bedingungen

$$\begin{array}{ll} 5,8 \times 10^4 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} & \text{bzw.} \quad 6,8 \times 10^4 \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \\ \text{für Wasserstoff} & \text{für Stickstoff} \end{array}$$

betragen, erhält man in 10 cm Abstand von der Düse

$$(n_{\text{H}_2})_{\max} \approx 8 \times 10^{15} \frac{\text{H}_2\text{-Molek.}}{\text{cm}^3} \quad \text{und} \quad (n_{\text{N}_2})_{\max} \approx 4 \times 10^{15} \frac{\text{N}_2\text{-Molek.}}{\text{cm}^3}$$

Das bedeutet, daß bei einem Umgebungsdruck von 10^{-6} torr, wie er bei Beginn eines Impulses herrscht, ein Dichteunterschied von fünf Zehnerpotenzen zwischen dem Strahl und seiner Umgebung existiert.

B. Die Zündung elektrischer Entladungen in kondensierten Molekularstrahlen

1. Versuch zur Einleitung einer spontanen elektrischen Entladung

Es wurde zunächst versucht, längs eines kondensierten Stickstoffstrahls im Hochvakuum eine spontane elektrische Entladung zu zünden. Dazu wurde der Strahl durch einen mit entsprechenden Löchern versehenen Plattenkondensator geschossen. Bei einem Plattenabstand von 22 cm konnte mit den höchsten erreichbaren Teilchendichten selbst bei Spannungen von 35 kV kein Anzeichen für eine elektrische Entladung beobachtet werden. Bei einem aus Einzelmolekeln bestehenden Strahl gleicher Molekeldichte hätte man auf Grund der bekannten Zündspannungskurven bereits bei Spannungen unter 1 kV einen elektrischen Durchbruch erwartet.

2. Anordnung zur Zündung einer elektrischen Entladung durch Injektion von Elektronen

Elektrische Entladungen in kondensierten Wasserstoff- und kondensierten Stickstoffstrahlen wurden mit der in Abb. 8 schematisch dargestellten Anordnung erzielt, bei der zur Zündung der Entladung Elektronen in den Strahl eingebracht werden.

In der Vakuumkammer sind unterhalb vom Kollimator zwei voneinander isolierte Elektroden aus Aluminium aufgebaut. Die Elektroden sind kreisförmig

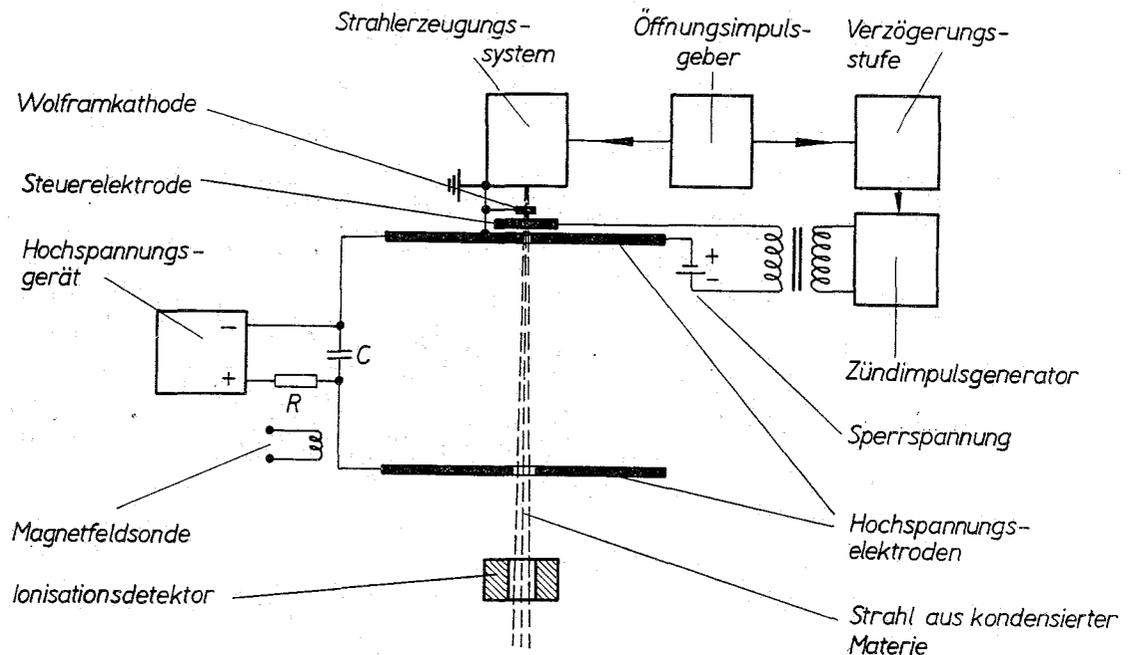


Abb. 8. Schema der Anordnung zur Zündung einer elektrischen Entladung in Strahlen aus kondensierter Materie im Hochvakuum

(Durchmesser: 22 cm) und haben in der Mitte eine Öffnung, die gerade so groß ist, daß der Strahl aus kondensierter Materie unbehindert passieren kann. Die obere Elektrode ist mit einem Trägerstück (s. Abb. 8) in den Kollimator eingeschraubt und steht in metallischem Kontakt mit der gesamten Apparatur (Masse-Elektrode). Parallel zu den beiden Elektroden ist ein niederinduktiv aufgebauter Hochspannungskondensator (Kapazität: $0,1 \mu F$; Eigeninduktivität: 25 nHy) geschaltet, der von einem Hochspannungsgerät über den Widerstand $R = 5 M\Omega$ mit einer Zeitkonstante von 0,5 sec aufgeladen wird. Der Kondensator ist außerhalb der Vakuumkammer montiert und durch eine niederinduktive Koaxialleitung an die Hochspannungselektroden gekoppelt. Die Einrichtung für die Injektion von Elektronen in den kondensierten Molekularstrahl ist in den Raum zwischen dem Kollimator und der an Massepotential liegenden kreisförmigen Elektrode (s. Abb. 8, in Abb. 9 als Elektrode 0 bezeichnet) eingebaut. Um die Elektronenquelle so dicht wie möglich an den für die Entladung vorgesehenen Raum zwischen den Hochspannungselektroden heranzubringen, wurde in die Mitte von Elektrode 0 eine Vertiefung eingefräst, so daß sie an dieser Stelle nur 0,5 mm stark ist. Die eingefräste Vertiefung dient zur Aufnahme dreier voneinander isoliert aufgebauter

Elektroden, der Glühkatode, einem Reflektor und einer Steuerelektrode. Die Glühkatode (s. Abb. 9) besteht aus einem $40\ \mu$ starken, 1 mm breiten Wolframband. Das Band ist zu einem Ring gebogen, dessen Durchmesser um einige Zehntelmillimeter größer ist als der des kondensierten Molekularstrahls. An einer Stelle ist dieser Ring unterbrochen für den Anschluß zweier Stäbe, die als elektrische Leitung für die direkte Beheizung mit etwa 11 A und gleichzeitig zur Halterung des Bandes dienen. Der Abstand zwischen Wolframkatode und Elektrode 0 beträgt 0,5 mm. Durch Glimmerscheiben isoliert, ist zwischen Glühkatode und Elektrode 0 noch eine Steuerelektrode (0,1 mm stark, aus Edelstahlblech) angebracht.

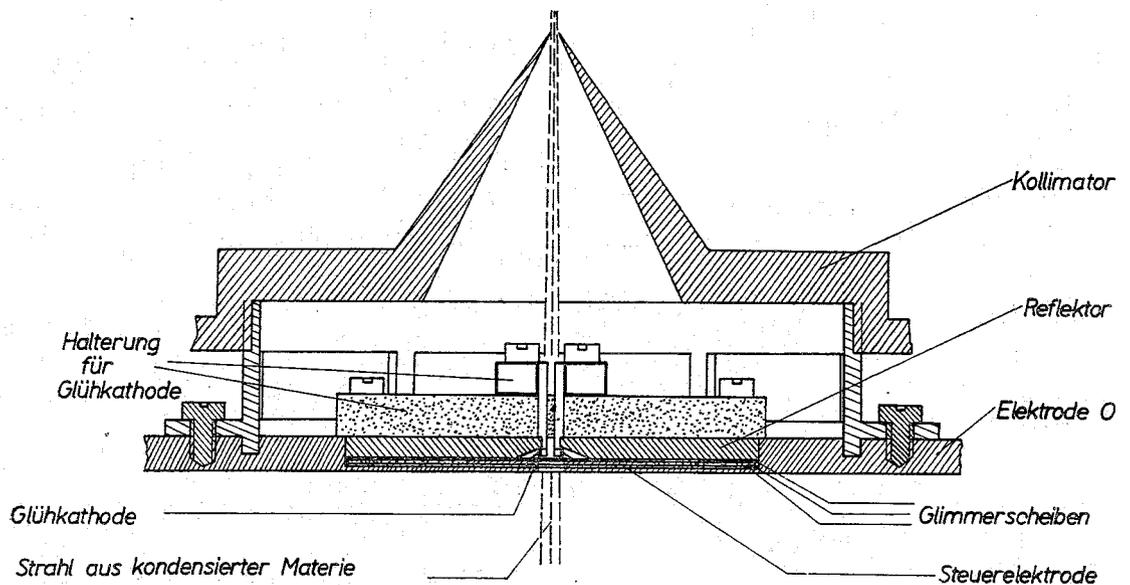


Abb. 9. Schnitt durch die Einrichtung für die Injektion von Elektronen in den Strahl aus kondensierter Materie

Schraffierte Teile sind aus Metall gefertigt, gepunktete aus Isolierstoff

Unmittelbar oberhalb der Glühkatode befindet sich ein Reflektor aus Edelstahl, der auf gleichem Potential wie die Glühkatode liegt. Steuerelektrode, Glimmerscheiben und Reflektor sind ebenfalls in der Mitte durchbohrt und axialsymmetrisch zusammengesetzt, so daß der kondensierte Molekularstrahl nicht behindert wird.

Die gesamte elektrische Verschaltung entnimmt man dem Blockschaltbild in Abb. 8. Die Glühkatode ist mit ihrem hier nicht eingezeichneten Heizkreis und dem Reflektor elektrisch an Elektrode 0 und damit an Massepotential gelegt. Die Steuerelektrode ist negativ vorgespannt (ca. -80 V), um einen stationären Elektronenstrom zu der auf positiver Spannung (typische Werte: 10 bis 20 kV) liegenden Hochspannungselektrode zu verhindern. Mit dem sogenannten Zündimpuls-generator kann die Steuerelektrode positiv getastet werden. Zur Messung der zeitlichen Änderung des Entladungsstromes ist im Außenleiter der coaxialen Doppelleitung zwischen Hochspannungsgerät und Kondensator eine Bohrung, in deren Nähe eine Spule, genannt Magnetfeldsonde, befestigt ist. Die Spule umfaßt einen Teil des magnetischen Flusses, der vom Entladungsstrom herrührt. Die in der Magnetfeldsonde induzierte Spannung ist deshalb proportional zur zeitlichen Änderung des Entladungsstromes. Um kapazitive Einkoppelung abzuschirmen, ist die Spule mit einem längs seiner Achse aufgeschlitzten Metallröhrchen eingefasst, das an Massepotential liegt. Das Signal der Sonde wird über eine mit ihrem

Wellenwiderstand abgeschlossene Leitung einem Oszillographen zugeführt. Mit einem Ionisationsdetektor wird der Strahl aus kondensierter Materie, nachdem er sämtliche Elektroden passiert hat, nachgewiesen.

3. Zeitliche Korrelierung von Strahl- und Zündimpuls

Anhand der Oszillogramme in Abb. 10 soll gezeigt werden, nach welchem Zeitprogramm die Zündung der elektrischen Entladung erfolgt. Um sicher zu sein, daß die Steuerelektrode zu einem Zeitpunkt positiv getastet wird, zu dem sich zwischen den beiden Hochspannungselektroden der gepulste Strahl aus kondensierter Materie befindet, wird der Zündimpulsgenerator phasenstarr, aber mit einer mittels eines Phasenschiebers einstellbaren Zeit verzögert, vom Öffnungsimpulsgeber für das Düsenventil ausgelöst. Zur Einstellung der Verzögerungszeit werden, zunächst ohne Hochspannung, das Signal des Ionisationsdetektors und der Zündimpuls oszillographisch beobachtet. Bei der Aufnahme der Oszillogramme in Abb. 10 ist die Zeitbasis des Oszillographen jeweils mit dem Öffnungsimpulsgeber für die Düse ausgelöst worden. Die Schreibgeschwindigkeit wurde bei beiden Aufnahmen gleich groß gewählt, so daß man die zeitliche Korrelation von Zündimpuls und Signal des Ionisationsdetektors unmittelbar erkennen kann. Mit dem

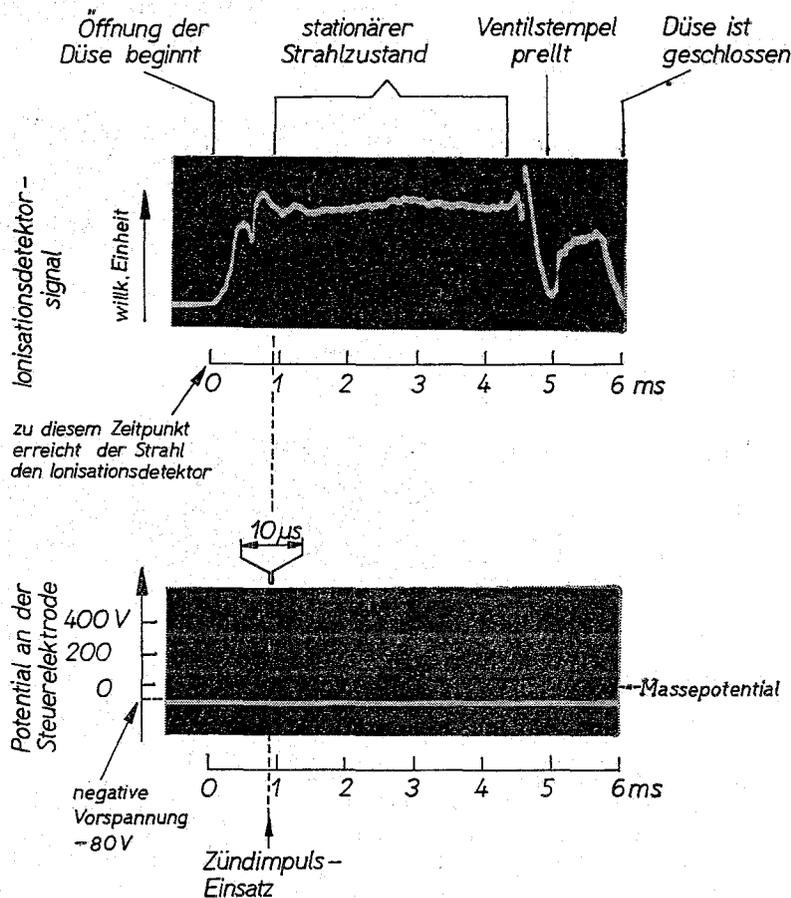


Abb. 10. Oszillogramme des Ionisationsdetektor-Signals (obere Spur) und des Zündimpulses (untere Spur), aufgenommen mit gleicher Schreibgeschwindigkeit. Die Zeitbasis wird in beiden Fällen vom Öffnungsimpulsgeber des Düsenventils ausgelöst, so daß die zeitliche Korrelation der beiden Signale erkennbar ist. Am Signal des Ionisationsdetektors lassen sich verzögert um die Laufzeit des Strahls für den Weg Düse—Detektor alle Phasen der Strahlausbildung ablesen

Phasenschieber wird nun die zeitliche Lage des Zündimpulses so eingestellt, daß er dann erscheint, wenn das Signal des Ionisationsdetektors anzeigt, daß der kondensierte Molekularstrahl seinen stationären Zustand erreicht hat. Da der Ionisationsdetektor weiter als alle Elektroden von der Düse entfernt ist, weiß man, daß der Strahl zu diesem Zeitpunkt mit Sicherheit auch im Bereich zwischen den beiden Hochspannungselektroden seinen stationären Zustand erreicht hat. Man wählt die Lage des Zündimpulses aber auch nicht später, weil diejenigen Agglomerate, die den Ionisationsdetektor passiert haben, nach kurzer Laufzeit die Kammerwand erreichen und in unerwünschter Weise den Kammerdruck erhöhen.

4. Vorentladung, Zündverzugszeit und Hauptentladung

Nachdem die relative Phasenlage von Strahl- und Zündimpuls eingestellt ist, wird die Glühkatode geheizt und der Hochspannungskondensator aufgeladen.

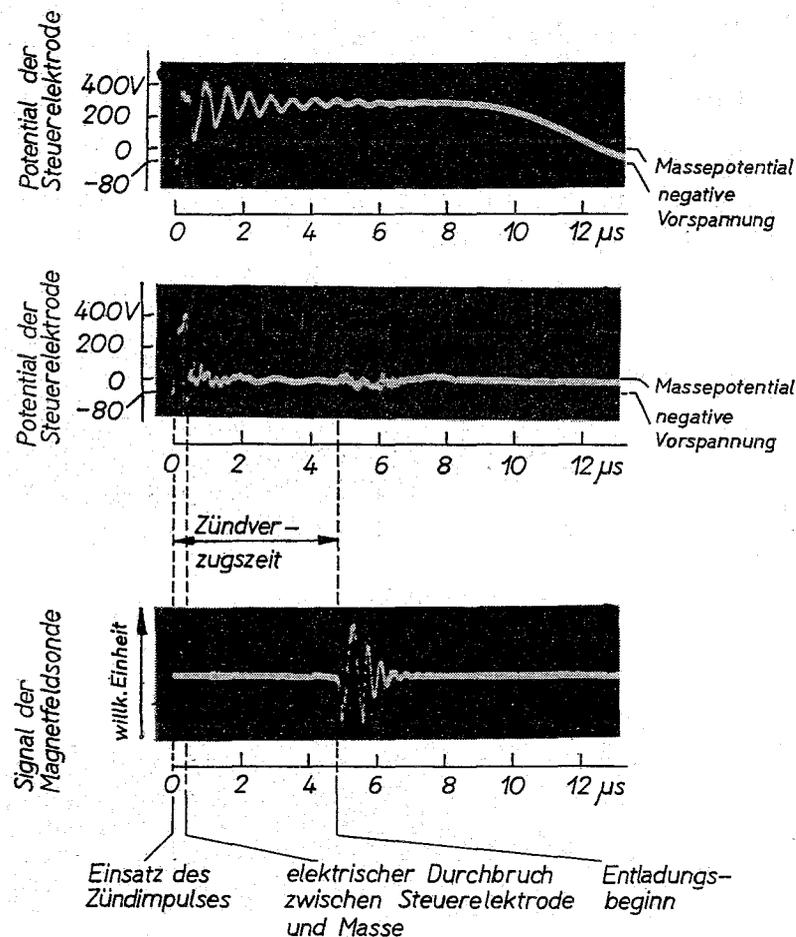


Abb. 11. Oben: Zündimpuls ohne Hochspannung. Die gedämpfte Oszillation am Anfang des Impulses ist durch seine Erzeugung mittels Entladung einer LC-Kette bedingt
Mitte: Zündimpuls mit Hochspannung. Die hochfrequente Struktur des Impulses tritt synchron mit der Entladung im kondensierten Molekularstrahl auf
Unten: Signal der Magnetfeldsonde. Die Periodendauer der Entladung bei diesem Versuch ist kürzer als in Abb. 13, weil die Induktivität des Entladungskreises durch verbesserte Leitungsführung verkleinert wurde
Bei allen drei Oszillogrammen war die Zeitbasis auf gleiche Schreibgeschwindigkeit eingestellt; die Auslösung erfolgte jeweils durch den Zündimpuls

Wenn jetzt Düse und Zündimpuls-generator nach dem soeben beschriebenen Programm getastet werden, entlädt sich der Hochspannungskondensator, und im Strahlbereich beobachtet man eine Leuchterscheinung, die in Abb. 12 wiedergegeben ist. Bevor die Hauptentladung zwischen den Hochspannungselektroden beginnt, zündet zwischen Steuerelektrode und Masse-Elektrode eine Nebenentladung. Das Einsetzen der Nebenentladung erkennt man an der Struktur des Zündimpulses. Dem oberen und mittleren Oszillogramm von Abb. 11 entnimmt man die Struktur des Zündimpulses mit und ohne Hochspannung. In beiden Fällen wurde der kondensierte Molekularstrahl eingeschossen und die Glühkatode geheizt. Bei angelegter Hochspannung sinkt das Potential der Steuerelektrode kurz nach Anlegen des Zündimpulses praktisch auf den Wert Null, gemessen gegen Masse. Das bedeutet, daß im Raum zwischen Steuerelektrode und Elektrode 0 eine Vorentladung gezündet hat. Nach der Vorentladung beginnt mit einer Zündverzugszeit, die man Abb. 11, unten, entnehmen kann, die Hauptentladung zwischen den Hochspannungselektroden. Die Zündverzugszeit ist mit einer mittleren statistischen Schwankung von ungefähr $\pm 8\%$ behaftet. Man sieht, daß der Strom der Hauptentladung gedämpft oszillierend abklingt.

5. Untersuchung des Zeitverhaltens der Entladung mit Magnetfeldsonden

Um zu überprüfen, inwieweit der Entladungsstrom auf den Bereich des kondensierten Molekularstrahls beschränkt ist, wurde der Entladungsstrom zwischen den Hochspannungselektroden mit Magnetfeldsonden untersucht. Zur Eichung wurde der kondensierte Molekularstrahl durch einen Metallstab gleicher Abmessungen wie der Strahl ersetzt (s. Abb. 13 a). Da der Stab die Hochspannungselektroden kurzschließt, muß die Doppelleitung zum Kondensator an einer Stelle unterbrochen und zum Einschalten des Stromes mit einem Schalter versehen werden, wozu in diesem Fall eine Funkenstrecke dient. Das Zeitverhalten des Entladungsstroms wird mit zwei Magnetfeldsonden oszillographisch beobachtet. Die Magnetfeldsonde 1 besteht aus einer bifilar gewickelten ringförmigen Spule, die den Stab umfaßt (Innendurchmesser des Spulenrings: 27 mm). Die Spule ist durch einen längs seines Umfangs geschlitzten Metalltorus, der an Massepotential liegt, gegen kapazitiv eingekoppelte Spannungen abgeschirmt; der Metalltorus ist mit Isoliermaterial eingefaßt. Das Signal von Magnetfeldsonde 1 ist proportional zur

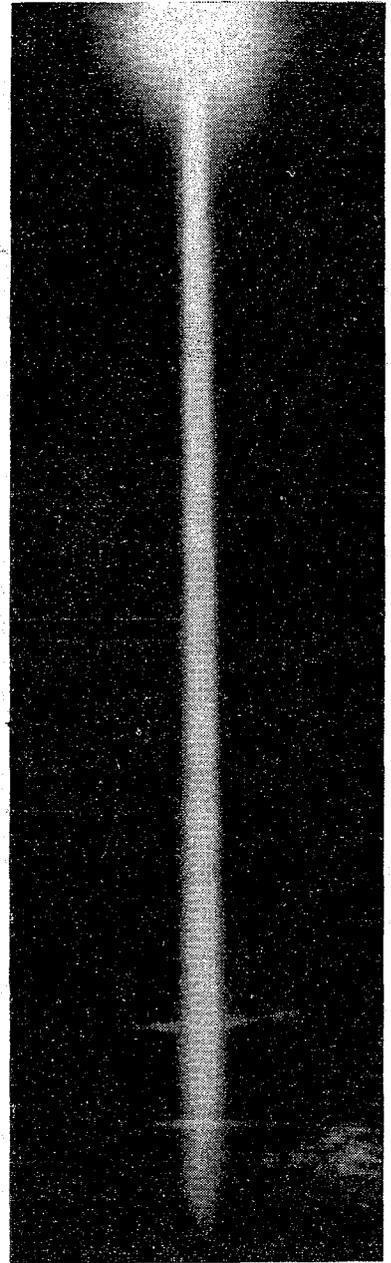


Abb. 12

zeitlichen Änderung desjenigen Entladungsstromanteils, der das Innere des Spuln rings durchsetzt. Magnetfeldsonde 2 ist dieselbe wie im vorigen Abschnitt beschrieben, in der Nähe der Doppelleitung außerhalb der Vakuumkammer.

Bei Entladung des Kondensators über den Metallstab nach Abb. 13 a erhält man als Signale der Sonden 1 und 2 die Oszillogramme in Abb. 13 b und c; der Kondensator

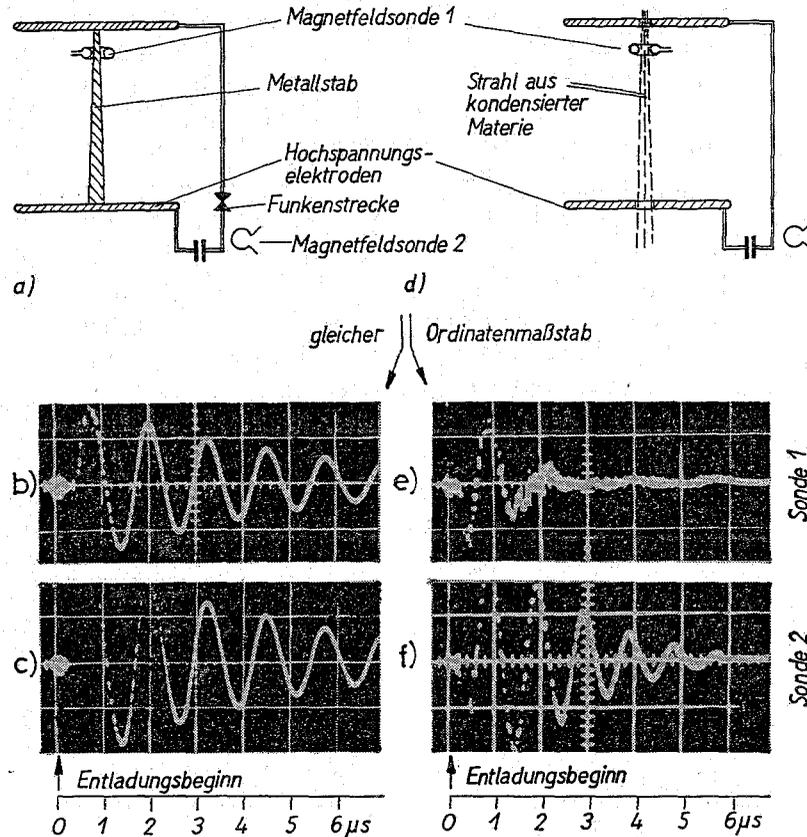


Abb. 13. Schaltschema zur Anordnung der Magnetfeldsonden 1 und 2 (Abb. 13 a und b) und Oszillogramme der mit den Sonden gemessenen Signale bei Entladung des Hochspannungskondensators über einen Strahl aus kondensiertem Stickstoff (13 e und f) und über einen metallischen Leiter durch Zündung mit einer Funkenstrecke (13 b und c)

Die Empfindlichkeit des Filmmaterials reichte teilweise nicht aus, um die mit großer Schreibgeschwindigkeit durchlaufenen Teile der Signale zu Beginn der Entladung wiederzugeben. Die überlagerte, zeitlich abklingende Hochfrequenzschwingung kleiner Amplitude verschwindet, wenn man den in Abb. 13 a skizzierten Versuch außerhalb der metallischen Vakuumkammer aufbaut und den Entladungskreis mit möglichst kurzer Leitungsführung gemeinsam mit der Sonde an Massepotential legt. Bedingt durch den Versuchsaufbau konnte die HF-Komponente bei den Messungen deshalb nicht unterdrückt werden

sator entlädt sich gedämpft oszillierend. Aus der Periodendauer und der Kapazität des Hochspannungskondensators läßt sich die Induktivität und aus der Dämpfung der Oszillation der Ohmsche Widerstand des Kreises errechnen. Nach Ermittlung dieser Daten lassen sich mit der bekannten Ladespannung des Kondensators die Sonden eichen. Der gemessene Spannungs-Zeitverlauf an Sonde 1, bei der neben den Abmessungen der Spule die Geometrie des Magnetfeldes bekannt ist, stimmt nahezu quantitativ mit dem theoretisch berechneten überein. Nach dieser Eichung wurden dieselben Sondenmessungen bei einer Entladung des auf die gleiche Span-

nung aufgeladenen Kondensators über einen Strahl aus kondensiertem Stickstoff nach Abb. 13d durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen die Oszillogramme von Sonde 1 und 2 in Abb. 13e und f. (Die beiden Signale in Abb. 13b und e, d. h. jeweils von Sonde 1, verschwinden nahezu vollständig, wenn man Sonde 1 so aufbaut, daß der Metallstab bzw. der Strahl nicht von der Sonde umfaßt werden, wie durch einen Kontrollversuch festgestellt wurde.) Da die Signale in Abb. 13b und e (Sonde 1) während der ersten Mikrosekunde nach Entladungsbeginn nahezu quantitativ (gleicher Ordinatenmaßstab für die beiden Oszillogramme! gleiche Ladespannung des Kondensators!) übereinstimmen, kann man schließen, daß der Entladungsstrom für etwa eine Mikrosekunde nach Entladungsbeginn auf einen Bereich von weniger als 27 mm Durchmesser (Innendurchmesser von Sonde 1) konzentriert ist. Nach einer Mikrosekunde nimmt das Signal von Sonde 1 und damit der die Ringspule durchsetzende Anteil des Entladungsstromes sehr schnell ab. Das Oszillogramm in Abb. 13f hingegen, das die zeitliche Änderung des gesamten Entladungsstromes wiedergibt, läßt erkennen, daß die Entladung, obwohl das Signal von Sonde 1 verschwindet, noch nicht beendet ist.

Vergleicht man die Oszillogramme von Abb. 13c und f (Sonde 2), so stellt man fest, daß die Periodendauer bei der Entladung im Strahl aus kondensierter Materie zeitlich abnimmt, beim Ersatz des Strahls durch einen Metallstab aber erwartungsgemäß konstant bleibt. Der Befund ist erklärbar, wenn man annimmt, daß der stromführende Bereich bei der Entladung im kondensierten Molekularstrahl sich radial ausbreitet, wodurch sich die Induktivität des Entladungskreises verkleinert, was beim Metallstab nicht möglich ist. Obwohl durch die an Masse liegende Sonde 1 das elektrische Feld zwischen den Hochspannungselektroden stark verändert wird, blieb die Form der Leuchterscheinung unbeeinflusst. Das deutet darauf hin, daß der Entladungsweg, von den speziellen Feldverhältnissen weitgehend unabhängig, durch den Materiestrahl vorgegeben ist.

6. Untersuchung des Zeitverhaltens der Leuchterscheinung mit einem Bildwandler

Um das Zeitverhalten der Leuchterscheinung bei der elektrischen Entladung beobachten zu können, muß man, da die Viertelperiode des oszillierenden Entladungsstromes, d. h. ein Zeitintervall, in dem sich der Entladungsstrom wesentlich ändert, nur ungefähr 250 nsec beträgt (s. Abb. 13f), so schnell photographieren, daß Änderungen des Durchmessers der Leuchterscheinung in einer Zeit von 250 Nanosekunden gut aufgelöst werden.

Für die zeitaufgelöste Photographie wurde ein Bildwandler (STL Bildwandler, El Segundo, Cal., USA) benutzt. Das Verfahren sei an Abb. 14 erläutert.

Durch ein Linsensystem wird außerhalb der Vakuumkammer ein Zwischenbild der leuchtenden Säule entworfen. In der Zwischenbildebene steht ein Spalt (Längsausdehnung des Spaltes rechtwinklig zur Ausbreitungsrichtung des Strahls aus kondensierter Materie), der mit einer weiteren Linse auf die Photokatode einer Bildwandlerröhre abgebildet wird. Durch entsprechende Einstellung der Spaltbreite in der Zwischenbildebene wurde so ein etwa 1 mm hoher Querschnitt der leuchtenden Säule aus der Mittelebene zwischen den beiden Hochspannungselektroden als Strich, dessen Länge gleich dem Durchmesser der Leuchterscheinung ist, auf die Photokatode der Bildwandlerröhre abgebildet. Die nachfolgende elektronische Abbildung der Photokatode auf den Leuchtschirm der Bildwandler-

röhre ist durch einen Triggerimpuls von außen mit einer inneren Verzögerungszeit des Bildwandlers von 12 Nanosekunden einschaltbar. Das abbildende Elektronenstrahlbündel wird, sobald die elektronische Abbildung beginnt, zeitlinear und rechtwinklig zu dem strichförmigen Bild des Querschnitts der leuchtenden Säule

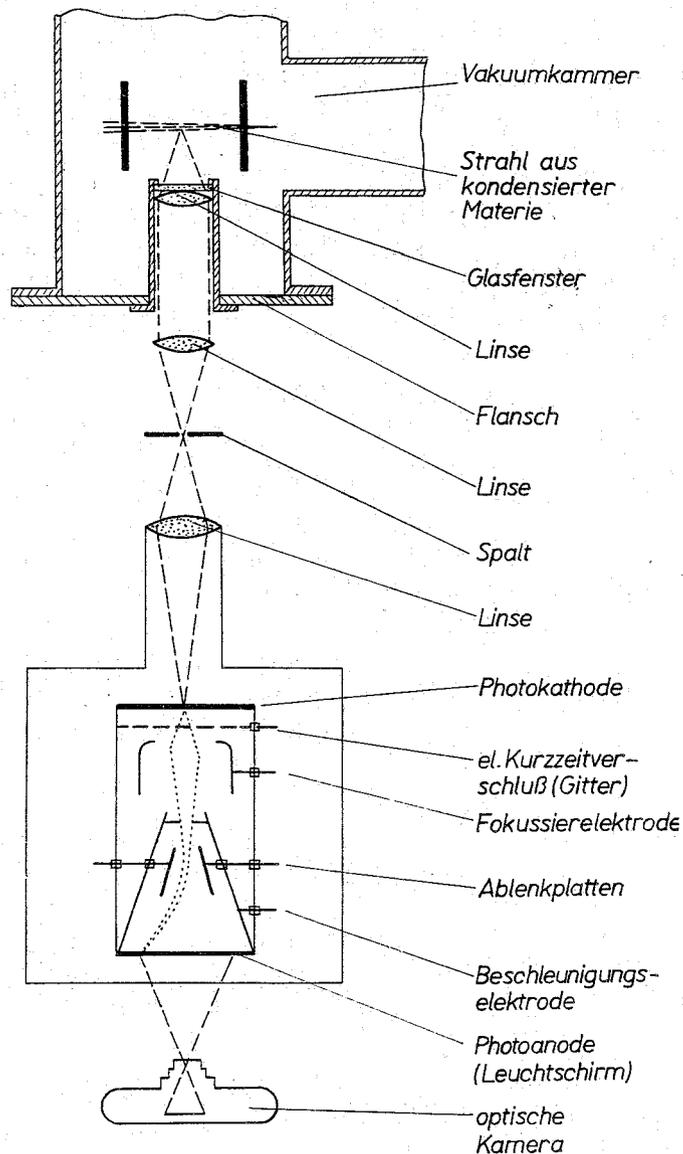


Abb. 14. Schema der Aufnahmeeinrichtung und prinzipielle Wirkungsweise des Bildwandlers

abgelenkt. Auf dem Leuchtschirm erscheint dann der Durchmesser der Leuchterscheinung in Abhängigkeit von der Zeit, ein sogenanntes „Schmierbild“ des Querschnitts der leuchtenden Säule, das mit einer normalen Kamera aufgenommen werden kann. Die maximale Schreibgeschwindigkeit auf dem Leuchtschirm der Bildwandlerröhre beträgt $10 \text{ cm}/\mu\text{sec}$.

Da die Elektroneninjektion in den Strahl aus kondensierter Materie mit dem Einsatz des Zündimpulses beginnt, ist von diesem Zeitpunkt an eine Anregung der Materie im kondensierten Molekularstrahl und damit Lichtemission möglich. Um

die Leuchterscheinung im Strahl in jeder Phase nach Beginn der Elektroneninjektion mit dem Bildwandler erfassen zu können, wurde der Triggerimpuls für den Bildwandler über einen Phasenschieber vom Zündimpuls abgeleitet.

In Abb. 15 a ist eine „Schmieraufnahme“ des Querschnitts der leuchtenden Säule wiedergegeben, bei welcher der Zeitpunkt, in dem der Bildwandler eingeschaltet wurde, und der Entladungsbeginn zeitlich zufällig innerhalb der Meßgenauigkeit koinzidierten. Die relative zeitliche Lage von Einschaltzeitpunkt des Bildwandlers und Entladungsbeginn stellt sich innerhalb der Schwankung der Zündverzugszeit statistisch ein und muß oszillographisch kontrolliert werden. Zu diesem Zweck wurde die Zeitbasis des Oszillographen mit dem Triggerimpuls des Bildwandlers ausgelöst und das Magnetfeldsensordensignal geschrieben. Die zeitliche Lage des

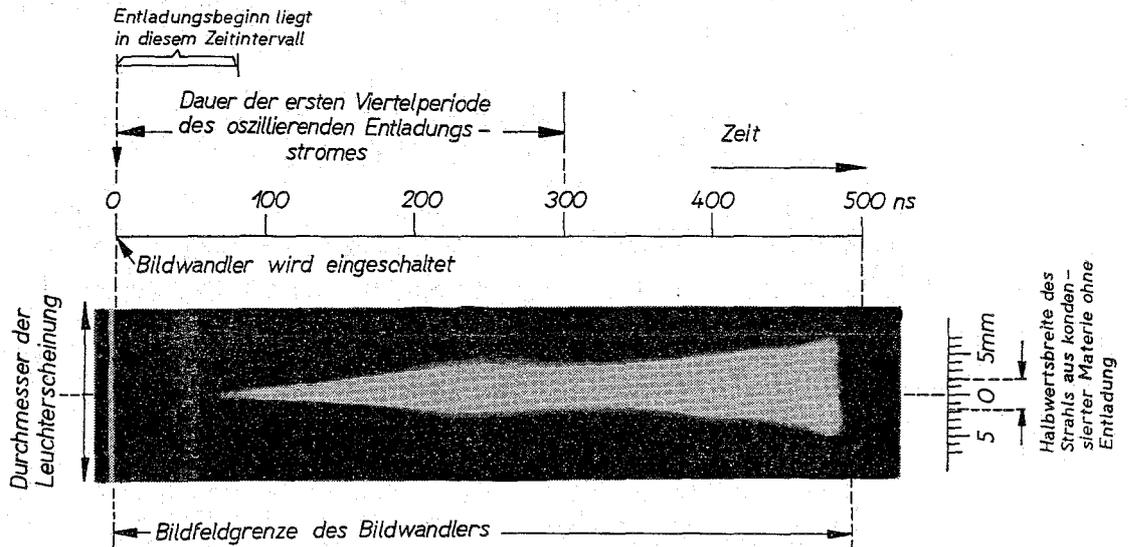


Abb. 15 a. „Schmierbildaufnahme“ des Durchmessers der Leuchterscheinung, aufgenommen mit der Anordnung in Abb. 14. Die Photographie ist eine vergrößerte Aufnahme des Leuchtschirms der Bildwandlerröhre. Die wirkliche Ausdehnung des Bildfeldes in „Schmierichtung“ beträgt 4,94 cm. Schreibgeschwindigkeit des Bildwandlers auf dem Leuchtschirm: 10 cm/ μ s

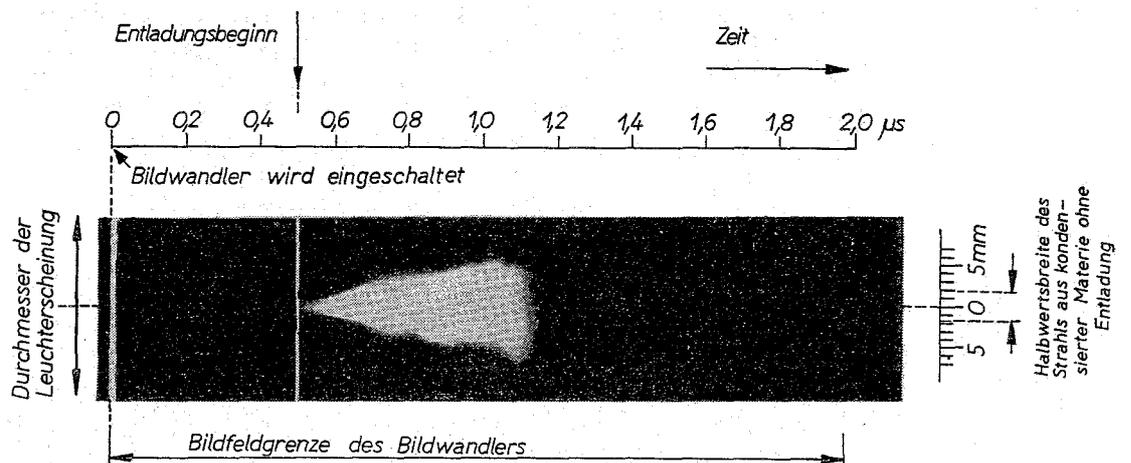


Abb. 15 b. „Schmierbildaufnahme“ des Durchmessers der Leuchterscheinung, aufgenommen mit der Anordnung in Abb. 14. Schreibgeschwindigkeit des Bildwandlers auf dem Leuchtschirm: 2,5 cm/ μ s

Entladungsbegins relativ zum Einschaltzeitpunkt des Bildwändlers läßt sich auf diese Weise nur mit der in Abb. 15a eingezeichneten Ungenauigkeit angeben.

Das Ende der Leuchterscheinung, in Abb. 15a bei ungefähr 500 Nanosekunden nach Einschaltung des Bildwändlers, ist durch die Bildfeldbegrenzung auf dem Leuchtschirm gegeben. Bei der Photographie in Abb. 15b wurde die Schreibgeschwindigkeit des Bildwändlers viermal so langsam eingestellt wie in Abb. 15a. Man sieht, daß etwa 600 Nanosekunden nach Entladungsbeginn von dem verwendeten Photomaterial Polaroid 410 P keine erkennbare Leuchterscheinung mehr registriert wird. Abb. 15b demonstriert gleichzeitig einen Fall, in dem wegen der statistischen Schwankung der Zündverzugszeit die Einschaltung des Bildwändlers und der Entladungsbeginn nicht koinzidierten, obwohl der Bildwandler mit der gleichen Verzögerungszeit, bezogen auf den Einsatz des Zündimpulses, wie in Abb. 15a eingeschaltet wurde.

7. Abschätzung der radialen Ausbreitungsgeschwindigkeit des Plasmas und der maximalen Stromdichte

Aus den Messungen mit den Magnetfeldsonden (Abb. 13) gelangt man zu einer Abschätzung der Geschwindigkeit, mit der sich der Bereich, in dem der elektrische Strom zwischen den Hochspannungselektroden fließt, radial ausbreitet. Man erkennt durch Vergleich von Abb. 13e und f, daß sich das Zeitverhalten der von den beiden Sonden kommenden Signale etwa eine Mikrosekunde nach Entladungsbeginn wesentlich unterscheidet. Man kann annehmen, daß zu diesem Zeitpunkt der Durchmesser des stromführenden Bereichs den Durchmesser von Sonde 1 überschreitet. Daraus ergibt sich für die mittlere radiale Ausbreitungsgeschwindigkeit des stromführenden Bereichs während dieser Zeit ein Wert von etwa 1×10^6 cm/sec.

Abb. 15b entnimmt man, daß der Durchmesser der Leuchterscheinung in einer Zeit von 600 nsec etwa um 12 mm zunimmt. Daraus folgt eine mittlere radiale Ausbreitungsgeschwindigkeit der Leuchterscheinung von 1×10^6 cm/sec, die mit der mittleren radialen Ausbreitungsgeschwindigkeit des stromführenden Bereichs übereinstimmt. Die Übereinstimmung der aus den Sondenmessungen und den Bildwandleraufnahmen abgeleiteten Ausbreitungsgeschwindigkeiten zeigt, daß der Strom weitgehend auf den leuchtenden Bereich des Plasmas beschränkt ist. Aus Abb. 15a entnimmt man einen Durchmesser der Plasmasäule im ersten Strommaximum von etwa 5 mm. Mit dem aus den Sondenmessungen folgenden maximalen Entladungsstrom von ≈ 5 kA ergibt sich eine Stromdichte in diesem Zeitpunkt von ≈ 25 kA/cm².

Diskussion der Ergebnisse

Die Messungen haben gezeigt, daß in Strahlen aus kondensierter Materie im Hochvakuum elektrische Entladungen gezündet werden können, die den Strahl vorübergehend in eine räumlich scharf begrenzte Plasmasäule umwandeln. Im Gegensatz zu den mit normalen pinch-Entladungen erzeugten Plasmasäulen hat die mit kondensierten Molekularstrahlen erzeugte Plasmasäule bei ihrer Entstehung nur mit den Elektroden, nicht aber mit den Wänden des Entladungsgefäßes Kontakt. Da bekannt ist, daß die Verunreinigungen bei normalen pinch-Entladungen im wesentlichen aus den Wänden des Entladungsgefäßes stammen, kann angenommen werden, daß eine mit kondensierten Molekularstrahlen erzeugte

Plasmasäule erheblich weniger Verunreinigungen enthält als das Plasma einer normalen pinch-Entladung. Eine größere Reinheit des Plasmas ist bei der Verwendung kondensierter Molekularstrahlen auch deshalb zu erwarten, weil in diesem Fall das Entladungsgefäß fortlaufend mit der Hochvakuumpumpe verbunden bleibt. Bei normalen pinch-Anordnungen muß dagegen zum Einfüllen des Gases in den Entladungsraum die Pumpe vorübergehend abgesperrt werden.

Noch nicht abgeschlossene spektroskopische Untersuchungen deuten darauf hin, daß das mit kondensierten Molekularstrahlen erzeugte Plasma tatsächlich ungewöhnlich rein ist, was für seine Verwendung bei Kernfusionsexperimenten von besonderer Bedeutung ist [12]. Es soll versucht werden, nach der beschriebenen Methode einen dünnwandigen Plasmahohlzylinder aus Deuterium bzw. Deuterium-Tritium-Gemischen im Hochvakuum aufzubauen. Dünnwandige Plasmahohlzylinder mit kleinem Verhältnis von Länge zu Durchmesser sind für die von LINHART [13] vorgeschlagenen schnellen z-pinch-Entladungen von Interesse. Da sich nach unserer Methode voraussichtlich auch dünnwandige Plasmahohlzylinder mit großem Verhältnis von Länge zu Durchmesser erzeugen lassen, erscheint auch eine Kompression der Plasmaschicht mit einem θ -Feld aussichtsreich.

Herrn Prof. Dr. E. W. BECKER danke ich für die Förderung dieser Arbeit und für anregende Diskussionen. Fräulein J. Riemenschneider danke ich für die Hilfe bei der Vorbereitung und Durchführung der Experimente.

Literatur

- [1] Vgl. z. B. ARTSIMOVICH, L. A., Proc. Sec. Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy **31**, 6 (58).
- [2] BECKER, E. W., Beams of Condensed Matter in High Vacuum, Vortrag a. d. Brookhaven Conference on Molecular Beams Heidelberg, 11. 6. 1959.
- [3] BECKER, E. W., BIER, K., und HENKES, W., Z. Phys. **146**, 333 (56).
- [4] BECKER, E. W., und BIER, K., Z. Naturforsch. **9a**, 975 (54).
- [5] BECKER, E. W., und HENKES, W., Z. Phys. **146**, 320 (56).
- [6] HAGENA, O. F., und SCHÜLLER, P. G., Z. Angew. Phys. **17**, 542 (64).
- [7] HENKES, W., Z. Naturforsch. **17a**, 786 (62).
- [8] BAUCHERT, J., und HAGENA, O. F., wird in Kürze in Z. Naturforschung veröffentlicht.
- [9] BECKER, E. W., BIER, K., und BURGHOFF, H., Z. Naturforsch. **10a**, 565 (55).
- [10] BECKER, E. W., KLINGELHÖFER, R., und LOHSE, P., Z. Naturforsch., **17a**, 432 (62).
- [11] HAGENA, O. F., Z. Angew. Phys. **16**, 183 (63).
- [12] ROSE, DAVID J., and CLARK, MELVILLE jr., Plasmas and Controlled Fusion, M. I. T.-Press 1961, S. 362.
- [13] LINHART, J. G., Nuovo Cim. **17**, 850 (60). — MAISONNIER, CH., LINHART, J. G., und HAEGI, M., Nuclear Fusion, Suppl. 2, 727 (62).