

Anfärbemethoden zur Messung der örtlichen  
Plasmageschwindigkeit

A New Method to Measure the Plasma  
Velocity by Tracing Impurity Radiation

H. Salzmann

IPP 3/36

Februar 1966

**I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K**

**G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N**



# INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

## GARCHING BEI MÜNCHEN

Inhaltsverzeichnis

Seite

### INHALT

1. Anfärbemethoden zur Messung der örtlichen Plasmageschwindigkeit	1
2. Besondere Messmethoden	1
3. Tabellenstellung	3

### A New Method to Measure the Plasma Velocity by Tracing Impurity Radiation

H. Salzmann

1. Prinzip	1
2. Die Technik des Anfärbens	1
3. Messungen	1
4. Multiplanarsterioskopische Stereoaufnahmen	1
5. Monochromatische Stereoaufnahmen	1
6. Die Möglichkeit interferenzoptischer Untersuchungen	1
7. Zusammenfassung	1

IPP 3/36

Februar 1966

### INHALT II

1. Einführung	17
2. Herstellung	18
3. Eigenschaften	21

### ANWENDUNG I

1. Einleitung	27
2. Bau der Zylinderkamera	27
3. Die Triggerelektronik	28
4. Die Aufzeichnung des Drahlens	31
5. Die elektromagnetische Abschirmung	34

### Literaturverzeichnis

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
<b>I <u>EINLEITUNG</u></b>	
.1 Einführung .....	1
.2 Bekannte Messmethoden .....	1
.3 Aufgabenstellung .....	3
<b>II <u>DER PLASMA-BRENNER</u></b> .....	4
<b>III <u>METHODE I</u></b>	
.1 Prinzip .....	4
.2 Die Technik des Anfärbens .....	5
.3 Messungen	
/1 Multipliiermessungen .....	6
/2 Monochromatische Schmieraufnahmen .....	10
/3 Monochromatische Stereoaufnahmen .....	10
/4 Die Möglichkeit interferometrischer Untersuchungen .....	13
.4 Diskussion .....	13
<b>IV <u>METHODE II</u></b>	
.1 Prinzip .....	17
.2 Messungen .....	18
.3 Diskussion .....	21
<b>V <u>ZUSAMMENFASSUNG</u></b> .....	22
<b>VI <u>ANHANG</u></b>	
.1 Zur $\mu x \bar{L}$ -Methode .....	23
.2 Zum Bau der Zeitlupenkamera .....	24
/1 Eine lichtstarke Zeitlupenkamera .....	25
/2 Die Triggerung .....	26
/3 Ein mechanischer Kurzzeitverschluss .....	29
.3 Zu den Interferometeraufnahmen .....	30
.4 Die Aufheizung des Drahtes .....	31
.5 Die elektromagnetische Störung .....	34
<b><u>Literaturverzeichnis</u></b> .....	37

**Abstract:**

Two methods developed for velocity measurements in steady-state plasma flows are considered herein. Both methods are based on the sudden introduction of a foreign substance into the plasma. The velocity is then measured by tracing the characteristic radiation emitted by the seed atoms carried with the plasma flow. The two methods differ from each other in the technique of introduction of the seed atoms into the plasma flow.

In the first case, a volatile substance is evaporated from the surface of a wire immersed in the plasma. The wire is heated by a current pulse. In the second case, fine metal droplets are shot across the plasma in a direction perpendicular to that of the flow. The droplets heated by the plasma partially evaporate during their flight across the plasma.

Both methods were tested in the steady-state laminar subsonic flow of a plasma jet.

**1. Einleitung**

Die Messung der Geschwindigkeit in einem Plasmastrahl ist eine schwierige Aufgabe, die bisher nur durch die Messung der Geschwindigkeit der Ionenstrahlung im Magnetfeld oder durch die Messung der Geschwindigkeit der Elektronenstrahlung im Magnetfeld gelöst werden konnte. Diese Methoden sind jedoch nur für Plasmen mit hoher Dichte und hoher Temperatur anwendbar. Eine neue Methode der Messung der Geschwindigkeit in einem Plasmastrahl ist die Messung der Geschwindigkeit der Ionenstrahlung im Magnetfeld.

Die Messung der Geschwindigkeit in einem Plasmastrahl ist eine schwierige Aufgabe, die bisher nur durch die Messung der Geschwindigkeit der Ionenstrahlung im Magnetfeld oder durch die Messung der Geschwindigkeit der Elektronenstrahlung im Magnetfeld gelöst werden konnte. Diese Methoden sind jedoch nur für Plasmen mit hoher Dichte und hoher Temperatur anwendbar. Eine neue Methode der Messung der Geschwindigkeit in einem Plasmastrahl ist die Messung der Geschwindigkeit der Ionenstrahlung im Magnetfeld.

Die Messung der Geschwindigkeit in einem Plasmastrahl ist eine schwierige Aufgabe, die bisher nur durch die Messung der Geschwindigkeit der Ionenstrahlung im Magnetfeld oder durch die Messung der Geschwindigkeit der Elektronenstrahlung im Magnetfeld gelöst werden konnte. Diese Methoden sind jedoch nur für Plasmen mit hoher Dichte und hoher Temperatur anwendbar. Eine neue Methode der Messung der Geschwindigkeit in einem Plasmastrahl ist die Messung der Geschwindigkeit der Ionenstrahlung im Magnetfeld.

Es treten folgende Schwierigkeiten bei der Anwendung dieser Methode auf den Plasmastrahl auf:

- 1) Es ist ausstrahlend die Messung der Geschwindigkeit der Ionenstrahlung im Magnetfeld.
- 2) Um eine genaue Messung der Geschwindigkeit der Ionenstrahlung im Magnetfeld zu erhalten, muss die Messung in einem stationären Zustand im Pilotrohr stattfinden.

3) Wasserschleier. Die Wasserschleier bilden sich an Stellen im Strahlungsverlauf stationäre Verdichtungsstellen. Bei einer plötzlichen Änderung des Drucksprungs auf dem Mantel eines Kegels, dessen Spitze die Strahlung ist, der Öffnungswinkel dieses "Nachsehen Kegels"



## I. EINLEITUNG

### I. 1 Einführung

Bei zahlreichen Fragestellungen der Plasmaphysik spielt die Plasmageschwindigkeit eine wesentliche Rolle. So ist ihre Kenntnis bei der Untersuchung von Stosswellen, Pinchentladungen, Lichtbogenplasmen - um nur einige Beispiele aufzuführen - wichtig, um das dynamische Verhalten zu verstehen und um die Energiebilanz aufzustellen. Die Messung der Plasmageschwindigkeit stellt damit eine bedeutende experimentelle Aufgabe für viele Untersuchungen dar.

Es gibt keine universelle Geschwindigkeitsmessmethode in der Plasmaphysik. Für jedes spezielle Problem muss eine geeignete Methode gefunden werden, da im allgemeinen Temperatur, Dichte und Geschwindigkeit der verschiedenen Plasmen zu sehr voneinander abweichen.

Besondere Schwierigkeiten ergeben sich im Bereich hoher Dichten und Temperaturen und relativ kleiner Geschwindigkeiten. Solche Verhältnisse liegen vor bei der Plasmaströmung, die mit einem Plasmabrenner bei Atmosphärendruck erzeugt wird. Einerseits ist die Temperatur mit etwa  $10\,000^{\circ}\text{K}$  so hoch, dass mechanische Sonden schnell zerstört werden, andererseits ist die Geschwindigkeit mit ungefähr  $100\text{ m/sec}$  so klein, dass die für hohe Geschwindigkeiten sehr bequeme Methode der Messung der Dopplerverschiebung nicht genutzt werden kann.

Für den genannten Temperatur- und Geschwindigkeitsbereich wollen wir zunächst die Möglichkeiten diskutieren, mit bereits bekannten Verfahren die Geschwindigkeit von inhomogenen stationären Plasmaströmungen zu messen. Anschliessend werden wir über die Anwendung von zwei neuen Messmethoden zur Untersuchung der Strömung eines Plasmabrenners berichten.

### I. 2 Bekannte Messmethoden

1. Geschwindigkeitsmessmethoden der Gasdynamik. Die bekannten Methoden zur Messung der Geschwindigkeit von Gasströmungen lassen sich bei Plasmaströmungen anwenden, soweit die spezifischen Plasmaeigenschaften wie hohe Temperatur, elektrische Leitfähigkeit und Eigenstrahlung dies zulassen. Folgende Verfahren kommen in Betracht:

a) Die Rückstossmethode. Bei ihr wird die Plasmaquelle als Pendel aufgehängt und aus der Auslenkung von der Ruhelage die integrale Impulsübertragung auf die Elektroden bestimmt. Diese Methode wird häufig bei Plasmaströmungen angewandt, die zu Antriebszwecken benutzt werden und deswegen für möglichst hohe Schubwirkung ausgelegt sind. Eine örtliche Geschwindigkeitsmessung ist mit dieser Methode nicht durchführbar.

b) Die Staudruckmessung. Mit Pitotrohren kleiner Messfläche erzielt man eine örtliche Messung des Gesamtdruckes, der sich aus statischem Druck und Staudruck zusammensetzt [1]. Ist der statische Druck bekannt, so kann man beide Anteile trennen und bei Kenntnis der örtlichen Plasmadichte die hydrodynamische Geschwindigkeit ermitteln.

Es treten folgende Schwierigkeiten bei der Anwendung dieser Methode auf den Plasmastrahl auf:

- 1) Es ist zusätzlich eine Messung der örtlichen Dichte notwendig.
- 2) Um eine Zerstörung der Sonden zu vermeiden, kann nur kurzzeitig gemessen werden. Dabei muss aber gewährleistet sein, dass sich während der Messzeit ein stationärer Zustand im Pitotrohr einstellt.

c) Machsche Linien. Im Überschallgebiet bilden sich an Störungen im Strömungsverlauf stationäre Verdichtungsstösse. Bei einer punktförmigen Störung erfolgt der Drucksprung auf dem Mantel eines Kegels, dessen Spitze die Störung bildet. Der Öffnungswinkel dieses "Machschen Kegels"

steht in Relation zur Strömungsgeschwindigkeit und lässt sich mit Hilfe von Interferometer- und Schlierenaufnahmen bestimmen. Diese Methode ist auf Strömungen im Überschallbereich beschränkt und lässt sich daher auf die betrachtete Plasmaströmung nicht anwenden.

2. Eine weitere Gruppe von Messmethoden beruht auf Effekten, die sich aus den elektromagnetischen Eigenschaften des Plasmas ergeben.

a) Feldverschleppung. Bei zunehmender elektrischer Leitfähigkeit wächst die Koppelung zwischen der Plasmaströmung und einem überlagerten Magnetfeld. Das Magnetfeld wird in Strömungsrichtung deformiert. Durch diese "Verschleppung" des Magnetfeldes wird die Gegeninduktivität zwischen einer HF-Senderspule und einer Empfängerspule geändert. Die Spannungsänderung in der Empfängerspule ist proportional zu dem Produkt aus Plasmageschwindigkeit und elektrischer Leitfähigkeit [2], [3]. Dies ist ein integraler Effekt über das gesamte Volumen, in welchem das Plasma mit dem Magnetfeld in Wechselwirkung tritt. Eine örtliche Geschwindigkeitsmessung ist somit nicht möglich.

b)  $\eta \times \mathcal{E}$ -Methode. Legt man quer zur Plasmaströmung ein Magnetfeld an, so wird im Plasma eine Feldstärke der Größe  $\eta \times \mathcal{E}$  induziert, die sich mit Hilfe von Elektroden messen lässt. Mit dieser " $\eta \times \mathcal{E}$ -Methode" sind örtliche Geschwindigkeitsmessungen möglich [4]. Eine Betrachtung des Ohmschen Gesetzes zeigt jedoch (s. Anhang), dass bei dieser Methode nur im stromfreien Plasma wirklich die Plasmageschwindigkeit gemessen wird. Da beim Plasmabrenner das aus der Düse austretende Plasma nicht völlig stromlos ist, kann hier die  $\eta \times \mathcal{E}$ -Methode nicht angewendet werden.

c) Plasmarauschen. Zu Geschwindigkeitsmessungen in stationär strömenden Plasmen lassen sich auch die natürlichen Fluktuationen heranziehen. Legt man quer zur Strömungsrichtung hintereinander zwei Induktionsspulen um das Plasma, so beobachtet man Rauschsignale, die sich zuordnen lassen. Sie werden durch kleine Ringströme, die im Plasma mitdriften, erklärt. Aus der Geschwindigkeitsverteilung der Fluktuationen kann man eine mittlere und eine maximale Plasmageschwindigkeit ermitteln [5]. Diese Messmethode ist besonders gut auf turbulente Plasmen anwendbar. Örtliche Geschwindigkeitsmessungen sind nicht möglich.

3. Die letzte Gruppe von Messmethoden nutzt die Strahlung der Plasmen aus. Hier sei zunächst eine Methode erwähnt, die ähnlich schon in der Gasdynamik benutzt wurde.

a) Funkenmethode. Mit einem Funken quer zur Strömung wird ein Volumelement aufgeheizt. Die Bewegung des leuchtenden Volumens lässt sich optisch verfolgen [6]. Im Gegensatz zur Gasdynamik wird bei der Untersuchung von Plasmen ein bereits leuchtendes Volumelement aufgeheizt. Um eine messbare Helligkeitsdifferenz zu erzeugen, sind hohe Stromstärken erforderlich. Diese können eine erhebliche Störung der Plasmaströmung verursachen.

b) Abschaltmethode. Eine der Methoden, die am Lichtbogen angewandt werden, stellt die "Abschaltmethode" dar. Der Lichtbogen wird für kurze Zeit ( $\sim 1$  msec.) abgeschaltet und dann wieder durchgezündet. Aus Zeitlupenaufnahmen des von der Kathode vorwachsenden Bogenkerns konnten Geschwindigkeiten von ca. 200 m/sec bestimmt werden [7]. Für einen Plasmabrenner lässt sich diese Methode modifizieren. Der Strom wird nicht völlig abgeschaltet, sondern nur kurzzeitig etwas erniedrigt. Mit diesem Verfahren hat Ahlborn die mittlere Plasmageschwindigkeit bestimmt [8].

c) Optisches Rauschen. Natürliche Fluktuationen des Plasmas lassen sich nicht nur wie in b) mit Hilfe von Induktionsspulen, sondern auch optisch verfolgen. Aus einer grossen Zahl von Messungen kann man wiederum die maximale und die mittlere Geschwindigkeit des Plasmas ermitteln [9].



d) Kohleteilchenmethode. Bringt man kleine Partikelchen (z. B. Kohleteilchen) in die Plasmaströmung, so werden diese mitgerissen und können optisch verfolgt werden. Sie nehmen asymptotisch eine Endgeschwindigkeit an, die bis auf eine, wegen ihres endlichen Gewichts anzubringende Korrektur, mit der Plasmageschwindigkeit übereinstimmt. Da die Anlaufzeiten nicht vernachlässigbar klein sind, muss ihre Geschwindigkeit quer zur Strömung so klein sein, dass sie während der Anlaufzeit in ein und derselben Geschwindigkeitszone bleiben. Mit dieser Methode werden Geschwindigkeiten in der Randzone von Hochstromkohlebögen bis max. 40 m/sec bestimmt [7], [10].

e) Dopplerverschiebung. Die vom Beobachter registrierte Frequenz einer Strahlung ändert sich, wenn sich die Strahlungsquelle bewegt. Diese "Dopplerverschiebung" der vom bewegten Plasma emittierten Spektrallinie kann zur Geschwindigkeitsmessung herangezogen werden. Da die Genauigkeit, mit der die Verschiebung einer Spektrallinie gemessen werden kann, in erster Linie von deren Schärfe abhängt, ist die Anwendbarkeit der Methode zu niedrigen Geschwindigkeiten hin begrenzt. Bei Plasmen mit Atmosphärendruck und einer Temperatur von ca.  $10\ 000^{\circ}\text{K}$  liegt die Linienbreite in der Größenordnung von mindestens  $0,1\ \text{\AA}$ . Mit genügender Genauigkeit lassen sich nur Verschiebungen bis etwa  $0,02\ \text{\AA}$  ausmessen, was einer Geschwindigkeit von  $1\ 000\ \text{m/sec}$  entspricht.

### I. 3 Aufgabenstellung

Betrachtet man die beschriebenen Messmethoden, so erkennt man, dass der jeweilige Anwendungsbereich sehr eng begrenzt ist. Man findet keine Methode, die eine örtliche Geschwindigkeitsmessung an Plasmaströmungen, wie sie von einem Plasmabrenner erzeugt werden, gestattet.

Aufgabe dieser Arbeit ist, zwei neue Messmethoden auf ihre Anwendbarkeit für die Geschwindigkeitsmessung am Plasmastrahl zu untersuchen.

Beide Methoden sollen getrennt untersucht werden. Wir werden so verfahren, dass wir zunächst das Prinzip der jeweiligen Messmethode erläutern. Anschliessend soll der experimentelle Aufbau der Messverfahren dargestellt und über örtliche Geschwindigkeitsmessungen am Plasmastrahl berichtet werden. Mit Hilfe von weiteren Beobachtungen soll der Einfluss, den die Messanordnungen auf die Plasmaströmung ausüben, untersucht und geklärt werden, inwieweit sich mit beiden Methoden zuverlässige Geschwindigkeitsmessungen vornehmen lassen.

Bevor wir uns den einzelnen Verfahren zuwenden, wollen wir im folgenden Abschnitt den zu untersuchenden Plasmastrahl eingehender beschreiben.

## III. METHODEN I

### III. 1 Prinzip

Beide Messmethoden beruhen auf dem Prinzip, in der stationären Strömung eine Störung einzubringen und deren wandern zu verfolgen. Als Störung benutzen wir Fremdstoffe, deren Strahlung sich von der des Plasmas charakteristisch unterscheidet. Sie werden in die Strömung hineingebracht, um dieses damit "anzufärben".

## II. DER PLASMA-BRENNER

Die Untersuchungen erfolgten an einem rotationssymmetrischen Hochdruckplasma ( $p = 1 \text{ atm}$ ,  $T_{\text{max}} \approx 12\,000^\circ \text{ K}$ ), das mit einem Plasmabrenner (Abb. 1) nach Peters erzeugt wurde. Dieser

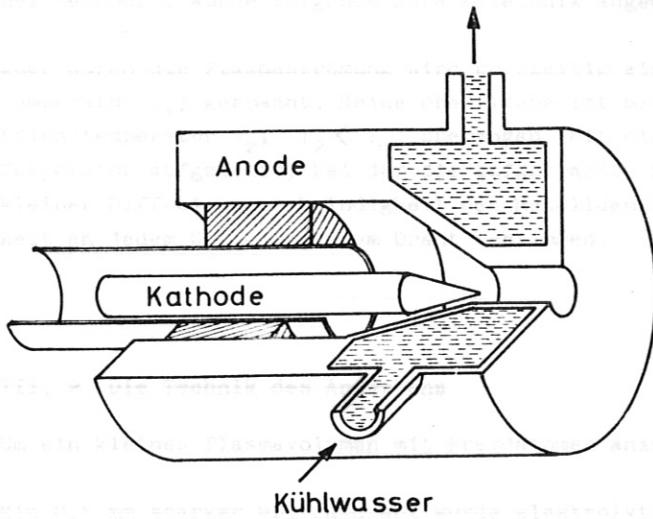


Abb. 1 Plasmabrenner halbschematisch

stellt eine Lichtbogenanordnung mit düsenförmiger Anode am Kupfer dar, in die eine angespitzte Wolframkathode hineinragt. Sowohl Anode als auch Kathode sind wassergekühlt. Das Arbeitsgas wird parallel zur Kathode zugeführt und im Lichtbogen aufgeheizt. Der austretende Strahl besteht aus einem heißen Kern ( $T \approx 10\,000^\circ \text{ K}$ ), der von einem etwas kälteren Mantel ( $T \approx 3\,000^\circ \text{ K}$ ) umgeben ist. Infolge der Reibung des Strahls am ruhenden Gas, in das er austritt, nimmt seine Geschwindigkeit in Strahlrichtung ab. Unterhalb eines kritischen Gasdurchsatzes ist der entstehende Strahl laminar, darüber turbulent.

Die Eigenschaften des Plasmastrahls nahe der Düse lassen sich in ihrer Abhängigkeit von verschiedenen Parametern sehr gut mit dem 2-Stufen-Modell nach Ahlborn beschreiben. In diesem Modell wird das Geschwindigkeits- und das Temperaturprofil des aufgeheizten Strahls durch einen Treppenzug mit 2 Stufen angenähert. Mittlere Temperatur und Geschwindigkeit des Kerns ergeben sich danach aus dem Düsendurchmesser, dem Gasdurchsatz, der zugeführten elektrischen Leistung und den thermodynamischen Eigenschaften des Arbeitsgases. Bei einer Unterschallströmung, wie sie hier betrachtet werden soll, ist der Einfluss der Düsenform gering. Spektroskopische Temperaturmessungen und Messungen der mittleren Geschwindigkeit im Kern der Strömung mittels der modifizierten Abschaltmethode bestätigten die theoretischen Ergebnisse [8].

Bei allen von uns ausgeführten Experimenten wurde ein Brenner mit einer Düsenbohrung von 7 mm Durchmesser verwendet. Die Kaltgasgeschwindigkeit des Arbeitsgases Argon durch die Düse betrug stets 11 m/sec, entsprechend einem Massendurchsatz von 4,5 g Argon/min. Der Strahl trat laminar in die freie Atmosphäre aus. Zur Energieversorgung diente ein Silizium-3-Phasen-Gleichrichter mit geringer Welligkeit. Die Stromstärke wurde mit einem Vorwiderstand auf 200 A begrenzt, wobei am Lichtbogen eine Spannung von 17 V abfiel.

## III. METHODE I

### III. 1 Prinzip

Beide Messmethoden beruhen auf dem Prinzip, in der stationären Strömung eine Störung anzubringen und deren Wandern zu verfolgen. Als Störung benutzen wir Fremdatome, deren Strahlung sich von der des Plasmas charakteristisch unterscheidet. Sie werden in ein kleines Plasmavolumen hineingebracht, um dieses damit "anzufärben".



Die zeitliche Auflösung bei der Verfolgung des angefärbten Plasmavolumens ist umso besser, je kleiner das Volumen ist. Die Dauer des Anfärbvorgangs muss somit kurz im Vergleich zu der Zeit sein, in der das Plasma eine charakteristische Strecke zurücklegt. Die beiden vorgeschlagenen Messmethoden unterscheiden sich in der Art, wie Fremdgas in das Plasma gebracht wird. Bei Methode I wurde folgende Anfärbtechnik angewendet:

Quer durch die Plasmaströmung wird kurzzeitig ein Draht aus schwer schmelzbarem Metall (Schmelztemperatur  $T_1$ ) gespannt. Seine Oberfläche ist mit einer dünnen Schicht aus einem anderen Metall (Siedetemperatur  $T_2$ ,  $T_2 < T_1$ ) überzogen. Mit einem kurzen Stromstoss wird der Draht zu einer Temperatur aufgeheizt, bei der die aufgebraute Schicht in das Plasma abdampft. Bei hinreichend kleiner Diffusionsgeschwindigkeit des Metaldampfs im Plasma lässt sich die Plasmageschwindigkeit an jedem Ort hinter dem Draht bestimmen.

### III. 2 Die Technik des Anfärbens

Um ein kleines Plasmavolumen mit Fremdatomen anzufärben, wurde folgende Technik angewendet:

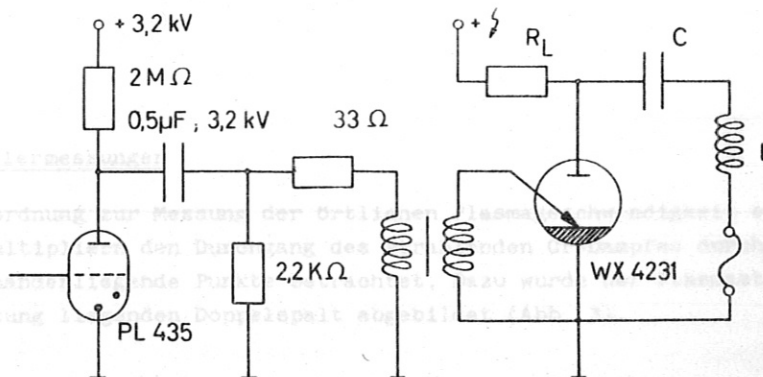
Ein 0,5 mm starker Wolframdraht wurde elektrolytisch mit einer ca.  $0,1 \mu$  dicken Schicht aus Chrom überzogen. Die Siedetemperatur des Chroms liegt mit  $2500^\circ \text{K}$  weit unter der Schmelztemperatur des Wolframträgers, die  $3650^\circ \text{K}$  beträgt.

2,5 cm lange Stücke des verchromten Drahtes wurden an den Enden in Halterungen eingespannt, die zugleich als Stromanschlüsse dienten. Ein Scheibenwisermotor führte mit einem Schwenkmechanismus die eingespannten Drähte mit einer Geschwindigkeit von ca. 50 cm/sec quer durch den Plasmastrahl. Beim Durchgang durch die Strahlmitte löste eine photoelektrische Triggerung einen Stromimpuls durch den Draht aus.

Der Stromimpuls wurde mit einer Kondensatorbatterie aus 4 parallelgeschalteten MP-Kondensatoren zu  $18 \mu\text{F}$ , die bis zu 3 kV aufgeladen werden konnten, erzeugt. Durch Verändern der Ladespannung wurde die dem Draht zugeführte Energie und damit dessen maximale Temperatur variiert.

Die Kondensatorentladung wurde mit einem Ignitron gezündet, dessen Schaltung kurz erläutert werden soll:

Bei der gebräuchlichen Schaltung eines Ignitrons wird seinem Zündstift ein steiler Stromimpuls zugeführt (Abb. 2a).

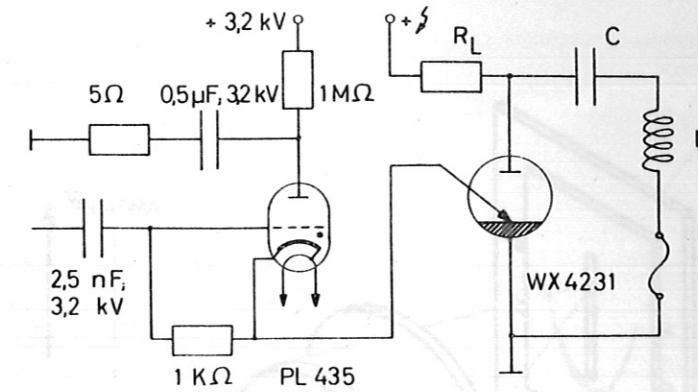


Schaltung 1

Abb. 2a

Der Zündkreis wirkt mit der Induktivität des Impulstrafos als Schwingkreis hoher Güte. Sein Einschwingvorgang überlagert sich dem Stromanstieg der Hauptentladung.

Da dies sich störend auf die elektrischen Messungen auswirkt, wurde eine Schaltung angewandt (Abb. 2b), bei der dem Ignitron der Zündimpuls galvanisch zugeführt wird.



Heiztrafo : Sekundärwicklung hochspannungsisoliert

Schaltung 2

Abb. 2b

Die galvanische Ankopplung führt während des Zündimpulses und der anschließenden starken Kondensatorentladung dazu, dass das Kathodenpotential des Thyratrons, das den Zündimpuls schaltet, angehoben wird. Um einen Durchschlag zu verhindern, wurde die Sekundärwicklung des zugehörigen Heiztrafos gegen die Primärwicklung und den Kern für die auftretenden Hochspannungen hin isoliert.

Abschliessend betrachten wir noch einen für unsere Anfertigtechnik wichtigen Punkt:

Die Stromkreise der Impulsentladung und des Plasmabrenners sind durch das Plasma leitend miteinander verbunden. Zwischen Plasma und Wolframdraht fliesst nur dann kein Strom, wenn der Draht entweder auf Plasmapotential gelegt oder potentialfrei ist. Das Plasmapotential war fest vorgegeben, da der Plasmabrenner über den Widerstand des Kühlwassers (gewöhnliches, nicht entsalztes Leitungswasser) geerdet war. Damit sich das Potential des Drahtes frei einstellen konnte, wurde die Kondensatorbatterie enterdet. Bei Messungen des Spannungsabfalls am Plasmabrenner konnte während des Drahtdurchgangs und der Kondensatorentladung keine Änderung festgestellt werden.

### III. 3 Messungen

#### III. 3/1 Multiplermessungen

Die einfachste Anordnung zur Messung der örtlichen Plasmageschwindigkeit erhält man, wenn man mit Hilfe von 2 Multipliern den Durchgang des strahlenden Cr-Dampfes durch 2 in Strömungsrichtung hintereinanderliegende Punkte betrachtet. Dazu wurde der Plasmastrahl auf einen quer zur Strömungsrichtung liegenden Doppelspalt abgebildet (Abb. 3).



Die Signale der Multiplikatoren wurden gegeneinander zeitlich verschoben und zueinander eindeutig abgelesen (Abb. 4).

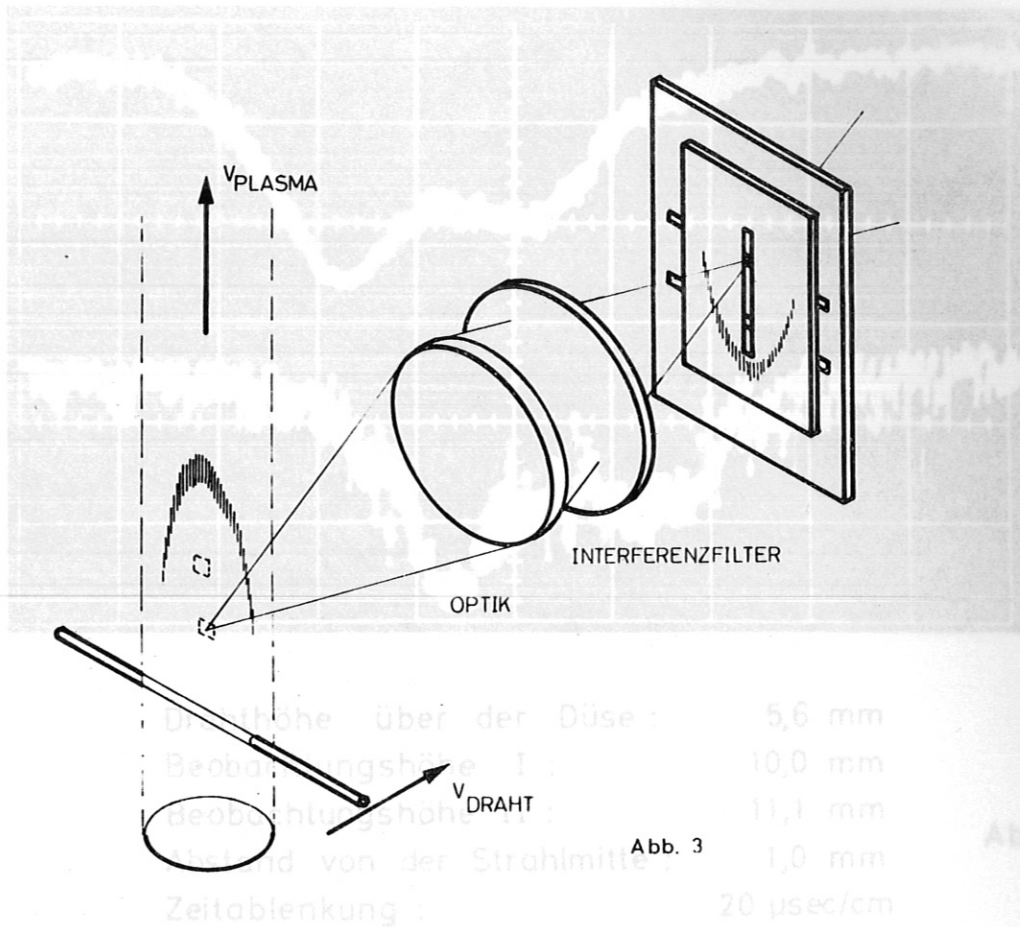


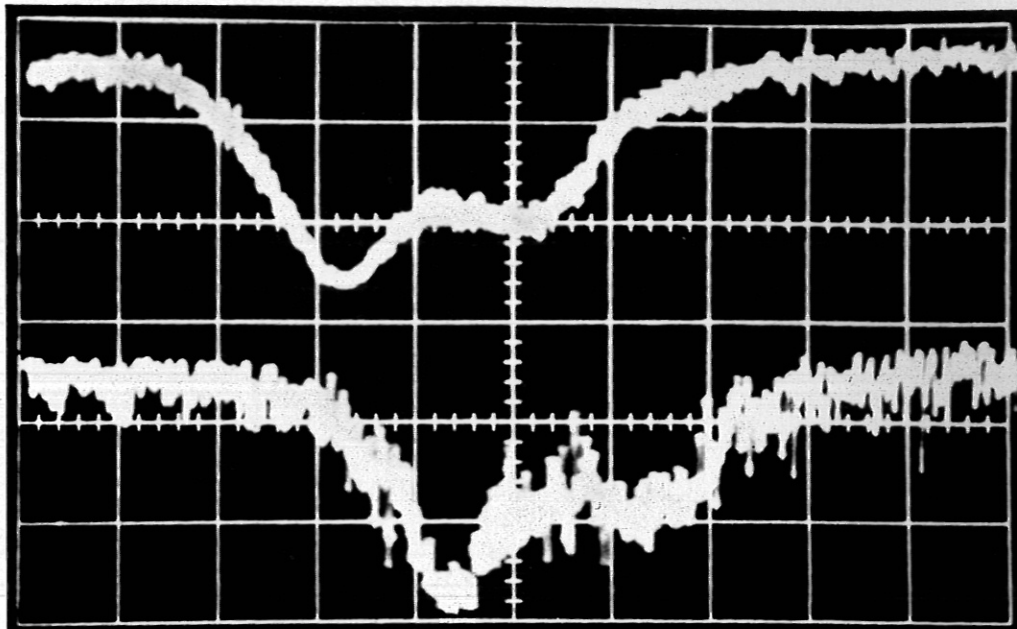
Abb. 3

Abb. 4

Die Geschwindigkeit der leuchtenden Schicht ergab sich aus dem Abstand der beiden beobachteten Punkte im Plasmastahl und dem zeitlichen Abstand der Maxima der Multipliertersignale. Diese Vor diesem liess sich ein zu ihm vertikaler Spalt verschieben. Der Abstand der Punkte von der Strahlachse war durch die Stellung des verschiebbaren Spaltes bestimmt. In den Strahlengang war ein Interferenzfilter eingeschaltet, das eine typische Spektrallinie des Chroms durchliess, den grössten Teil der Strahlung des Argonplasmas dagegen wegfilterte. Beobachtet wurde das Licht der intensiven Chrom-Resonanzlinie bei  $\lambda = 4254 \text{ \AA}$ . Die maximale Durchlässigkeit (30 %) des Interferenzfilters mit einer Halbwertsbreite von  $130 \text{ \AA}$  lag bei  $4220 \text{ \AA}$ .

Die beiden hinter dem Doppelspalt austretenden Lichtbündel wurden mit Lichtleitern auf die Photokathoden von zwei Multipliern geführt. Zwei Kathodenfolger mit konstanter Verstärkung im Frequenzbereich von 1 kHz - 1 MHz passten die hochohmigen Multiplieraussgänge auf doppelt abgeschirmte 75  $\Omega$ -Kabel an, die zum Oszillographen in der Masskabine führten. Die obere Grenzfrequenz der Kathodenfolger wurde zu 1 MHz gewählt, um das hochfrequente Rauschen der Multiplier zu unterdrücken. Die Frequenzen der Nutzsignale lagen dabei weit unter 1 MHz.

Die Signale der Multiplier waren gegeneinander zeitlich verschoben und einander eindeutig zugeordnet (Abb. 4)



Drahthöhe über der Düse :	5,6 mm
Beobachtungshöhe I :	10,0 mm
Beobachtungshöhe II :	11,1 mm
Abstand von der Strahlmitte :	1,0 mm
Zeitablenkung :	20 $\mu$ sec/cm

Abb. 4

Die Geschwindigkeit der leuchtenden Schicht ergab sich aus dem Abstand der beiden beobachteten Punkte im Plasmastrahl und dem zeitlichen Abstand der Maxima der Multipliersignale. Diese wurden als charakteristische Punkte der Chromwolke gewählt, da sie sich mit Plasmageschwindigkeit bewegen. Die Flanken der Multipliersignale wurden dagegen nicht zur Auswertung benutzt, da sich die Chromwolke infolge Diffusion im Plasma verbreitert.

Aus den Aufnahmen lässt sich entnehmen, dass die Geschwindigkeit, mit der die registrierbaren Grenzen der Chromwolke auseinanderlaufen, unter 5 m/sec beträgt. In 10 mm Abstand von der Düse wurde nach diesem Verfahren die radiale Geschwindigkeitsverteilung gemessen.

Das erhaltene Geschwindigkeitsprofil (Abb. 5) zeigt den für den Plasmastrahl typischen Verlauf.

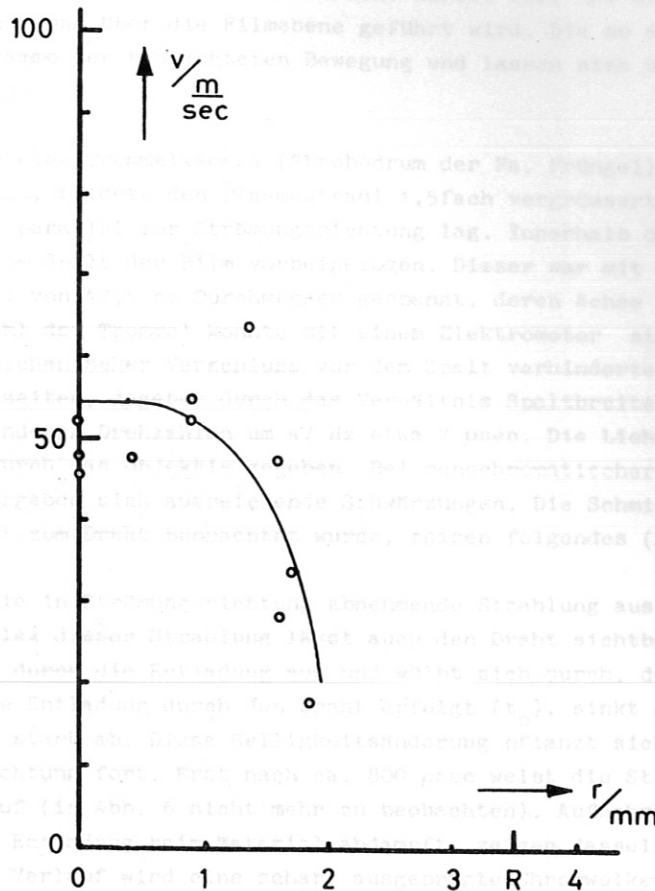


Abb. 5

Ungefähr beim halben Düsenradius, wo auch die Leuchterscheinung des heißen Kerns abfällt, nimmt die Geschwindigkeit stark ab. Die Multiplieraufnahmen zeigen, dass das angefärbte Volumen genügend klein ist, um auch bei einem Abstand der Beobachtungspunkte von nur 1 mm die Geschwindigkeit der Chromwolke mit ausreichender Genauigkeit zu messen. Die Ausdehnung der Chromwolke ergibt sich aus den Oszillogrammen zu etwa 4 mm.

Nachteil der Multipliemethode ist es, dass man bei jeder Messung nur einen Messpunkt erhält. Um die gesamte Bewegung des Chromdampfes bei einem einzigen Anfärbevorgang zu verfolgen, lassen sich photographische Methoden anwenden. Zunächst wurden Schmieraufnahmen angefertigt. Dieser Zweck wurde durch stroboskopische Chromdampf seitlich und räumlich aufgelöst photographiert.

### 11.17 Stereoskopische Stereoaufnahmen

Mit einer lichtstarken Zeilrupenkamera, deren Aufbau im Anhang beschrieben wird, konnte der Anfarbevorgang und das Mirdriften des Chromdampfes stereoskopisch im Licht der Chromresonanzlinie  $4267 \text{ \AA}$  photographiert werden.

Abb. 7 zeigt eine derartige Bildfolge. Der Bildabstand beträgt 110 mm, die Belichtungszeiten jeweils  $0,025 \text{ msec}$ . Die Erzeugung der Kathodenstrahlentladung erfolgte während der Belichtung des ersten Bildes.



### III. 3/2 Monochromatische Schmieraufnahmen

Das Prinzip dieser photographischen Technik besteht darin, dass das Bild des bewegten Objekts senkrecht zu dessen Bewegung über die Filmebene geführt wird. Die so erhaltenen Aufnahmen sind direkte Weg-Zeit-Diagramme der beobachteten Bewegung und lassen sich bei bekannter Ablenkgeschwindigkeit auswerten.

Zu den Aufnahmen wurde eine Trommelkamera (Strobodrum der Fa. Frügel) verwendet. Eine 15 cm-Optik, Lichtstärke 1:1,5, bildete den Plasmastrahl 1,5fach vergrößert auf den 0,5 mm breiten "Schmierspalt" ab, der parallel zur Strömungsrichtung lag. Innerhalb der Schärfentiefe der Abbildung wurde hinter dem Spalt der Film vorbeigezogen. Dieser war mit der Schichtseite nach aussen auf eine Trommel von 47,5 cm Durchmesser gespannt, deren Achse parallel zum Spalt angeordnet war. Die Drehzahl der Trommel konnte mit einem Elektromotor stufenlos bis ca. 50 Hz geregelt werden. Ein mechanischer Verschluss vor dem Spalt verhinderte Doppelbelichtungen. Die effektiven Belichtungszeiten, gegeben durch das Verhältnis Spaltbreite zu Filmgeschwindigkeit, betragen bei den verwendeten Drehzahlen um 47 Hz etwa 7  $\mu$ sec. Die Lichtstärke der Abbildung war bei dieser Anordnung durch das Objektiv gegeben. Bei monochromatischer Beobachtung (Interferenzfilter 4220 Å) ergaben sich ausreichende Schwärzungen. Die Schmieraufnahmen, bei denen wie in Abb. 3 senkrecht zum Draht beobachtet wurde, zeigen folgendes (Abb. 6):

Zunächst erkennt man die in Strömungsrichtung abnehmende Strahlung aus dem heissen Kern des Plasmastrahls. Der Reflex dieser Strahlung lässt auch den Draht sichtbar werden. Dieser dehnt sich bei der Erhitzung durch die Entladung aus und wölbt sich durch, da die Enden fest eingespannt sind. Sobald die Entladung durch den Draht erfolgt ( $t_0$ ), sinkt die Strahlung des Plasmas im Gebiet um den Draht stark ab. Diese Helligkeitsänderung pflanzt sich mit einer Geschwindigkeit  $V_1$  in Strömungsrichtung fort. Erst nach ca. 800  $\mu$ sec weist die Strahlung aus dem Kern wieder das normale Bild auf (in Abb. 6 nicht mehr zu beobachten). Aufnahmen mit blankem Wolframdraht, der während der Entladung beim Material abdampft, zeigen dasselbe Aussetzen der Strahlung. Im weiteren zeitlichen Verlauf wird eine scharf ausgeprägte Chromwolke der Geschwindigkeit  $V_2$  sichtbar, die aufgrund ihrer Geschwindigkeit und des Zeitpunkts ihres Auftretens mit der von den Multipliern registrierten Leuchterscheinung identifiziert wird. Die photographisch beobachtete Ausdehnung der Leuchtschicht ist kleiner als die vom Multiplier gemessene, da die Empfindlichkeit des Filmmaterials geringer ist. Etwas später lösen sich noch zwei ausgedehnte Chromwolken vom Draht, die mit einer Geschwindigkeit  $V_3 \approx V_2/2$  in Strahlrichtung laufen.

Im Gegensatz zu den Multipliermessungen, die ein einfaches Bild vom Wandern des abgedampften Chroms vermitteln, erkennt man auf den Schmieraufnahmen, dass die Vorgänge wesentlich unübersichtlicher ablaufen. Unsere Beobachtungen werfen eine Reihe von Fragen auf:

- 1) Weshalb sinkt während der Entladung die Strahlungsintensität des Plasmas stark ab?
- 2) Wie erklären sich die verschiedenen Chromwolken?
- 3) Weshalb laufen sie verschieden schnell?

Zur Klärung dieser Fragen wurde der strömende Chromdampf zeitlich und räumlich aufgelöst photographiert.

### III. 3/3 Monochromatische Stereoaufnahmen

Mit einer lichtstarken Zeitlupenkamera, deren Aufbau im Anhang beschrieben wird, konnte der Abdampfvorgang und das Mitdriften des Chromdampfes stereoskopisch im Licht der Chromresonanzlinie 4254 Å photographiert werden.

Abb. 7 zeigt eine derartige Bildfolge. Der Bildabstand beträgt 110  $\mu$ sec, die Belichtungszeiten jeweils ca. 20  $\mu$ sec. Die Triggerung der Kondensatorentladung erfolgte während der Belichtung des ersten Bildes.

$v_1$  /  $v_2$  /  $v_3$

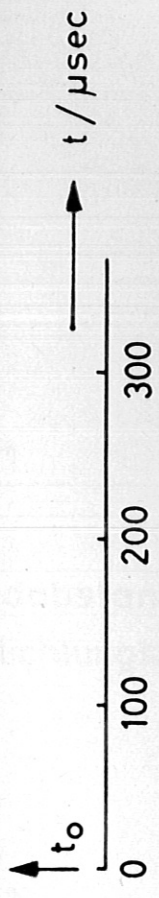
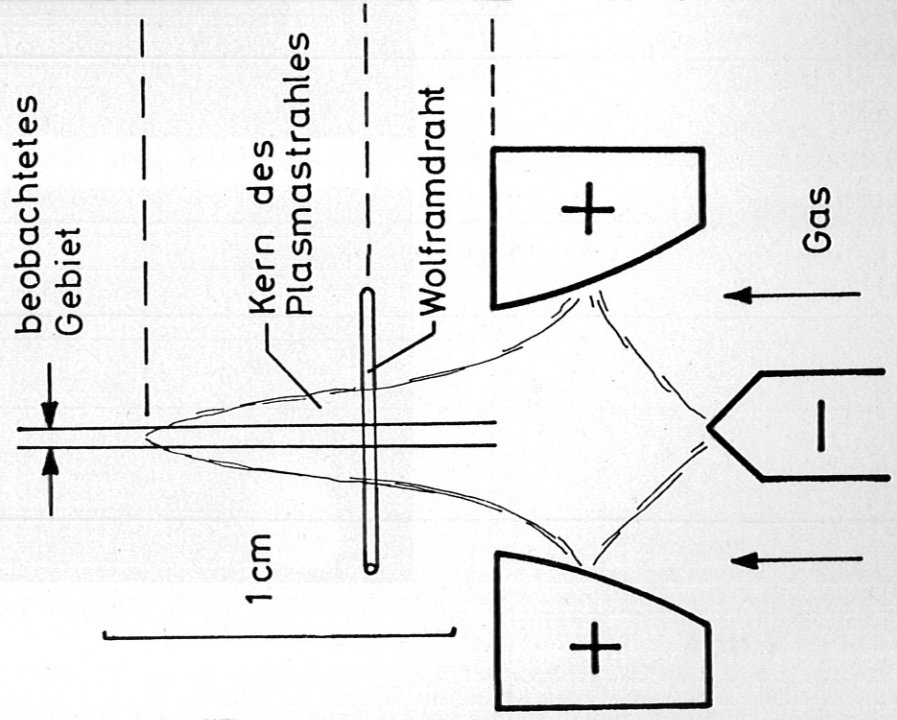
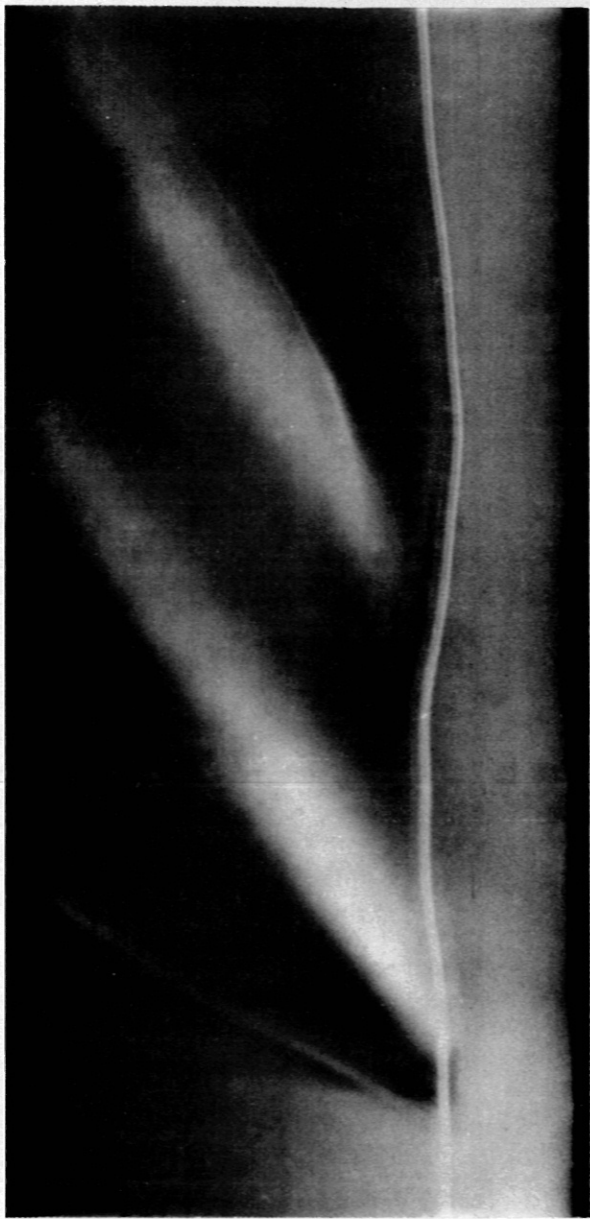
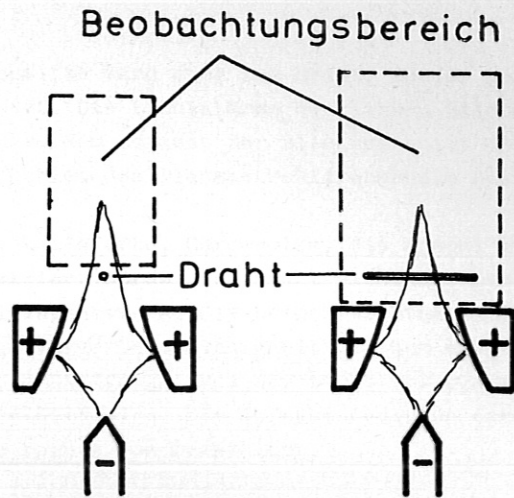
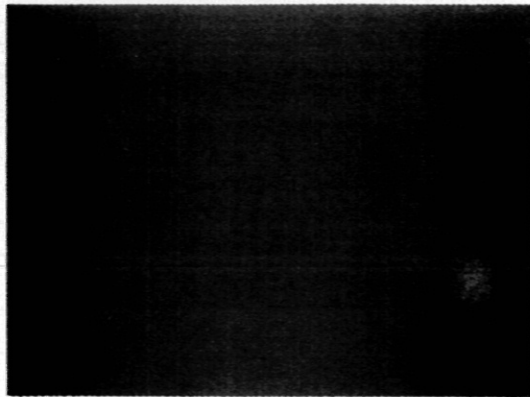


Abb. 6

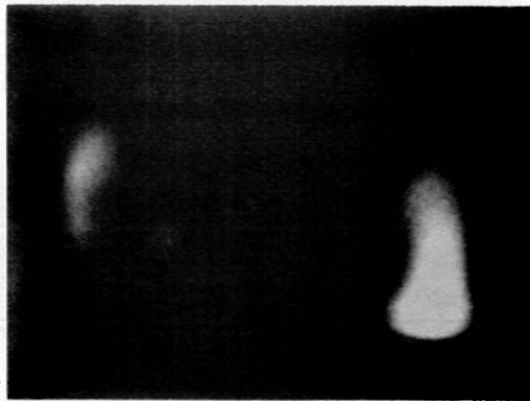


1 cm

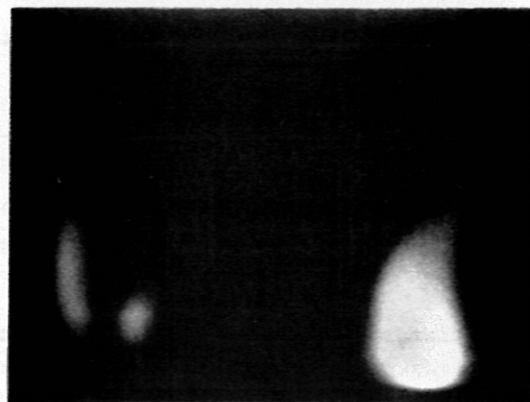


1

Bildabstand : 110  $\mu$ sec  
Belichtungszeit : 20  $\mu$ sec



2



3

Abb. 7



In der rechten Bildhälfte wird quer zum Draht, in der linken über einen kleinen Spiegel längs des Drahtes beobachtet. Die Lichtstärke der linken Bildhälfte ist demnach etwas geringer als die der rechten. Ausserdem umfasst der Bildausschnitt des über den Spiegel photographierten Teilbildes nur das Gebiet des Plasmastrahls oberhalb des Drahtes.

Die erste, scharf lokalisierte, Chromwolke, die sowohl mit den Multipliern als auch mit der Trommelkamera registriert wurde, ist nicht sichtbar. Dies hat seine Ursache in der niedrigeren Lichtstärke der Zeitlupenkamera. Die beiden sichtbaren Chromwolken sind aufgrund des Beobachtungszeitpunktes und ihrer Geschwindigkeit mit den ausgedehnten Chromwolken auf den Schmieraufnahmen identisch. Die Bildfolge, bei der längs des Drahtes beobachtet wird, zeigt, dass die Strömung am Draht geteilt wird. Die Aufnahmen deuten darauf hin, dass sich der Chromdampf abwechselnd links und rechts vom Draht löst.

### III. 3/4 Die Möglichkeit interferometrischer Untersuchungen

Es wurde ferner untersucht, inwieweit sich Interferometeraufnahmen zu Messungen des Strömungsverlaufs heranziehen lassen. Es zeigte sich (siehe Anhang), dass interferometrische Dichte- bzw. Temperaturmessungen nur für das Gebiet des Plasmastrahls mit Temperaturen unterhalb von ca.  $3000^{\circ}$  K möglich sind. Sie können deswegen nicht benutzt werden, um Aussagen über den Strömungsverlauf in der Nähe des Drahtes zu gewinnen.

### III. 4 Diskussion

Es soll nun geklärt werden, inwieweit die vorgeschlagene Methode I zu Geschwindigkeitsmessungen an dem mit dem Plasmabrenner erzeugten Hochdruckplasma geeignet ist.

Wir fassen die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen nochmals kurz zusammen:

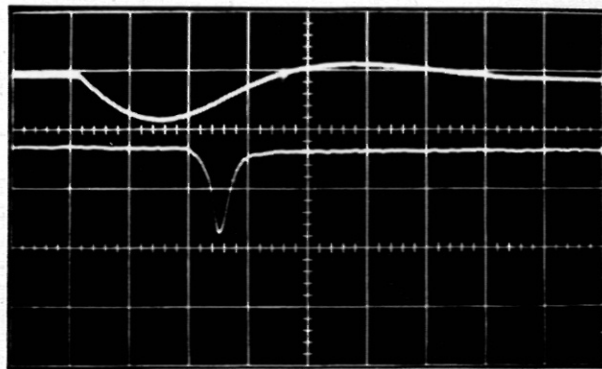
- 1) Es ist möglich, ein so kleines Plasmavolumen zu markieren, dass eine gute Auflösung bei der Verfolgung seiner Bewegung gegeben ist.
- 2) Während der Entladung sinkt die Strahlung an dem Plasma stark ab. Sie erreicht erst nach einer Zeit, die gross gegen die Entladungsdauer ist, wieder die ursprüngliche Intensität.
- 3) Von dem erhitzten Draht lösen sich mehrere Chromwolken, die mit sehr verschiedenen Geschwindigkeiten in Strömungsrichtung laufen.
- 4) Aus den Kurzzeitphotographien mit räumlicher Auflösung geht hervor, dass die Strömung hinter dem Draht gestört ist. Das beobachtete Abströmen des Chromdampfes vom Draht deutet die Existenz eines Windschattens hinter dem Draht an.

Diese Beobachtungen lassen erkennen, dass die Plasmaströmung durch den Aufheizvorgang erheblich gestört wird. Folgende Ursachen können für das Auftreten der beobachteten Störung verantwortlich sein:

- a) Eine heftige Expansion des Chroms beim Verdampfen,
- b) eine Wechselwirkung zwischen der Kondensatorentladung durch den Draht und dem leitfähigen strömenden Plasma,
- c) eine Störung der Plasmaströmung durch den Draht allein.

Mit Hilfe einiger Abschätzungen wollen wir diese Punkte näher untersuchen:

a) Genauere Aussagen über die Verdampfung des Chroms kann man machen, wenn der zeitliche Temperaturverlauf des Drahtes bekannt ist. Die Temperatur des Drahtes lässt sich aus seinem elektrischen Widerstand bestimmen. Eine Methode zur Bestimmung des sich während der Entladung ändernden Drahtwiderstandes wird im Anhang beschrieben. Der erhaltene Temperaturverlauf ist in Abb. 8b über der Zeit aufgetragen. Während der Entladung steigt die Temperatur des Drahtes bis auf ca.  $2600^{\circ}\text{K}$ .



Entladungsstrom

relative Intensität

Abb. 8a

0 10 20 30 40 50 → t / μsec

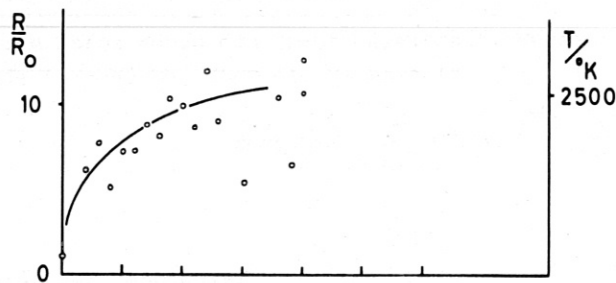


Abb. 8b

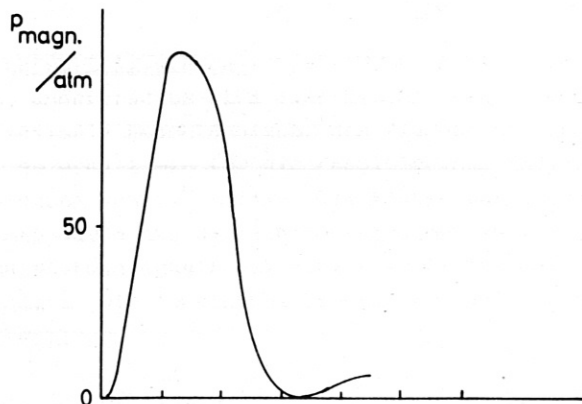


Abb. 8c

Andererseits wurde die Leuchterscheinung des Drahtes und seiner Umgebung im Durchlässigkeitsbereich des Interferenzfilters  $4220 \text{ \AA}$  registriert. Hierzu wurde der Draht durch das Filter auf die Photokathode eines Multipliers abgebildet. Das Oszillogramm in Abb. 8a zeigt unter dem Entladungsstrom den relativen Intensitätsverlauf. Die beobachtete kurzzeitige Leuchterscheinung trat nur bei verchromten, nicht jedoch bei blanken Wolframdrähten auf. Sie ist demnach nicht

mit der Temperaturstrahlung des glühenden Drahtes, sondern mit der spektralen Strahlung angeregter Chromatome zu identifizieren und gibt den Zeitpunkt des Abdampfvorgangs wieder. Dieser tritt bei einer Temperatur von  $2500^{\circ}$  K, der Siedetemperatur des Chroms unter Normaldruck, ein. Diese Tatsache ist bedeutsam, wenn man den beschriebenen Verdampfungsvorgang mit Experimenten vergleicht, bei denen Drahtexplosionen untersucht werden. Bei diesen Experimenten werden Drähte mittels starker Stromstöße kurzer Anstiegszeit explosionsartig verdampft. Die heftige Expansion lässt sich aus einer Überhitzung des Drahtmaterials erklären, die infolge des magnetischen Drucks und der Wirksamkeit von Trägheitskräften zustande kommt. Bei unserer Anordnung sind jedoch die Ströme so klein, dass der magnetische Druck (Abb. 8c) nicht ins Gewicht fällt, und die Aufheizzeiten so lang, dass die Trägheitskräfte keine entscheidende Rolle spielen können. Eine Überhitzung und anschließende heftige Expansion des Chroms ist demzufolge auszuschließen.

b) Die Grundlage einer Betrachtung der Plasmaströmung um den Draht während der Entladung bildet der Impulssatz für eine elektrische leitfähige viskose Flüssigkeit.

Unter der Annahme einer homogenen, unendlich ausgedehnten Strömung wurden die auf das Plasma wirkenden elektromagnetischen Kräfte berechnet (siehe Anhang). Diese Kräfte ergeben sich aus der Wechselwirkung zwischen den im Plasma induzierten Strömen und dem Magnetfeld der Impulsentladung. Auf das Plasma wirkt radial zum Draht eine Volumkraft

$$\vec{K}(r,t) = \frac{\text{Const.}}{r} J(t) \dot{J}(t) \cdot \frac{r}{|r|}$$

wobei  $J(t)$  den Strom durch den Draht bezeichnet. Werden Versuchsdaten eingesetzt, so ergibt sich folgende Abschätzung über die Volumkraft:

$$\vec{K}(r,t) \approx \frac{10^5}{r} \sin 2 \cdot 10^5 t \cdot \frac{r}{|r|} \left[ \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^3} \right], \quad t \text{ in [sec]} \\ r \text{ in [cm]}$$

Hiermit lautet der Impulssatz

$$\rho(r,t) \frac{d v(r,t)}{dt} = - \text{grad } p(r,t) + \vec{K}(r,t)$$

Auf die kurzzeitig wirkende Kraft  $\vec{K}(r,t)$  hin wird sich somit einerseits ein Druckgradient aufbauen, andererseits wird eine Beschleunigung des Plasmas (vom Draht weg) erfolgen. Schätzt man die maximale Beschleunigung des Plasmas ab, indem man im Impulssatz den Term  $\nabla p$  vernachlässigt, so erhält man für die resultierende Endgeschwindigkeit des Plasmas einen Wert in der Grossenordnung von  $10^5$  cm/sec. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Störung in der Intensität des Plasmas wurde aus den Schmieraufnahmen zu  $v_1 \approx 2 \cdot 10^4$  cm/sec bestimmt. Dieser Wert der Ausbreitungsgeschwindigkeit ist vergleichbar mit der aus der Abschätzung erhaltenen Maximalgeschwindigkeit. Die Abweichung kam durch die Vernachlässigung des Druckterms im Impulssatz erklärt werden.

c) Für die Zeit, in der kein Strom über den Draht fliesst, kann die Störung der Plasmaströmung aus hydrodynamischen Ähnlichkeitsbetrachtungen abgeschätzt werden.

Die Strömung einer nichtleuchtenden Flüssigkeit um einen Zylinder ist von vielen Autoren, z. B. [11], in ihrer Abhängigkeit von der charakterisierenden Reynoldszahl untersucht worden.



Die mechanische Reynoldszahl

$$Re = \frac{\rho \cdot v \cdot d}{\eta}$$

- $\rho$  = spezifische Dichte
- $v$  = Geschwindigkeit
- $d$  = charakteristische Länge
- $\eta$  = Viskosität

für die untersuchte Plasmaströmung erreicht ihren Maximalwert  $\sim 25$  in der Mitte des Plasmastrahls.

Im Bereich von Reynoldszahlen  $\lesssim 1$  tritt eine Unsymmetrie in der Strömung um den Zylinder auf. Hinter dem Zylinder bildet sich ein Windschatten. Dieser füllt sich mit zwei gegenläufig drehenden Wirbeln. Ab der kritischen Reynoldszahl ( $\sim 50$ ) lösen sich diese Wirbel abwechselnd vom Draht. Die entstehende "Karman'sche Wirbelstrasse" ist in einem grösseren Bereich der mechanischen Reynoldszahl stabil. Die stereoskopischen Aufnahmen geben Hinweise dafür, dass sich vom Draht Wirbel ablösen.

Fasst man die wesentlichen Gesichtspunkte der Messungen und Abschätzungen zusammen, so sprechen zwei Punkte gegen die Anwendbarkeit der vorgeschlagenen Messmethode im vorliegenden Fall:

- 1) Die Störung der zu untersuchenden Strömung durch den Draht,
- 2) die elektromagnetische Wirkung des Entladungsstroms auf das Plasma.

Die durchgeführten Messungen geben somit nicht das Strömungsfeld des ungestörten Plasmastrahls wieder, sondern beschreiben die gestörte Plasmaströmung hinter dem Draht.

Es lässt sich zeigen, dass sowohl die mechanische als auch die elektromagnetische Störung durch eine Verkleinerung des Drahtdurchmessers verringert werden kann. Für die elektromagnetische Störung ergibt sich dies aus einer einfachen Energiebetrachtung.

Um einen Draht auf die Temperatur  $T_s$  zu erhitzen, ist eine Energiezufuhr

$$W_1 = m \int_0^{T_s} c_p(T) dT = \rho_m \pi r^2 L \int_0^{T_s} c_p(T) dT$$

- $\rho_m$  = Dichte des Drahtmaterials
- $c_p$  = spezifische Wärme
- $L$  = Länge des Drahtes
- $r$  = Radius

erforderlich. Diese Energie wird in Form Joule'scher Wärme zugeführt.

$$W_2 = \int_0^{t_s} J^2(t) R(t) dt = \frac{L}{\pi r^2} \int_0^{t_s} J^2(t) \rho_w(t) dt$$

- $\rho_w$  = spezifischer elektrischer Widerstand des Drahtes

Ersetzt man in  $W_1$  die Integration über die Temperatur durch die Integration über den Zeitparameter, so ergibt sich insgesamt

$$\rho_m L \pi r^2 \int_0^{t_s} c_p(t) \frac{\partial T}{\partial t} dt = \frac{L}{\pi r^2} \int_0^{t_s} J^2(t) \rho_w(t) dt$$

Ist der Temperaturverlauf nur von der Zeit abhängig, so folgt mit

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{dT}{dt}$$

und den Vereinfachungen

$$C_p = \text{const}(t)$$

$$Q_w = \text{const}(t)$$

sowie der Annahme eines linearen Anstieges von  $I(t)$ :

$$\text{const} \cdot r^4 = \left( \frac{dJ}{dt} \right)_{t=0}^2 \cdot t_s^2$$

Dieses Ergebnis wird in die Bedingung für minimale Störung des Plasmas

$$\int_0^{t_s} \bar{k}(x,t) dt = \text{const} \int_0^{t_s} J(t) \dot{J}(t) dt = \text{min.}$$

eingesetzt. Es ergibt sich als Forderung

$$\text{const} \cdot \frac{r^4}{t_s} = \text{min.}$$

Aus der hohen Potenz, mit der der Drahradius in die elektromagnetische Störung eingeht, folgt, dass sich diese durch eine Verringerung der Drahtstärke wesentlich herabsetzen lässt.

#### IV. METHODE II

##### IV. 1 Prinzip

Die Methode II stellt eine Weiterentwicklung der "Kohleteilchen -Methode" dar, wie sie von Kenty [12], Suits [13], Hagenah [10], Wienecke [7] et al. bei der Untersuchung von Lichtbögen angewandt wurde. Das Prinzip der vorgeschlagenen Methode besteht darin, leicht verdampfbare Partikel quer durch das strömende heisse Plasma zu schießen und die Bewegung des auf der Bahn zurückbleibenden Dampfes zu verfolgen.

Dieser nimmt in sehr kurzer Zeit eine Geschwindigkeit an, die mit der des Plasmas identisch ist. Da die entstehende Dampfwolke, aus den gleichen Gründen wie in Methode I, klein sein soll, werden Einschussgeschwindigkeiten angestrebt, die der Plasmageschwindigkeit vergleichbar sind. In diesem Fall lassen sich mit der beschriebenen Methode auch Messungen im Innern der Plasmaströmung durchführen.

Zur Erzeugung der benötigten schnellfliegenden Teilchen wurde die bei Methode I beschriebene Aufheizung eines verchromten Drahtes abgeändert. Die Kapazität der verwendeten Kondensatorbatterie wurde auf 102  $\mu\text{F}$  und ihre Ladespannung auf 3 KV erhöht. Als Folge der gesteigerten Energiezufuhr wurde beobachtet, dass ein Schauer von Chromtröpfchen radial von dem aufglühenden Draht abspritzte. Die durchschnittliche Grösse der Chromtröpfchen betrug weniger als 0,1 mm im Durchmesser, ihre mittlere Geschwindigkeit lag bei etwa  $1,5 \cdot 10^3$  cm/sec.

Die schweren Chromtröpfchen werden dagegen nur langsam beschleunigt. Die Teilchenbahnen sind auf der Schmieraufnahme als scharfe Kurven erkenntlich, von denen kontinuierlich Chromtröpfchen mit Plasmageschwindigkeit wegschickte.

Der verchromte Draht als Teilchenquelle befand sich bei den Messungen ausserhalb des Plasmastrahls in 1,5 cm Abstand von dessen Achse. Ein zwischen dem Draht und dem Plasma eingeschaltetes Blendensystem liess nur solche Chromtröpfchen ins Plasma gelangen, die senkrecht vom Draht weg auf die Strahlachse zuflogen.

Zur Beobachtung wurden Methoden der Kurzzeitphotographie angewendet.

#### IV. 2 Messungen

Eine Schmieraufnahme (Abb. 9) in einer Anordnung, wie sie unter III. 2/2 beschrieben wurde, lässt das Wesentliche der vorgeschlagenen Methode II erkennen.

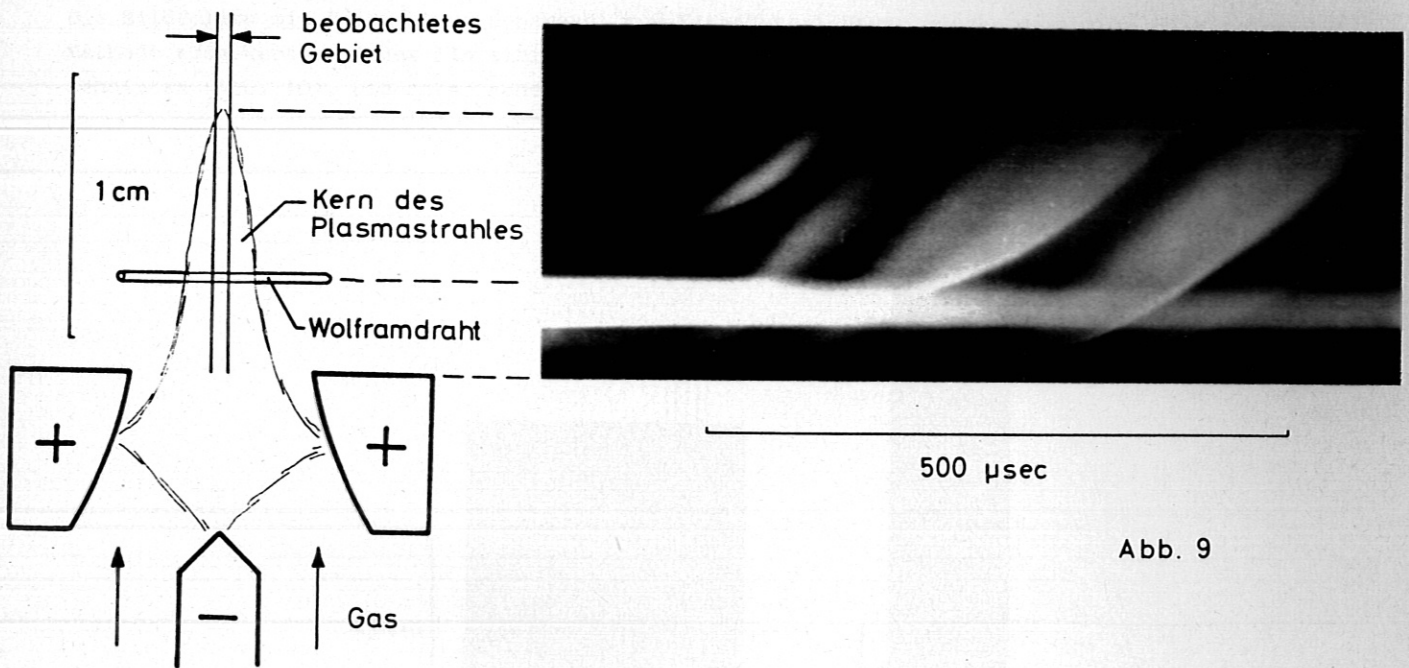


Abb. 9

Sie zeigt im Gesamtlicht einen Schauer von Chromtröpfchen, der von dem aufglühenden Draht abspritzt. Bei dieser Aufnahme fehlte das Blendensystem zwischen Draht und Plasma. Der glühende Draht ist als breiter heller Streifen ausserhalb der Schärfentiefe der optischen Abbildung erkennbar. Die Chromtröpfchen fliegen durch den Plasmastrahl auf den Schmierspalt zu. Sie werden sichtbar, wenn sie in der äussersten heissen Zone des Plasmastrahls aufglühen und zu verdampfen beginnen. Der entstehende Chromdampf nimmt in einer Zeit, die klein gegen eine für die Strömung charakteristische Zeit ist, die Geschwindigkeit der Zone an, in der er sich bildet. Die schweren Chromtröpfchen werden dagegen nur langsam beschleunigt. Die Teilchenbahnen sind auf der Schmieraufnahme als scharfe Kurven erkenntlich, von denen kontinuierlich Chromdampf mit Plasmageschwindigkeit wegläuft.



Eine räumliche Auflösung ist bei der beschriebenen Schmieraufnahme nicht möglich, da parallel zur Einschussrichtung der Teilchen beobachtet wird. Sie ist möglich, wenn die Beobachtungsrichtung senkrecht sowohl zur Strömungsrichtung als auch zur Flugbahn der Teilchen ist, d. h. senkrecht zu der Ebene, in der sich die entstehende Dampf Wolke bewegt. Berücksichtigt man eine mögliche zusätzliche Rotation der Plasmasäule, so dreht diese die Flugrichtung der Teilchen während ihrer Bewegung im Plasma und verwindet die Fläche, in der der Chromdampf abströmt. Demnach ist eine stereoskopische Beobachtung der eingeschossenen Teilchen und des entstehenden Dampfes notwendig.

Die stereoskopischen Bildfolgen wurden mit einer hochauflösenden Zeitlupenkamera (Barr u. Stroud-Framing Kamera) aufgenommen. Der Plasmastrahl wurde dazu mit Hilfe eines kleinen Umlenkspiegels aus zwei zueinander senkrechten Richtungen, deren eine mit der Einschussrichtung der Teilchen identisch war, photographiert. Aus den gewonnenen zwei Bildfolgen bestimmten sich die Teilchenbahnen der Chromtröpfchen durch punktweise Konstruktion. Die Projektionen der Teilchenbahnen auf die Querschnittsebene der Plasmasäule ergaben sich sämtliche als Geraden, wogegen die Flugbahnen in Strahlrichtung stark gekrümmt verliefen. Hieraus folgt, dass die Rotationsgeschwindigkeit des Plasmas, falls überhaupt von Null verschieden, sehr klein gegen die axiale Geschwindigkeit ist.

Die Bildfolgen mit Beobachtung senkrecht zur Einschussrichtung wurden daraufhin nach folgender Methode ausgewertet: Jedes Einzelbild wurde in  $n$  Streifen parallel zur Strahlrichtung zerschnitten (Abb. 10). Die entsprechenden Streifen von zeitlich aufeinanderfolgenden Bildern

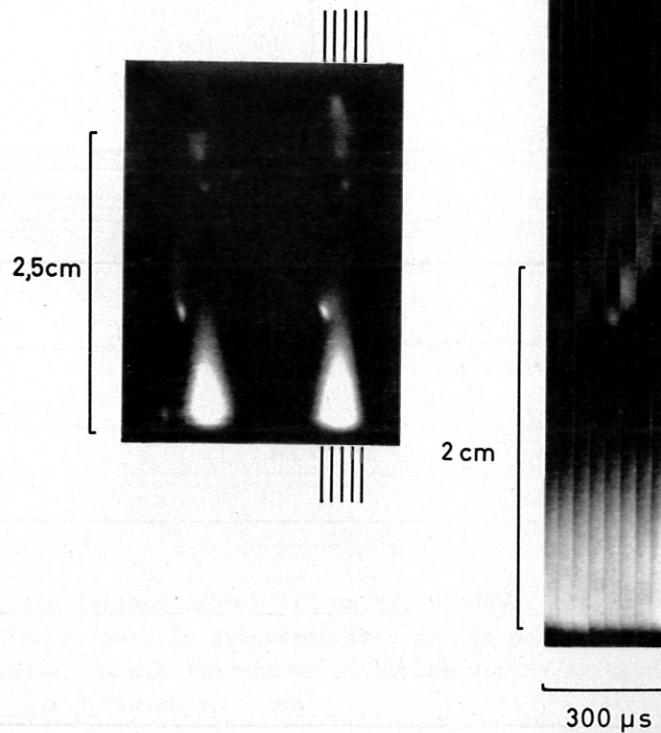


Abb. 10

Abb. 11

nebeneinandergelegt ergeben eine künstliche "Schmieraufnahme" (Abb. 11). Entsprechend den  $n$  Streifen, in die ein Bild zerschnitten wird, entstehen  $n$  Schmieraufnahmen, aus denen sich ein Geschwindigkeitsprofil mit  $n$  Messpunkten ermitteln lässt.

Obwohl die Einschussgeschwindigkeit der Chromtröpfchen erheblich unter der Plasmageschwindigkeit lag, konnten in einigem Abstand ( $\sim 1$  cm) strahlabwärts von der Einschussstelle Messungen durchgeführt werden. Dort waren die langsam fliegenden Tröpfchen bereits völlig verdampft. Statt ihrer beobachtete man gut lokalisierbare Chromwolken, die sich mit Plasmageschwindigkeit bewegten. Die künstlich zusammengesetzte Schmieraufnahme Abb. 11 stellt das Weg-Zeit-Diagramm zweier derartiger Chromwolken in einer definierten Zone des Plasmas dar.

In 2 cm Abstand von der Düse wurde ein Geschwindigkeitsprofil aufgenommen (Abb. 12). Infolge der Reibung des Strahles an dem ruhenden Kaltgas ist in diesem Abstand bereits eine merkliche Verbreiterung des Geschwindigkeitsprofils festzustellen.

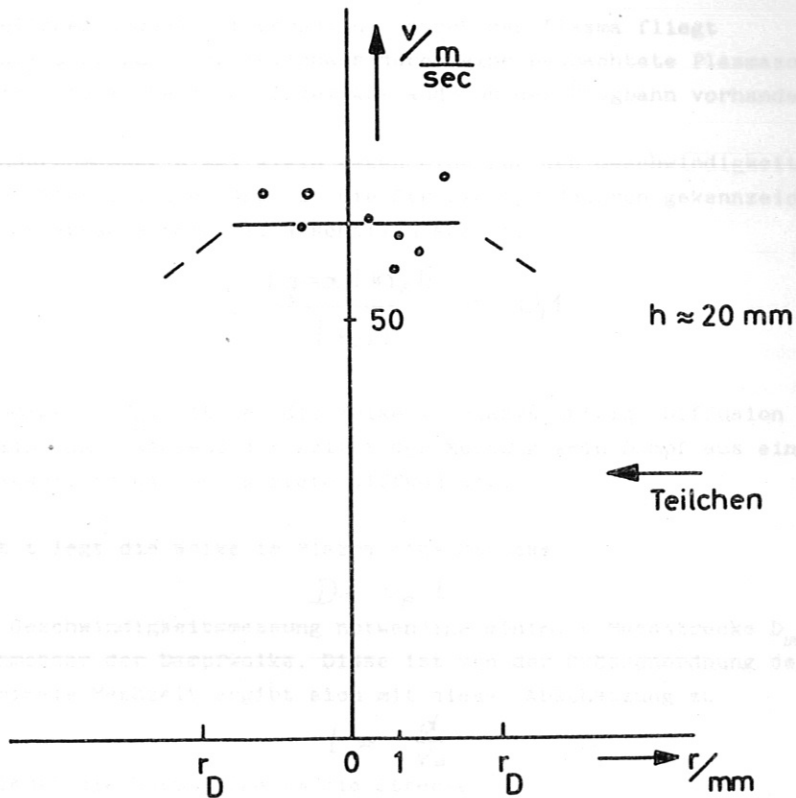


Abb. 12

Die Geschwindigkeit des Plasmastrahles ist nahezu konstant bis zu einem Radius, der etwa gleich dem Düsenradius  $r_D$  ist. In grösserem Abstand von der Strahlachse konnte keine Messung mehr vorgenommen werden, da die Temperatur in diesem Gebiet bereits so niedrig ist, dass der Cr-Dampf nicht mehr zum Aufleuchten kommt.

IV. 3 Diskussion

Bei den durchgeführten Untersuchungen konnte gezeigt werden, dass bei Einschussgeschwindigkeiten von ca. 20 m/sec im Abstand 1 cm von der Einschussstelle Geschwindigkeitsmessungen möglich sind. Die Tröpfchen sind dann völlig verdampft und die entstandene Dampf Wolke bewegt sich mit Plasmageschwindigkeit. Eine wesentliche Störung der Plasmaströmung ist bei der angewendeten Messtechnik ausgeschlossen, da keine elektromagnetischen Felder auftreten und die mechanische Störung wegen der kleinen Dimensionen der eingeschlossenen Teilchen gering ist. Die vorgenommenen Messungen weisen den Nachteil auf, dass die Metalltröpfchen bereits stromaufwärts von der Messstelle eingeschossen werden müssen. Dies bedeutet, dass sich die Plasmageschwindigkeit erst in einigem Abstand von der Plasmaquelle messen lässt.

Wenn die Messung der Plasmageschwindigkeit auch nahe der Plasmaquelle vorgenommen werden soll, müssen folgende Forderungen an Tröpfchengeschwindigkeit  $V_T$  und Tröpfchendurchmesser  $d$  gestellt werden:

1) Die Tröpfchengeschwindigkeit  $V_T$  sei von gleicher Größenordnung wie die Plasmageschwindigkeit  $V_P$ . Hierdurch wird erreicht, dass

- a) das Teilchen angenähert geradlinig durch das Plasma fliegt
- und b) nach dem Durchgang des Teilchens durch eine beobachtete Plasmazone eine lokalisierte Wolke in geringem Abstand von der Flugbahn vorhanden ist.

2) Der Tröpfchendurchmesser  $d$  sei klein gegen eine für den Geschwindigkeitsgradienten und die Strömung charakteristische Länge  $L$ . Die Strecke ist dadurch gekennzeichnet, dass sich längs ihr die Plasmageschwindigkeit wesentlich ändert.

$$L \cdot \frac{|\text{grad } |v_p||}{|v_p|} \approx 0,1$$

3) Die Geschwindigkeit  $V_H$ , mit der die Wolke im Plasma infolge Diffusion auseinanderfließt, muss so klein sein, dass während der Zeit  $t$  der Messung kein Dampf aus einer Zone anderer Plasmageschwindigkeit in die betrachtete diffundiert.

Während der Zeit  $t$  legt die Wolke im Plasma eine Strecke

$$D = v_p \cdot t$$

zurück. Die zur Geschwindigkeitsmessung notwendige minimale Messstrecke  $D_{\min}$  ist ungefähr gleich dem Durchmesser der Dampf Wolke. Diese ist von der Größenordnung des Tröpfchendurchmessers. Die minimale Messzeit ergibt sich mit dieser Abschätzung zu

$$t \approx \frac{d}{v_p}$$

In dieser Zeit läuft die Chromwolke um die Strecke

$$V_H \cdot \frac{d}{v_p}$$

auseinander. Als Bedingung ergibt sich somit

$$V_H \cdot \frac{d}{v_p} < L$$

wobei  $L$  bereits zu

$$L = 0,1 \frac{|v_p|}{|\text{grad } |v_p||}$$

abgeschätzt wurde.

Der Bereich, in dem die beschriebene Messmethode anwendbar ist, lässt sich mit einer Annahme über die maximale technologisch realisierbare Partikelgeschwindigkeit abschätzen. Diese wird



zu  $V_T \approx 10^5 - 10^6$  cm/sec bei einer Tröpfchengrösse von  $d < 10^{-2}$  cm veranschlagt. Legt man weiterhin eine Geschwindigkeit von  $V_H < 10^4$  cm/sec zugrunde (bei den Messungen am Plasmastrahl konnte innerhalb von  $10^{-4}$  sec kein merkliches Auseinanderfliessen beobachtet werden  $\sim V_H < 5 \cdot 10^{-2}$  cm/sec), so ergibt sich aus Bed. 2) die maximale messbare Plasmageschwindigkeit zu

$$V_{p \max} \approx 10^5 \text{ cm/sec}$$

Aus den Bedingungen 1) und 3) folgt übereinstimmend, dass eine Auflösung des Geschwindigkeitsprofils bei dieser maximalen Absolutgeschwindigkeit nur möglich ist, wenn die auftretenden Geschwindigkeitsgradienten einen Wert von

$$|\text{grad } |v_p||_{\max} \approx 10^6 \frac{\text{cm/sec}}{\text{cm}}$$

nicht übersteigen.

#### V. ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit werden zwei Methoden zur Geschwindigkeitsmessung in stationären Plasmaströmungen untersucht. Beiden gemeinsam ist das Prinzip, ein Plasmavolumen mit Fremdatomen anzufärben und die Bewegung des Volumens mit Hilfe der charakteristischen Strahlung des fremden Elements zu verfolgen. Die beiden Methoden unterscheiden sich in der Technik, diese Fremdatome in das Plasma zu bringen.

Bei der ersten Methode wird von der Oberfläche eines Drahtes eine, im Verhältnis zum Drahtmaterial leicht verdampfbare, Substanz abgedampft, indem man den Draht mit einem Stromstoss erhitzt. Die Methode wurde an der laminaren Unterschallströmung eines Plasmabrenners getestet. Es zeigte sich, dass die angewandte Anfärbetechnik eine erhebliche Störung des Plasmas verursacht. Der Stromstoss im Draht bewirkt, dass starke elektromagnetische Kräfte auf das Plasma ausgeübt werden. Es sollte möglich sein, durch Verkleinerung des Drahtdurchmessers, bzw. durch koaxiale Stromführung, die elektromagnetische Störung zu beseitigen.

Bei einer Untersuchung der zweiten Messmethode liess sich dagegen keine Störung des Plasmas feststellen. Hier werden kleine Metallteilchen quer zur Strömung durch das Plasma geschossen. Sie werden vom Plasma aufgeheizt und verdampfen während ihres Fluges. Die Geschwindigkeit des zurückbleibenden Chromdampfs ist identisch mit der Plasmageschwindigkeit. Die Methode eignet sich zu Geschwindigkeitsmessungen im Bereich bis  $10^5$  cm/sec, wobei der maximale, noch auflösbare Geschwindigkeitsgradient bei dieser Geschwindigkeit  $10^6 \frac{\text{cm/sec}}{\text{cm}}$  beträgt.

VI. ANHANG

VI. 1 Zur  $\mathcal{H} \times \mathcal{L}$  -Methode

Bei Anwendung der  $\mathcal{H} \times \mathcal{L}$  -Methode überlagert man dem Plasma ein Magnetfeld senkrecht zur Strömungsrichtung. Nach dem Ohmschen Gesetz wird im Plasma eine Feldstärke  $\mathcal{H} \times \mathcal{L}$ , senkrecht sowohl zur Strömungsrichtung als auch zum Magnetfeld, induziert. Es soll untersucht werden, ob die weiteren Terme im Ohmschen Gesetz für ein Plasma zur Feldstärke in dieser Richtung beitragen.

Wir beschreiben ein quasineutrales Zwei-Komponenten-Plasma unter Vernachlässigung von Gliedern zweiter und höherer Ordnung im stationären Fall ( $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ ) durch die Impulsbilanzgleichung

$$0 = -\text{grad } p + \frac{1}{c} [\vec{j} \times \mathcal{L}] \quad (1)$$

und das Ohmsche Gesetz in der Form

$$\vec{j} = \sigma \left\{ \mathcal{E} + \frac{1}{c} [\mathcal{H} \times \mathcal{L}] - \frac{1}{n_e e c} [\vec{j} \times \mathcal{L}] + \frac{1}{2n_e e} \text{grad } p \right\} \quad (2)$$

Im Falle des stromlosen Plasmas  $j = 0$  wird (2)

$$0 = \mathcal{E} + \frac{1}{c} [\mathcal{H} \times \mathcal{L}]$$

oder

$$\frac{1}{c} [\mathcal{H} \times \mathcal{L}] = -\mathcal{E}$$

d. h. die durch Sonden gemessene elektrische Feldstärke  $\mathcal{E}$  ist bei bekanntem Magnetfeld direkt ein Mass für die Plasmageschwindigkeit  $\mathcal{H}$ .

Im Falle  $j = 0$  eliminieren wir das letzte Glied in Gleichung (2) mit Hilfe von Gleichung (1):

$$\vec{j} = \sigma \left\{ \mathcal{E} + \frac{1}{c} [\mathcal{H} \times \mathcal{L}] - \frac{1}{n_e e c} [\vec{j} \times \mathcal{L}] + \frac{1}{2n_e e} [\vec{j} \times \mathcal{L}] \right\} \quad (3)$$

$$\vec{j} = \sigma \left\{ \mathcal{E} + \frac{1}{c} [\mathcal{H} \times \mathcal{L}] - \frac{1}{2n_e e c} [\vec{j} \times \mathcal{L}] \right\}$$

VI. 2. Zum Bau der Zeitlupenkamera

Das Plasma habe eine Geschwindigkeit  $\mathcal{H} = v \hat{k}$  parallel zur z-Achse eines kartesischen Koordinatensystems, das homogene Magnetfeld  $\mathcal{L} = B \hat{i}$  sei parallel zur x-Achse. Dann lauten die Komponentengleichungen von (3):

- 2. Belichtungszeit: 20  $\mu\text{sec}$
- 3. Lichtstärke:
  - a) bei Verwendung von Polaroidfilm 1000ASA 1 : 8,0
  - b) bei Verwendung von 35° DIN KB-Film 1 : 3,5

Diese Forderungen ergeben sich aus den Geschwindigkeiten der in den verschiedenen Vorgänge und durch Vergleich mit Lichtstärke und Belichtungszeit der Kamera.

VI. 2/1 Eine lichtstarke Zeitlupenkamera

$$j_x = \sigma \left\{ \mathcal{E}_x + 0 + 0 \right\} \quad (3a)$$

$$j_y = \sigma \left\{ \mathcal{E}_y + \frac{1}{c} v B + \frac{1}{2 n_e e c} j_z B \right\} \quad (3b)$$

$$j_z = \sigma \left\{ \mathcal{E}_z + 0 - \frac{1}{2 n_e e c} j_y B \right\} \quad (3c)$$

Mit

$$\frac{1}{n_e e} j_y = v_{iy} - v_{ey} \approx v_y - v_{ey} = -v_{ey}$$

und

$$\frac{1}{n_e e} j_z = v_{iz} - v_{ez} \approx v_z - v_{ez} = v - v_{ez}$$

schreiben sich (3b) und (3c)

$$(3b') \quad n_e e v_{ey} = -\sigma \left\{ \mathcal{E}_y + \frac{1}{c} v B + \frac{1}{2c} (v - v_{ez}) B \right\}$$

$$(3c') \quad n_e e (v - v_{ez}) = \sigma \left\{ \mathcal{E}_z + 0 + \frac{1}{2c} v_{ey} B \right\}$$

Es sei  $B$  bekannt,  $\mathcal{E}_y$  und  $\mathcal{E}_z$  mit Sonden gemessen, dann enthalten Gleichung (3b') und (3c') die drei Unbekannten  $v$ ,  $v_{ey}$  und  $v_{ez}$ . Die gesuchte Plasmageschwindigkeit kann also nur bestimmt werden, wenn die y oder die z-Komponente der Elektronendriftgeschwindigkeit bekannt ist.

Spiegel  $S$ , dessen Abmessungen aus technischen Gründen klein sind, als zweite Blende. Sein Bild  $S'$  in der Gegenstandsebene ist kleiner als das über das Lichtbündel  $\alpha_0$  ermittelte Gesichtsfeld und stellt somit die eigentliche Begrenzung des Gesichtsfeldes dar.

VI. 2 Zum Bau der Zeitlupenkamera

Die Lichtstärke der Kamera, d. h. der maximale Öffnungswinkel  $\alpha_{100}$ , wächst, wenn das Bild  $L_2$  zum Frontobjektiv wird. Dann stellt  $L_1$  die Eintrittspupille der Abbildung dar. Eine weitere Verschärfung gegen  $S$  verbessert die Vignettierung und nicht mehr die maximale

- Die Forderungen an die zu bauende Kamera lauteten:
- 1. Bildfrequenz:  $10^4 \text{ sec}^{-1}$
- 2. Belichtungszeit: 20  $\mu\text{sec}$
- 3. Lichtstärke:
  - a) bei Verwendung von Polgroidfilm 10000ASA 1 : 8,0
  - b) bei Verwendung von  $30^\circ$  DIN KB-Film 1 : 3,5

Diese Forderungen ergaben sich aus den Geschwindigkeiten der in den Schmieraufnahmen beobachteten Vorgänge und durch Vergleich mit Lichtstärke und Belichtungszeit der Schmieraufnahmen.



VI. 2/1 Eine lichtstarke Zeitlupenkamera

Die Frage der Lichtstärke ist identisch mit der Frage der Lichtbündelbegrenzung. Um diese zu ermitteln, bildet man sämtliche Blenden und Objektivfassungen durch die davorliegenden Linsen zum Objekt hin ab. Bei dem Strahlengang der Drehspiegelkamera (Abb. 13) bestimmen die Linse  $L_1$  und das Bild  $L_2'$  der Linse  $L_2$  den Bereich des Gesichtsfeldes, der mit maximaler Öffnung  $\alpha_{100}$  abgebildet wird. Durch punktweise Konstruktion erhöht man den Intensitätsabfall, die Vignettierung, über das Gesichtsfeld. Die Grenze des Gesichtsfeldes ist erreicht, wenn der Öffnungswinkel des Lichtbündels zu Null wird (Bündel  $\alpha_0$ ). Im Fall einer Drehspiegelkamera wirkt der

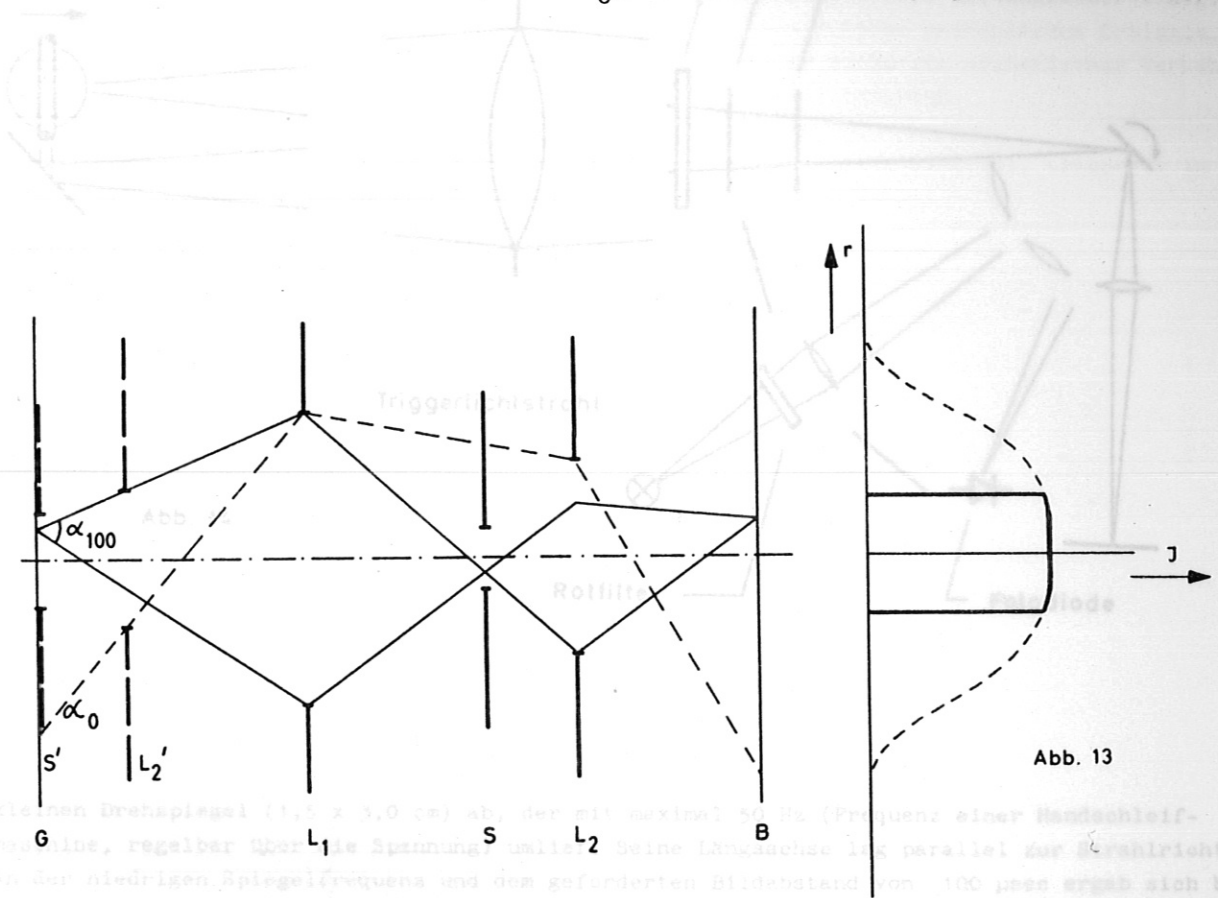


Abb. 13

kleinen Drehspiegel ( $f = 3,0$  cm) ab, der mit maximal 30 Hz (Frequenz einer Handschleifmaschine, regelbarer Überspannung) um seine Längsachse um  $35^\circ$  parallel zur Drehrichtung. An der niedrigen Spiegelfrequenz und dem geforderten Bildestand von 100  $\mu$ m ergibt sich bei vorgegebener Brennweite der Fresnelgläser deren Winkelabstand zu  $35^\circ$ . Aus der geforderten Belichtungszeit und der Brennweite der Fresnelgläser folgte ihre Abbildung. In die Bildebenen wurden zwei Polaroidkassetten sortiert, so dass neben normalen Kleinbildfilm auch hochempfindlicher Polaroidfilm verwendet werden konnte.

Spiegel S, dessen Abmessungen aus technischen Gründen klein sind, als zweite Blende. Sein Bild  $S'$  in der Gegenstandsebene ist kleiner als das über das Lichtbündel  $\alpha_0$  ermittelte Gebiet und stellt somit die eigentliche Begrenzung des Gesichtsfeldes dar.

Die Lichtstärke der Kamera, d. h. der maximale Öffnungswinkel  $\alpha_{100}$ , wächst, wenn das Bild  $L_2'$  der Gegenstandsebene genähert wird, solange an, bis der Öffnungswinkel  $\alpha_{100}$  gleich dem Winkel zum Frontobjektiv wird. Dann stellt  $L_1$  die Eintrittspupille der Abbildung dar. Eine weitere Verschiebung von  $L_2'$  gegen G verbessert lediglich die Vignettierung und nicht mehr die maximale Lichtstärke.

Tatsache erschwert die Anwendung von Drehspiegelkameras, wenn ein kurzzeitiges Ereignis untersucht werden soll, das verzögert an einen längeren, in seinem zeitlichen Ablauf streuenden,

In der Ausführung (Abb. 14) war die maximale Lichtstärke der Kamera durch das Frontobjektiv  $f = 90 \text{ cm}$ ;  $1:5,6$  gegeben. Dieses bildete den Plasmastrahl durch das Interferenzfilter auf den

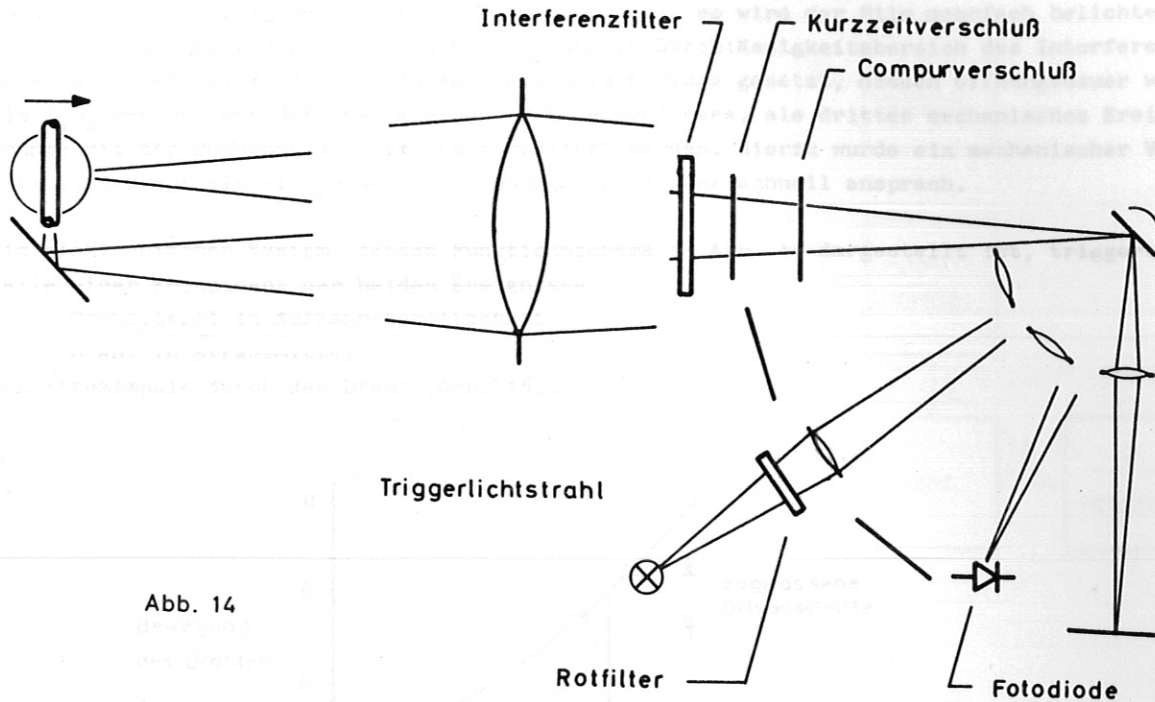


Abb. 14

kleinen Drehspiegel ( $1,5 \times 3,0 \text{ cm}$ ) ab, der mit maximal  $50 \text{ Hz}$  (Frequenz einer Handschleifmaschine, regelbar über die Spannung) umlief. Seine Längsachse lag parallel zur Strahlrichtung. An der niedrigen Spiegelfrequenz und dem geforderten Bildabstand von  $100 \mu\text{sec}$  ergab sich bei vorgegebener Brennweite der Framinglinsen deren Winkelabstand zu  $35^\circ$ . Aus der geforderten Belichtungszeit und der Brennweite der Framinglinsen folgte ihre Abblendung. In die Bildebenen wurden drei Polaroidkassetten montiert, so dass neben normalem Kleinbildfilm auch hochempfindlicher Polaroidfilm verwendet werden konnte.

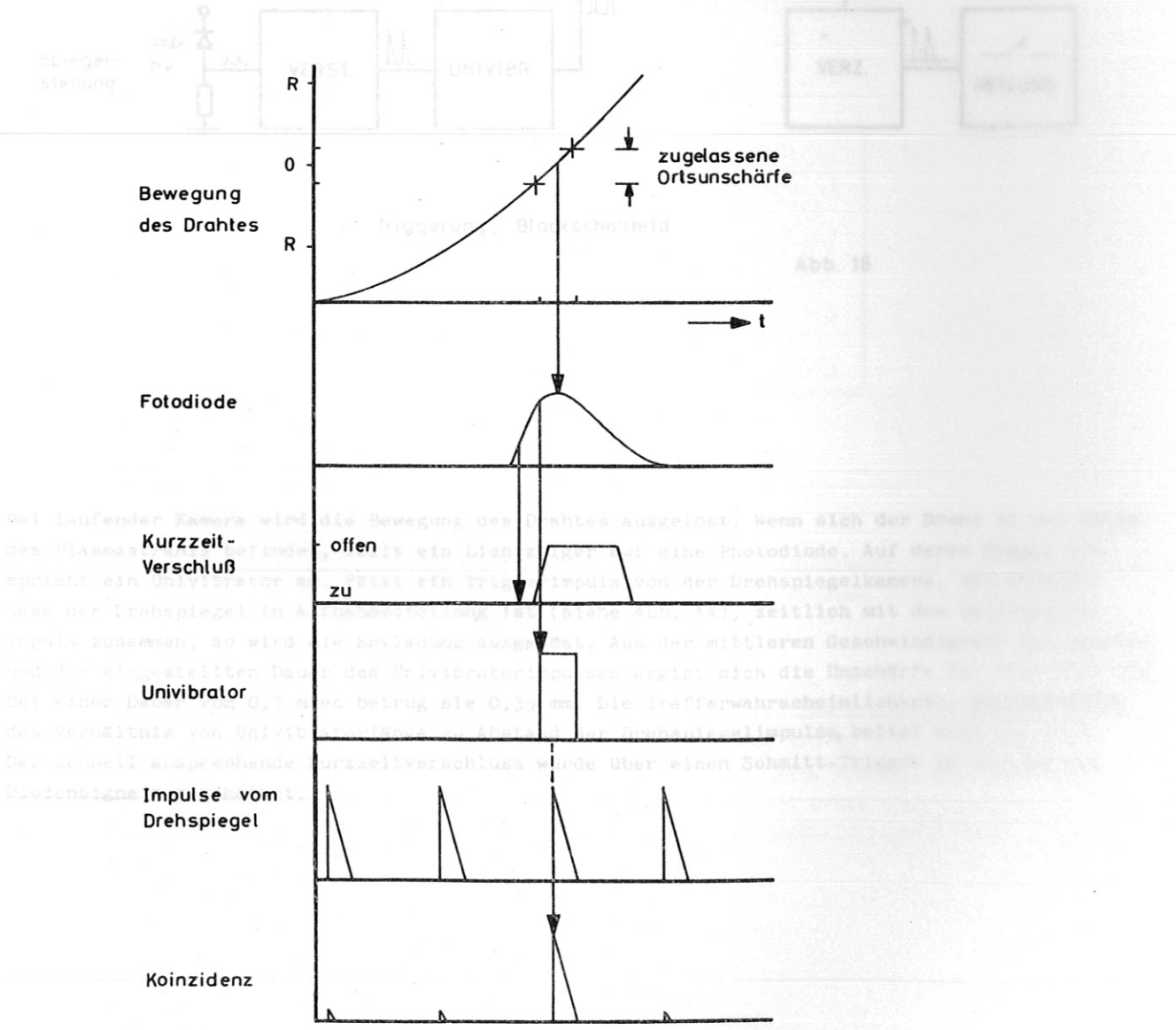
#### VI. 2/2 Die Triggerung

Bei einer Drehspiegelkamera muss der Vorgang, der photographiert werden soll, immer von der Spiegelstellung her ausgelöst werden. Die Stellung des laufenden Drehspiegels, der als eigentlicher Kameraverschluss anzusprechen ist, lässt sich vom Ereignis her nicht beeinflussen. Diese Tatsache erschwert die Anwendung von Drehspiegelkameras, wenn ein kurzzeitiges Ereignis untersucht werden soll, das verzögert an einen längeren, in seinem zeitlichen Ablauf streuenden,

Vorgang anschliesst. Im betrachteten Fall ist eine solche streuende Verzögerung durch die Bewegung des Drahtes bis in die Mitte der Plasmaströmung gegeben. Da sich die beiden mechanischen Ereignisse, Spiegelstellung und Durchgang des Drahtes durch die Strahlmitte, nicht korrelieren lassen, kann eine Bildfolge nur mit einer gewissen Trefferwahrscheinlichkeit aufgenommen werden.

Dauert die beobachtete Leuchterscheinung länger als die Zeit  $T_{1/2}$  einer halben Spiegelumdrehung (bei einem zweiseitig reflektierenden Drehspiegel), so wird der Film mehrfach belichtet. Um eine Überbelichtung durch die Plasmastrahlung im Durchlässigkeitsbereich des Interferenzfilters zu vermeiden, wurde vor die Kamera ein Verschluss gesetzt, dessen Öffnungsdauer weniger als  $T_{1/2}$  betrug. Der Öffnungszeitpunkt des Verschlusses, als drittes mechanisches Ereignis, konnte mit der Bewegung des Drahtes korreliert werden. Hierzu wurde ein mechanischer Verschluss gebaut, der auf ein elektrisches Auslösungssignal sehr schnell ansprach.

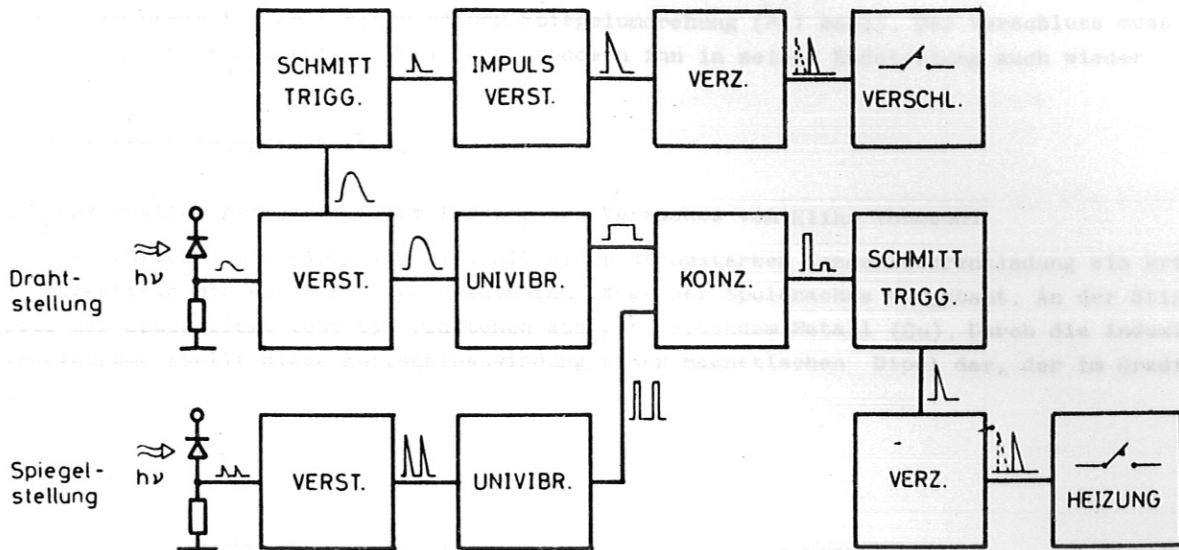
Ein elektronisches System, dessen Funktionsschema in Abb. 15 dargestellt ist, triggerte im Falle einer Koinzidenz der beiden Ereignisse  
Drehspiegel in Aufnahmebereitschaft,  
Draht in Strahlmitte,  
den Stromimpuls durch den Draht (Abb. 16).



Triggerrung, Funktionsschema

Abb. 15





Triggerung, Blockschaltbild

Abb. 16

Bei laufender Kamera wird die Bewegung des Drahtes ausgelöst. Wenn sich der Draht in der Mitte des Plasmastrahls befindet, fällt ein Lichtzeiger auf eine Photodiode. Auf deren Signal hin spricht ein Univibrator an. Fällt ein Triggerimpuls von der Drehspiegelkamera, der anzeigt, dass der Drehspiegel in Aufnahmestellung ist (siehe Abb. 14), zeitlich mit dem Univibratorimpuls zusammen, so wird die Entladung ausgelöst. Aus der mittleren Geschwindigkeit des Drahtes und der eingestellten Dauer des Univibratorimpulses ergibt sich die Unschärfe der Drahtstellung. Bei einer Dauer von 0,7 msec betrug sie 0,35 mm. Die Trefferwahrscheinlichkeit, gegeben durch das Verhältnis von Univibratorlänge zu Abstand der Drehspiegelimpulse, belief sich auf 70 %. Der schnell ansprechende Kurzzeitverschluss wurde über einen Schmitt-Trigger im Anstieg des Diodensignals geschaltet.

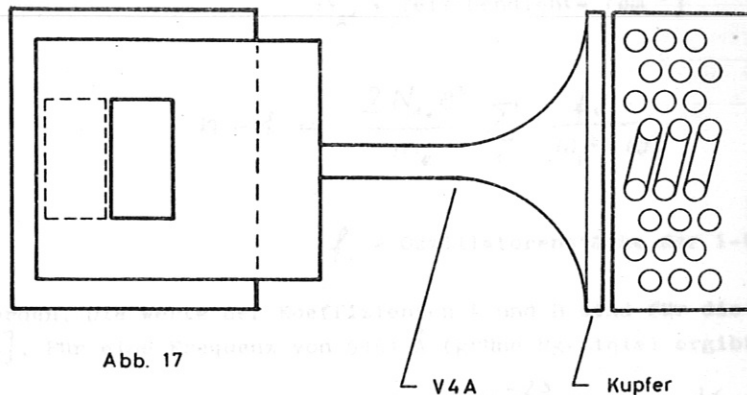
### VI. 2/3 Ein mechanischer Kurzzeitverschluss

Die an den Kurzzeitverschluss gestellten Forderungen lauteten:

- 1) Zeit vom Auslösesignal bis zum vollständigen Öffnen  $\leq$  Zeit vom Beginn des Diodensignals bis zum Ansprechen des Univibrators ( $\sim 1$  msec).
- 2) Öffnungszeit  $\leq$  Zeit einer halben Spiegelumdrehung ( $\sim 1$  msec). Der Verschluss muss nicht nur den Lichtweg freigeben, sondern ihn in seiner Endstellung auch wieder abdecken.
- 3) Grosse Öffnung ( $\sim 1$  cm  $\varnothing$ ).

Die Konstruktion beruhte auf dem Prinzip des Versuches von Elihu Thomson:

In einer kurzen Spule (Abb. 17) wird mit einer stromstarken Kondensatorentladung ein kräftiges Magnetfeld mit einem steilen Gradienten längs der Spulenachse aufgebaut. An der Stirnseite der Spule liegt lose ein Plättchen aus gut leitendem Metall (Cu). Durch die induzierten Wirbelströme stellt diese Kurzschlusswindung einen magnetischen Dipol dar, der im Gradienten



des Feldes beschleunigt wird. An dem Ring wird eine Lochblende angebracht, die in der Art eines Schlitzverschlusses durch den Strahlengang fliegt. Der Verschluss wird inelastisch abgebremst, indem man ihn auf einen Wattedropfen laufen lässt.

Die Spule wurde in 4 Lagen zu je 3 Windungen ausgeführt. Vergossen in glasfaserverstärktes Epoxydharz gewährleistete die notwendige mechanische Festigkeit. Zur Energieversorgung diente eine Kondensatorbatterie aus 14 Kondensatoren zu 18  $\mu$ F, die auf 3,2 KV aufgeladen werden konnten. Der Energieinhalt der Batterie betrug demnach 1,4 KJ. Eine Blende im Gewicht von 18 p wurde hiermit in 0,2 msec auf eine Endgeschwindigkeit von 25 m/sec beschleunigt. Nimmt man eine konstante Beschleunigung an, so entspricht dies einer Beschleunigung von rund  $10^4$  g.

IV. 3 Zu Interferometeraufnahmen

Wird in einem Interferometer eine Inhomogenität, gekennzeichnet durch eine Änderung des Brechungsindex n, durchstrahlt, so ergibt sich eine Streifenverschiebung, ausgedrückt in Streifenabständen:

$$\Delta S = \frac{1}{\lambda} \int_L \Delta(n-1) dl$$

$\lambda$  = die Wellenlänge der zur Beleuchtung verwendeten Spektrallinie.

Der Brechungsindex n des Argonplasmas setzt sich additiv aus den Anteilen für die Atome im Grundzustand, angeregte Atome, Ionen und Elektronen zusammen.

$$n-1 = A_{A^0} + A_{A^*} + A_i + A_e$$

Für Atome kann der Brechungsindex, wenn die ausgestrahlte Frequenz genügend weit von den Resonanzfrequenzen  $\omega_i$  entfernt ist, durch die Cauchy'sche Näherung

$$n-1 = \left( A + \frac{B}{\lambda^2} \right) N_{A^0}$$

$N_{A^0}$  = Teilchendichte [ $\text{cm}^{-3}$ ]

der Beziehung

$$n-1 = \frac{2 N_{A^0} e^2}{m_e} \sum_i \frac{f_i}{\omega_i^2 - \omega^2}$$

$f_i$  = Oszillatorenstärke der i-ten Resonanzlinie

dargestellt werden. Die Werte der Koeffizienten A und B sind für die wichtigsten Gase tabelliert [14]. Für eine Frequenz von  $5461 \text{ \AA}$  (grüne Hg-Linie) ergibt sich:

$$n-1 = 1,06 \cdot 10^{-23} N_{A^0} = K_1 N_{A^0}$$

Für freie Elektronen (ohne angelegtes Magnetfeld) gilt

$$n-1 = - \frac{2 \pi e^2 N_e}{m_e \omega^2}$$

und bei der betrachteten Wellenlänge

$$n-1 = - 1,33 \cdot 10^{-22} N_e = K_2 N_e$$

Der Brechungsindex von angeregten Argonatomen und Argonionen kann ohne grosse Vernachlässigung gleich dem der Argonatome im Grundzustand gesetzt werden. Als gesamte Streifenverschiebung gegen die umgebende Luft ergibt sich somit

$$\Delta S = \frac{1}{\lambda} \int_L \left[ K_1 (N_{A^0} + N_{A^*} + N_i) + K_2 N_e - (n-1)_{\text{Luft}} \right] dl$$

$N_i$  und  $N_e$  bestimmen sich bei der gegebenen relativ niedrigen Temperatur aus der Sahagleichung für einfache Ionisation

$$\frac{N_e N_i}{N_{A^0}} = S(T)$$



Für ein Argonplasma von  $12\ 000^\circ\text{K}$  und  $1\ \text{atm}$  nimmt die Elektronendichte den Wert

$$N_e \approx 0,02 (N_{A^0} + N_{A^*} + N_i) = 0,02 N_A \quad \text{an.}$$

Hiermit ist

$$\left| \frac{K_2 N_e}{K_1 (N_{A^0} + N_{A^*} + N_i)} \right|_{\max} \approx 0,25$$

Der Term  $K_2 N_e$  kann im Ausdruck für die Streifenverschiebung vernachlässigt werden. Diese ergibt sich also im wesentlichen aus der Neutralgasdichte.

Für das Gebiet, in dem der Brechungsindex durch die Neutralgasdichte bestimmt wird, lässt sich der Temperaturbereich abschätzen, in dem Interferometermessungen möglich sind.

Unter der Annahme eines homogenen heißen Gases vereinfacht sich der Integralausdruck für die Streifenverschiebung zu dem Produkt

$$\Delta S = \frac{1}{\lambda} \left[ K_1 \frac{p}{kT} - (n-1)_{\text{Luft}} \right] l, \quad \text{wobei } N_{A^0} = \frac{p}{kT}$$

$20^\circ\text{C}, p = 1\text{atm}$

Die maximale Streifenverschiebung ergibt sich, wenn der erste Term verschwindet, d. h. für Vakuum als Inhomogenität. Berücksichtigt man, dass ein Interferogramm auf ca.  $1/10$  Streifenabstand genau auswertbar ist, so ergibt sich in Abhängigkeit von der Schichtdicke  $l$  folgende Abschätzung:

Schichtdicke $l/\text{cm}$	$10^{-2}$	$10^{-1}$	$5 \cdot 10^{-1}$	$10^0$
maximale Streifenverschiebung $\Delta S$	0,0482	0,482	2,41	4,82
maximal auswertbare Streifenverschiebung $d$ ( $\Delta S$ )	-	0,382	2,31	4,72
maximal messbare Temperatur $T/\text{K}$	-	1350	7000	12 800

Für das untersuchte rotationssymmetrisch inhomogene Plasma, dessen heißer Kern ungefähr 3-4 mm im Durchmesser misst, bedeutet dies, dass Temperaturbestimmungen nur in den Randzonen möglich sind.

#### VI. 4 Die Aufheizung des Drahtes

Kennt man den zeitlichen Verlauf des Drahtwiderstandes während der Entladung, so lässt sich bei bekannter Temperaturabhängigkeit des spezifischen Widerstandes der Temperaturverlauf des Drahtes bestimmen. Der Ohmsche Widerstand des Drahtes als Funktion der Zeit kann aus einer zeitlich aufgelösten Messung des Entladungsstromes berechnet werden. Die Aufheizung des Drahtes wird als

homogen angenommen, da der Skineffekt, beschrieben durch seine Eindringtiefe

$$d = \sqrt{\frac{2}{\mu \mu_0 \sigma \omega}}$$

bei dem Drahtdurchmesser von 0,5 mm und der Frequenz des Entladungsstromes (13 kHz) vernachlässigbar ist.

Der Entladungsstrom wurde mit einer Rogowskispule gemessen. Eine Rogowskispule ist eine Induktionsspule, die auf einen den Leiter umfassenden Torus gewickelt ist. Ihre Ausgangsspannung, die der Stromänderung im Leiter proportional ist, wurde mit einem RC-Glied integriert. Die Frequenzen der Ströme, die gemessen werden sollen, müssen klein gegen die Eigenfrequenz des Schwingkreises sein, der aus Rogowskispule und Integrator gebildet wird. In diesem Bereich ist die Empfindlichkeit der Spule frequenzunabhängig.

Der Amplitudenfehler im Frequenzgang der verwendeten Rogowskispule einschliesslich RC-Glied betrug bei 85 kHz 1 %. Die Grundfrequenz des zu messenden Stromes lag bei 13 kHz. Die Eichung der Spule wurde nach der im folgenden beschriebenen Methode vorgenommen, die zugleich erlaubt, den Ohmschen Spannungsabfall am Draht zeitaufgelöst zu messen.

Für die Gesamtspannung im Entladungskreis gilt

$$V_0 = R(t)J(t) + L \dot{J}(t) + \frac{1}{C} \int_0^t J(t') dt'$$

$V_0$  = die Ladespannung der Kondensatorbatterie

Aufgelöst nach dem zeitabhängigen Widerstand  $R(t)$  lautet die DGL:

$$R(t) = \frac{1}{J(t)} \left[ V_0 - L \dot{J}(t) - \frac{1}{C} \int_0^t J(t') dt' \right] \quad I$$

Durch punktweise Bestimmung der Grössen  $\frac{d}{dt} J(t)$ ,  $J(t)$  und  $\int_0^t J(t') dt'$  aus dem integrierten Signal der Rogowskispule lässt sich  $R(t)$  des Gesamtkreises ermitteln. Der Ohmsche Widerstand  $R(0)$  und damit auch  $R(t)$  des Kreises war im Versuch durch den Drahtwiderstand gegeben.

Die Absoluteichung der Rogowskispule erfolgte über die Grössen  $\left. \frac{dJ}{dt} \right|_{t=0}$  und  $\int_0^T J(t) dt$ :

Die Zeitablenkung  $m \left[ \frac{\text{sec}}{\text{cm}} \right]$  des Oszillogramms (Abb. 9a oben) ist bekannt; unbekannt ist die Empfindlichkeit  $k \left[ \frac{\text{A}}{\text{cm}} \right]$ . Bezeichnet man im Oszillogramm die Steigung der Kurve zum Zeitpunkt  $t$  mit  $\text{tg } \alpha$  und die Fläche unter der Kurve bis zur Abszisse  $t$  mit  $F(t)$ , so schreiben sich die Grössen  $\left. \frac{dJ}{dt} \right|_t$  und  $\int_0^t J(t') dt'$  zu

$$\left. \frac{dJ}{dt} \right|_t = \frac{k}{m} \text{tg } \alpha(t)$$

$$\int_0^t J(t') dt' = k m F(t) \quad F(t) \text{ in } [\text{cm}^2]$$

Aus der Anfangsbedingung

$$J(0) = 0$$

$$\int_0^t J(t') dt' = 0$$

erhält man als erste Bestimmungsgleichung:

$$\frac{V_0}{L} = \lg \alpha_0 \frac{k}{m} \quad (1)$$

und für den Nulldurchgang

$$J\left(\frac{T}{2}\right) = 0$$

die zweite Bestimmungsgleichung

$$V_0 - L \frac{k}{m} \lg \alpha_1 - \frac{1}{C} km F_1 = 0 \quad (2)$$

Aus den gut bekannten Grössen

Ladespannung	$V_0$
Kapazität des Kreises = Kapazität der Kondensatorbatterie	$C$
Zeitablenkung	$m$

sowie den graphisch aus dem Oszillogramm ermittelten Grössen

Steigung im Nullpunkt	$\lg \alpha_0$
Steigung im Nulldurchgang	$\lg \alpha_1$
Fläche unter der 1. Halbwelle	$F_1$

ergab sich die Induktivität des Kreises zu

$$L = 1,46 \mu H \pm 10\%$$

und die in die Auswertung eingehende Empfindlichkeit  $K \left[ \frac{KA}{cm} \right]$  der Rogowskispule einschliesslich Integrator zu

$$K = 8,20 \frac{KA}{cm} \pm 10\%$$

Berücksichtigt man die Eingangsempfindlichkeit des Oszillographen, die bei der Aufnahme des Oszillogramms auf 50 mV/cm eingestellt war, so entspricht dies einer Absolutempfindlichkeit der verwendeten Spule + Integrator von

$$K' = 6,1 \frac{mV \text{ Ausgangsspannung}}{KA}$$

Der zeitliche Verlauf des Drahtwiderstandes (Abb. 8b) ergab sich durch Einsetzen der Werte für L, K, J(t) und  $\int_0^t J(t') dt'$  in Gleichung I. Über die bekannte Temperaturabhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstandes von Wolfram kann jedem Wert  $R(t)/R(0)$  eine Temperatur zugeordnet werden (Abb. 8b).

$$-2 \mu m \frac{L}{a} \frac{dJ_0}{dt}$$



VI. 5 Die elektromagnetische Störung

Untersucht wird die Strömung einer unendlich ausgedehnten leitfähigen Flüssigkeit um einen unendlich langen linearen Leiter, in dem der Strom  $J_0(t)$  fließt (Abb. 18).

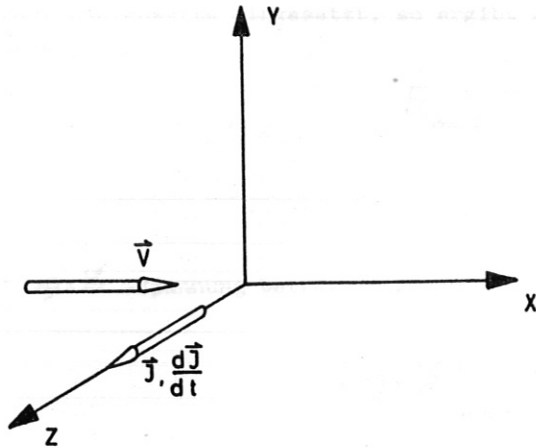


Abb. 18

Um das Modell den Versuchsbedingungen anzugleichen, wird ein Plasma endlicher Leitfähigkeit ( $\sigma \approx 60 \frac{A}{\sqrt{cm}}$ ) und kleiner magnetischer Reynoldszahl ( $Re_m \approx 5 \cdot 10^{-4}$ ) betrachtet. In diesem Falle ist das magnetische Feld im Plasma durch den Strom im Leiter vorgegeben, da Plasmabewegung und magnetisches Feld nicht stark aneinanderges koppelt sind und das Magnetfeld der im Plasma fließenden Ströme vernachlässigbar ist.

Für die elektromagnetische Kraft gilt

$$\vec{d} = \vec{j}_{pe} \times \vec{L}$$

mit

$$\vec{j}_{pe} = \sigma (\vec{E} + [\vec{v} \times \vec{L}]) - \frac{1}{en_e} [\vec{j}_{pe} \times \vec{L}]$$

$\vec{E}$  und  $\vec{L}$  lassen sich über

$$\vec{L} = \text{rot } \mathcal{M}$$

und

$$\vec{E} = - \frac{\partial}{\partial t} \mathcal{M}$$

aus dem Vektorpotential

$$\mathcal{M} = \frac{\mu}{4\pi} \int_{V'} \frac{\vec{j}_0(x')}{|x - x'|} d\tau'$$

bestimmen.

Für die induzierte Feldstärke  $\vec{E}$  ergibt sich

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -2\mu \ln \frac{l}{a} \frac{dJ_0}{dt} \end{pmatrix} = \text{const.} \quad (|x| = \sqrt{x^2 + y^2})$$

Als obere Integrationsgrenze des logarithmisch divergierenden Integralausdrucks für das Vektorpotential wurde die im Versuch verwendete Drahtlänge  $l$ , als untere der Drahtdurchmesser  $a$  eingeführt. Der entstandene relative Fehler ist von der Grössenordnung

$$O\left(\frac{1}{\ln \frac{l}{a}}\right)$$

Werden Zahlenwerte eingesetzt, so ergibt sich der Betrag der maximalen induzierten Feldstärke  $\mathcal{E}$  zu

$$E_{\max} \approx 7 \cdot 10^3 \frac{\text{V}}{\text{m}}$$

$$J_{0\max} \approx 6 \cdot 10^3 \text{ A}$$

$$\ln \frac{l}{a} \approx 4$$

$$\left(\frac{dJ_0}{dt}\right)_{\max} \approx 7 \cdot 10^8 \frac{\text{A}}{\text{sec}}$$

Die  $\nabla \times \mathcal{E}$ -Spannung beträgt dagegen

$$|\nabla \times \mathcal{E}|_{\max} \approx 10^2 \frac{\text{V}}{\text{m}}$$

$$r \approx 10^{-3} \text{ m}$$

$$\omega \approx 80 \frac{\text{m}}{\text{sec}}$$

und kann vernachlässigt werden.

Für den Strom im Plasma ergibt sich

$$\vec{j}_{pe} = \sigma \left( \mathcal{E} - \frac{1}{en_e} [\vec{j}_{pe} \times \mathcal{E}] \right)$$

bzw. in Komponentenschreibweise

$$j_z = \sigma \left( E - \frac{1}{en_e} j_r B_\varphi \right)$$

$$j_r = \frac{\sigma}{en_e} j_z B_\varphi$$

da  $B_r$  und  $B_z$  als Felder der Plasmaströme vernachlässigt

Da sowohl Ströme in z- als auch in r-Richtung fließen, wirken auf das Plasma elektromagnetische Kräfte entlang des Drahtes

$$K_z = j_r B_\varphi$$

und radial zum Draht

$$K_r = -j_z B_\varphi$$

Es soll die Kraft in radialer Richtung abgeschätzt werden, da die Wirkung sich beobachten liess. Mit

$$j_z = \frac{\sigma E}{1 + \left(\frac{\sigma}{en_e} B_\varphi\right)^2}$$

folgt für die radiale Kraft

$$K_r = - \frac{\sigma E B_\varphi}{1 + \left(\frac{\sigma}{e n_e} B_\varphi\right)^2}$$

wobei

$$E = -\mu \cdot 2 \ln \frac{l}{a} \frac{dJ_0}{dt}$$

$$B_\varphi = \frac{\mu J_0}{2\pi r}$$

$$\sim K_r = \frac{\mu^2 \sigma \ln \frac{l}{a}}{\pi r \left[1 + \left(\frac{\sigma}{e n_e} \frac{\mu J_0}{2\pi r}\right)^2\right]} J_0 \dot{J}_0$$

Der Term im Nenner, der vom Strom im Leiter abhängt, variiert während der Entladung zwischen 0 und  $\sim 4$ . Im Rahmen der Abschätzung wird er gleich 2 gesetzt, womit sich als numerischer Ausdruck für  $K_r$

$$K_r \approx \frac{10^5}{r} \sin 2 \cdot 10^5 t \left[ \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^3} \right]$$

$$r \text{ in [cm]}$$

$$t \text{ in [sec]}$$

ergibt.

[6] Courdin, R. "Research on the linear DC plasma accelerator." AIAA paper 64-1111 (AIAA 4th symposium on high speed flow, Philadelphia 64)

[7] Wienbeck, S. "Über das Geschwindigkeitsfeld der Hochstrom-Kathodenstrahlröhre." Zeitschr. f. Physik, 31 (1932), 128 - 140

[8] Ahlborn, D. "Über die Aufheizung von Strömungen auf verschiedenen spezifischen Wärmekapazitäten." Bericht 3/12 (1960), IFF Garching

[9] Freeman, H. et al. "Velocity of propagation and nature of luminosity fluctuations in a plasma jet." J. of appl. Phys., 33 (1962), 2885

[10] Hagenau, W. "Das Strömungsfeld im Freiraum-Föhlerbogen." Zeitschr. f. Physik, 148 (1950), 279

[11] Thom, A. "The flow past circular cylinders at low speeds." Proc. of the Roy. Soc. A 141 (1933), 651

[12] Aerts, C. "On convection currents in high pressure mercury arcs." J. of appl. Phys. 9 (1938), 53

[13] Suits, G.O. "Convection currents in arcs in air." Phys. Rev. 53 (1937), Jan., 198

[14] Allen, N.C. "Astrophysical Quantities", 1955



Literaturverzeichnis

- [1] Potter, J.L., et al. "Gasdynamic diagnosis of high-speed-flows expanded from plasmastates." IEE-Transact. on Nucl. Sc., Vol. N5-11, Jan. 64
- [2] Fuhs, A.E. "An instrument to measure velocity and electrical conductivity of arc plasmajets." AIAA, 1964, Nr. 4 (April), 667 - 673
- [3] Burkhardt, H., et al. "Untersuchung der Verschleppung eines Magnetfeldes durch strömende, elektrisch leitfähige Medien für zylindersymmetrische Anordnung." Bericht 1-13 (1965), IHT Stuttgart
- [4] Cason, C. "Gas velocity probe for moving ionized gases." J. of appl. Phys., Vol. 36, No. 2, Febr. 65
- [5] Gourdine, M.C. Bericht PLR 71, Plasmadyne Corp., 1960, unveröffentlicht
- [6] Carter, A.F., et al "Research on a one-inch-square linear DC plasma accelerator." AIAA paper No. 64-699 (AIAA 4th el. propulsion conf., Philadelphia 64)
- [7] Wienecke, R. "Über das Geschwindigkeitsfeld der Hochstromkohlebogensäule" Zeitschr. f. Physik, Bd. 143 (1955), 128 - 140
- [8] Ahlborn, B. "Über die Aufheizung von Strömungen mit veränderlichen spezifischen Wärmen." Bericht 3/12 (1963), IPP Garching
- [9] Freeman, M.P., et al "Velocity of propagation and nature of luminosity fluctuations in a plasma jet." J. of appl. Phys., 33 (1962), 2845
- [10] Hagenah, W. "Das Strömungsfeld im freien Kohlebogen." Zeitschr. f. Physik, 128 (1950), 279
- [11] Thom, A. "The flow past circular cylinders at low speeds." Proc. of the Roy. Soc. A 141 (1933), 651
- [12] Kenty, C. "On convection currents in high pressure mercury arcs." J. of appl. Phys. 9 (1938), 53
- [13] Suits, C.G. "Convection currents in arcs in air." Phys. Rev. 55 (1939), Jan., 198
- [14] Allen, W.C. "Astrophysical Quantities", 1955

Für die Anregung zu dieser Arbeit und seine Unterstützung bei ihrer Durchführung möchte ich Herrn Prof. Dr. R. Wienecke herzlich danken.

Herrn Prof. Dr. E. Fünfer danke ich dafür, dass er mir die Möglichkeit gab, diese Arbeit als Diplomarbeit durchzuführen.

Für wertvolle Diskussionen und Ratschläge danke ich besonders Herrn Dr. S. Witkowski und Herrn Dr. G. Zankl.

Frl. A. Breitkopf bin ich für ihre Sorgfalt bei der Niederschrift dieser Arbeit zu Dank verpflichtet.