

Die Struktur der Plasmawolke im
elektromagnetischen Stosswellenrohr

G. Brederlow

IPP 3/4

April 1963

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

Die Struktur der Plasmawolke im
elektromagnetischen Stosswellenrohr

G. Brederlow

IPP 3/4

April 1963

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.

Übersicht

Zusammenfassung

- I. Einleitung
- II. Messanordnung, Messmethode
- III. Messergebnisse
 - a. Geschwindigkeitsmessungen
 - b. $\left[\frac{v_0}{c} \times \frac{v}{c} \right]$ -Messungen mit belasteten Sonden
 - c. Abstand zwischen Geschwindigkeits- und Leuchtfrent
 - d. Kompressionsverhältnis
- IV. Abschliessende Bemerkungen

Literaturverzeichnis

Zusammenfassung

Es wird untersucht, welchen Anteil das Stosswellenplasma an der sich im elektromagnetischen Stosswellenrohr ausbreitenden Plasmawolke hat. Durch Vergleich der Leuchtfrotgeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit der dieser Front nachfolgenden Plasmaströmung ist in Wasserstoff in einem Druckbereich von 0,1-2,5 Torr geprüft worden, ob ein durch eine Stosswelle aufgeheiztes Plasma vorliegt. Die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas wurde nach einem von M.Sakuntala, A.v.Engel und R.G. Fowler angegebenen Messverfahren durch Sondenmessungen bestimmt, während die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Leuchterscheinung mit einer Schmierkamera untersucht wurde. Die Experimente ergaben, dass vor dem durch die elektromagnetischen Kräfte herausgeschleuderten Entladungsplasma eine Stosswelle auftritt. Das Stosswellenplasma bildet jedoch stets den weit aus kleineren Teil der Plasmawolke. Weiterhin zeigte sich, dass die Strömungsgeschwindigkeit über den Rohrquerschnitt nicht konstant war. Sie verringerte sich mit zunehmender Entfernung von der Rohrachse. Da gleichzeitig mit der Strömungsgeschwindigkeit der Verlauf der Lichtintensität am Sondenort aufgenommen wurde, konnte der Abstand der durch den Anstieg der Strömungsgeschwindigkeit definierten Front vor der Leuchtfrot bestimmt werden. Ausserdem wurde das Kompressionsverhältnis des Stosswellenplasmas bei verschiedenen Machzahlen gemessen und mit den von E.B.Turner unter Berücksichtigung von Dissoziation und Ionisation berechneten Werten verglichen. Es war gute qualitative Ubereinstimmung zwischen berechnetem und gemessenem Verlauf festzustellen.

I. Einleitung

In den Veröffentlichungen über elektromagnetische Stosswellenrohre kommen zwei Annahmen über die Natur der sich in einem solchen Rohr ausbreitenden Plasmawolke zum Ausdruck.

Eine Anzahl von Autoren (1, 2, 3) geht von der Voraussetzung aus, dass das Plasma im wesentlichen aus dem durch die Stoss-welle aufgeheizten Gas besteht. Sie erklären die Abweichungen von der Theorie durch die Einwirkung der Entladung auf das ru-hende Gas vor der Stosswelle. Andere vertreten dagegen die Mei-nung, dass die Plasmawolke zum grössten Teil aus dem Entladungs-plasma gebildet wird. Insbesondere Cloupeau (4, 5, 6) hat die Vorstellung, dass dieses Plasma durch die Funkenentladung aufge-heizt und durch elektromagnetische Kräfte herausgeschleudert wird.

Das Entladungsplasma muss dabei als "Kolben" aufgefasst werden, vor dem sich eine Stosswelle ausbilden kann. Bei niedrigem Druck ($p \leq 1$ Torr) und hohen Machzahlen soll sich die Stossfront nicht von der Front des Kolbens lösen, so dass dann die Plasmawolke praktisch nur aus dem Entladungsplasma besteht. Dieser Auffassung von Cloupeau schliessen sich P. Jeanmaire und H. Klingenberg an. Auch C.T. Chang (8) stimmt mit ihm überein, wenn er seine Mess-ergebnisse im niedrigen Machbereich erklärt. Die vorliegende Ar-beit befasst sich mit diesem Problemkreis.

Um zu klären, ob hier ein Stosswellenplasma auftritt, wurden so-wohl die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Leuchtfrent der Plasma-wolke als auch die Strömungsgeschwindigkeit der dieser Front nachfolgenden Plasmaströmung gemessen.

Da bei einer Stosswelle das vor dem Kolben aufgesammelte und komprimierte Gas mit der Kolbengeschwindigkeit strömt, jedoch ständig neues Gas hinzukommt, vergrössert sich der Abstand zwi-schen Kolben und Stossfront, und infolgedessen ist die Ausbrei-tungsgeschwindigkeit der Stossfront grösser als die Strömungs-geschwindigkeit des komprimierten Gases. Nur bei einer Plasma-wolke, die stets aus den gleichen Teilchen besteht, sind beide

Geschwindigkeiten gleich. Durch Vergleichsmessungen kann man leicht entscheiden, ob ein elektromagnetisches Stosswellenrohr nur als Plasmakanone wirkt, oder sich aber in ihm tatsächlich ein Stosswellenplasma ausbildet. Die Leuchtfrontgeschwindigkeit wurde mit einer Drehspiegelkamera ermittelt; die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas mit einem von M. Sakuntala, A.v. Engel und R.G. Fowler (9, 10) angegebenen Messverfahren. Das Verfahren beruht darauf, dass in der Plasmawolke beim Durchqueren eines Magnetfeldes eine EMK induziert wird, deren Grösse von der Strömungsgeschwindigkeit und der vorgegebenen magnetischen Induktion abhängt. Um die Strömungsgeschwindigkeit zu bestimmen, wurde die durch die EMK erzeugte Feldstärke mit Sonden statisch gemessen.

Die Untersuchung des Intensitätsverlaufes des Lichtes und der Leitfähigkeit am Sondenort lieferten noch weitere Informationen über die Struktur der Plasmawolke. Die Leitfähigkeitsmessungen werden jedoch in einer besonderen Veröffentlichung (11) behandelt. Eine andere Möglichkeit zu prüfen, ob ein Stosswellenplasma vorliegt, ergab sich aus dem Vergleich des aus den Messdaten unter einer einschränkenden Annahme berechneten Dichtesprungs des ersten Teils der Plasmawolke mit den aus den Rankine-Hugoniot-Gleichungen unter Berücksichtigung von Dissoziation und Ionisation berechneten Werten.

II. Messanordnung, Messmethode

Die Experimente sind in T-Rohren mit Innendurchmessern von 29 bzw. 50 mm durchgeführt worden. Die Abmessungen sind aus Abb.1 ersichtlich. Die Vakuumanlage konnte bis auf Drucke kleiner als 10^{-5} Torr evakuiert werden.

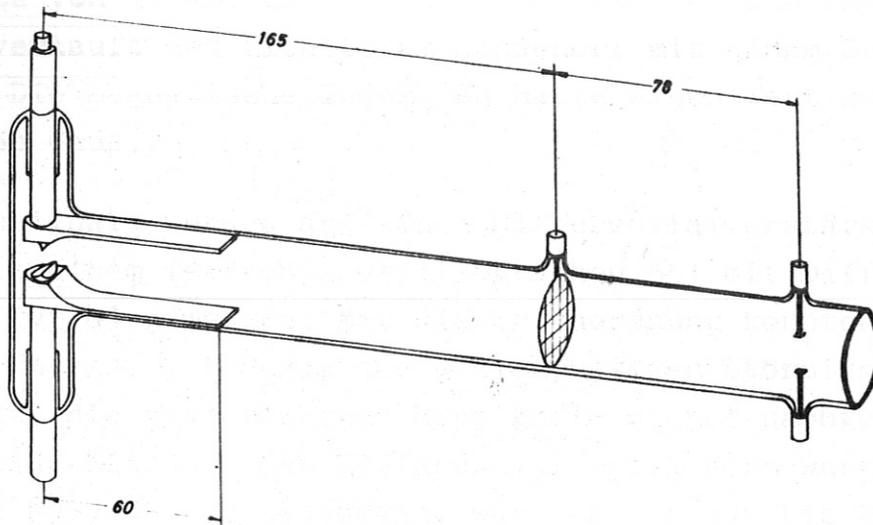


Abb.1 Skizze des Entladungsrohres;

Ein Kondensator mit einer Kapazität von $7,8 \mu\text{F}$ diente als Ladungsspeicher. Die Entladungsfrequenz betrug 150 kHz. Es wurde jedoch nur bei nahezu kritisch gedämpfter Entladung gemessen.

Um einen Überschlag der Entladung auf die Meßsonden zu verhindern, wurde das Entladungsrohr in einem Abstand von 180 mm vom Entladungsraum mit einem ringförmigen Silberbelag versehen, der geerdet wurde. Bei den abschliessenden Untersuchungen ist statt des Ringes ein Drahtnetz aus Titandraht ($\varnothing - 0,05 \text{ mm}$) verwandt worden. Es hatte eine Maschenweite von 6 mm. Dieses Netz diente neben der Abschirmung auch zur Verbesserung der Planarität der Front der Plasmawolke.

Die Sonden waren aus 0,2 mm starkem Bronzeblech gefertigt. Sie hatten einen rechteckigen Querschnitt. Die Sondenzuleitungen aus W-Draht waren isoliert. Die Innenfläche einer Sonde hatte eine Grösse von $9,1 \text{ mm}^2$. Der Sondenabstand variierte je nach den experimentellen Erfordernissen zwischen 8 und 15 mm. Das Magnetfeld wurde im Sondenbereich durch einen Elektromagneten erzeugt, dessen Polschuhe so ausgebildet waren, dass im Messraum die Inhomogenität kleiner als 1% war. Die Polschuhe hatten eine Breite von 20 mm. Ein Polschuh war zur Beobachtung des Intensitätsverlaufs des Lichtes am Sondenort mit einem Schlitz versehen. Die magnetische Induktion hatte einen Wert zwischen 200 und 650 Gauß.

Die Sondensignale wurden auf einen Differentialverstärker gegeben und mit einem Tektronix Oszillographen 551 mit Differential-einschub (Typ G) gemessen. Mit dieser Anordnung konnten die durch die Entladung induzierten gleichphasigen Störsignale gut unterdrückt, die gegenphasigen Meßsignale sicher nachgewiesen werden. Beide Eingänge des Differentialverstärkers waren hochohmig ($560 \text{ k}\Omega$). Sein Frequenzgang war von 100 kHz bis 2,5 MHz nahezu linear. Gleichphasige Signale wurden bis zu einer Frequenz von 1 MHz im Verhältnis 1:500 unterdrückt.

Der Intensitätsverlauf des Lichtes zwischen den Sonden ist mit einem RCA Multiplier (IP 22) aufgenommen worden. Der untersuchte Bereich hatte eine maximale Breite von 0,2 mm und eine Höhe von 8 mm. Er lag senkrecht zur Rohrachse auf der elektrodennahen Seite der Sonden.

Die Drehspiegelaufnahmen sind mit einer von H. Muntenbruch (12) entwickelten Kamera durchgeführt worden. Die effektive Lichtstärke der Kamera war 1:5, die maximale Schreibgeschwindigkeit $2,0 \text{ mm}/\mu\text{sec}$. Für Drei-Bild-Aufnahmen stand eine Bildwandlerkamera zur Verfügung. Die Belichtungszeiten dieser Kamera konnten zwischen 0,03 und 0,5 μsec und der zeitliche Abstand in der Aufnahme-folge zwischen 0,2 und 5 μsec variiert werden.

Der Geschwindigkeitsverlauf der Leuchtfrent ist in der Rohrmitte mit der Schmierkamera in Längsaufnahmen gemessen worden. Um die Reflexion der Plasmawolke zu untersuchen, wurde in 30 cm Entfernung vom Entladungsraum eine verschiebbare Glasplatte von 8 mm Breite gebracht, die in Aufnahme-richtung den Rohrdurchmesser ausfüllt.

Die axiale Strömungsgeschwindigkeit konnte mit dem von M. Sakuntala u.a. (9) angegebenen Verfahren in der Rohrmitte bestimmt werden. Die Plasmawolke durchläuft hierbei den homogenen Bereich eines Magnetfeldes, so dass eine EMK induziert wird. Die EMK bewirkt jetzt so lange eine Ladungstrennung, bis das durch die Ladungen aufgebaute Feld das induzierte kompensiert. Dieser Vorgang erfolgt in Zeiten kleiner als 10^{-9} sec, wie Berechnungen von M. Sakuntala u.a. (9) ergaben.

Grösse und Richtung der Feldstärke ergeben sich aus:

$$\mathcal{E} = -[\dot{\mathcal{W}} \times \mathcal{H}] 10^{-8} \text{ V/cm}$$

Man erhält die über den Bereich zwischen den Sonden gemittelte Strömungsgeschwindigkeit $\dot{\mathcal{W}}$ [cm/sec], wenn die magnetische Induktion \mathcal{H} [Gauß] vorgegeben ist, und die Feldstärke mit zwei Sonden, deren Verbindungslinie senkrecht auf $\dot{\mathcal{W}}$ und \mathcal{H} steht, statisch gemessen wird. Da zwischen Plasmawolke und Magnetfeld eine Wechselwirkung auftritt, die zu Störungen führen kann, soll der Grad der gegenseitigen Beeinflussung näher abgeschätzt werden.

Das Magnetfeld kann die Ausbreitung der Plasmawolke behindern und ihre thermodynamischen Zustandsgrössen verändern. Seinen Einfluss erhält man aus dem Verhältnis von Magnetdruck zu dynamischem Druck.

$$R_H = \frac{\mu H_0^2}{\rho_0 U^2}$$

Unter den vorliegenden experimentellen Gegebenheiten ist R_H selbst bei niedrigstem Gasdruck, maximaler magnetischer Feldstärke und kleinster Strömungsgeschwindigkeit stets kleiner als $1,0 \cdot 10^{-2}$. Dieser Wert lässt keine merkliche Beeinflussung der Plasmawolke durch das Magnetfeld erwarten.

Umgekehrt kann auch das Magnetfeld durch die Plasmaströmung gestört werden und zwar so, dass es im Plasma durch das Magnetfeld induzierter Ringströme geschwächt wird und erst in einer endlichen Zeit eindringt. Ein Mass für diese Störung gibt die Magnetische Reynold-Zahl:

$$R_G = U \cdot L \cdot \mu \cdot \sigma$$

$$U = [\text{cm/sec}], L = [\text{cm}], \sigma = [1/\text{Ohm cm}]$$

Hier ist im ungünstigsten Fall mit einer Leitfähigkeit $\sigma = 1,2 \cdot 10^1 / \text{Ohm cm}$, $U = 3,9 \cdot 10^6 \text{ cm/sec}$ und $L = 3 \text{ cm}$, $R_G = 1,08 > 1$. Es kann hier eine Verdrängung des Magnetfeldes eintreten. In der Mehrzahl der Fälle war jedoch die Plasmaleitfähigkeit um mehr als eine Grössenordnung kleiner und die Geschwindigkeit maximal um den Faktor 3. Hier ist stets $R_G \ll 1$ und infolgedessen kein merklicher Einfluss möglich.

Für den Bereich, in dem $R_G \geq 1$ ist, kann gezeigt werden, dass für den Frontteil der Plasmawolke zuverlässige Messergebnisse erhalten werden können. Einem von L. Liebing (13) berechneten Diagramm, dass die Eindringzeiten von Magnetfeldern in Medien vorgegebener Leitfähigkeit angibt, konnte nämlich entnommen werden, dass in $0,6 \mu\text{sec}$, das ist die Zeit, in der die Plasmawolke vom Rand des Magnetfeldes bis zu den Sonden gelangt, 90% des angelegten Magnetfeldes $0,5 \text{ cm}$ tief in die Plasmawolke eingedrungen ist, wenn die Leitfähigkeit den höchsten Wert erreicht. Das ist bei $p = 0,15 \text{ Torr}$ und höchsten Machzahlen der Fall. Es dürfen hier zumindest in Frontnähe sichere Messergebnisse erwartet werden. Die Messdaten auf Seite 13 bestätigen diese Abschätzung.

Die Messungen können durch die sich an den kalten Sonden ausbildenden Grenzsichten verfälscht werden, wenn diese einen so hohen Widerstand haben, dass sein Wert die Grössenordnung des Eingangswiderstandes des Verstärkers erreicht.

Aus Leitfähigkeitsmessungen, die durchgeführt wurden, indem an die Sonden eine Spannung gelegt wurde, konnte durch Veränderung des Sondenabstandes geschlossen werden, dass der spezifische Widerstand der Grenzsicht um mehrere Grössenordnungen kleiner als der Eingangswiderstand des Verstärkers ist. Statische Aufladungen der

Sonden machen sich nicht bemerkbar, da sie wegen der symmetrischen Messanordnung durch den Differentialverstärker kompensiert werden.

Die Leitfähigkeitsmessungen ergaben, dass vor der Ankunft der Plasmawolke im Sondenbereich eine Leitfähigkeit auftritt. Dieser durch Vorionisation hervorgerufenen Leitfähigkeit entsprechen, wie in der nachfolgenden Veröffentlichung näher erläutert wird (11), Trägerdichten im Bereich von $n_+ = 2,2 \cdot 10^{11} / \text{cm}^3$ bis $n_+ = 1,3 \cdot 10^{14} / \text{cm}^3$.

Ein Vergleich des Eingangswiderstandes des Verstärkers (560 k Ω) mit dem höchsten im Sondenbereich gemessenen Plasmawiderstand (10 k Ω) ergibt, dass mit der [10 x 2]-Methode jede gerichtete Trägerströmung im Rohr erfasst und in ihrem Wert angegeben werden kann. Hat jedoch der Plasmawiderstand die Grössenordnung des Eingangswiderstandes des Verstärkers, so setzt eine genaue Geschwindigkeitsangabe die Kenntnis des Plasmawiderstandes voraus. Die durch den Eingangswiderstand des Verstärkers gegebene untere Nachweisgrenze liegt bei der vorliegenden Messanordnung bei Trägerdichten von $5 \cdot 10^{10} / \text{cm}^3$.

III. Messergebnisse

a. Geschwindigkeitsmessungen

Die Messungen wurden in Wasserstoff in einem Druckbereich von 0,1 - 2,5 Torr durchgeführt. Es konnten Leuchtfrotgeschwindigkeiten zwischen $0,78 \cdot 10^6$ cm/sec und $4,1 \cdot 10^6$ cm/sec erreicht werden. Die im folgenden mitgeteilten Ergebnisse sind in dem Rohr, das den kleineren Durchmesser hatte ($D=2,9$ cm), ermittelt worden. Sie unterscheiden sich prinzipiell nicht von den im weiten Rohr gemessenen Daten.

Der Verlauf der Leuchtfrotgeschwindigkeit im Entladungsrohr, sowie der Strömungsgeschwindigkeit und des Lichtes am Sondenort, sind in den Schmieraufnahmen und Oszillogrammen in charakteristischen Erscheinungsformen wiedergegeben (Abb.2).

Im Oszillogramm schreibt der obere Strahl das Sondersignal, während der untere den Intensitätsverlauf des Lichtes am Sondenort angibt. Beide Strahlen haben einen gemeinsamen Nullpunkt. Der Oszillograph wurde über ein Zeitverzögerungsgerät mit einem durch den Entladungsstrom induzierten Schleifensignal verzögert getriggert. Auf den Schmieraufnahmen ist der Sondenort mit S und die Lage der Reflexionsplatte mit R bezeichnet.

Die Schmieraufnahme (I) zeigt, dass das leuchtende Plasma schon vor der Wand reflektiert wird, während das Oszillogramm erkennen lässt, dass die durch Vorionisation erzeugten Ladungsträger sich bereits in einem begrenzten Bereich vor der Leuchtfrot in Richtung der Rohrachse bewegen. Ihre Strömungsgeschwindigkeit u ist vor der Leuchtfrot genau so gross wie im Bereich des leuchtenden Plasmas. Sie stimmt innerhalb der Messgenauigkeit mit der aus den Schmieraufnahmen erhaltenen Leuchtfrotgeschwindigkeit U^X überein ($u=1,0 \cdot 10^6$ cm/sec, $U^X=1,03 \cdot 10^6$ cm/sec). Die Plasmawolke besteht demnach aus zwei Anteilen, dem leuchtenden, bei dem Strömungsgeschwindigkeit u und Leuchtfrotgeschwindigkeit U^X gleich gross sind und dem optisch nicht nachweisbaren, dessen Strömungsgeschwindigkeit den gleichen Wert hat wie die des nachfolgenden leuchtenden Anteils. Bei den zweiten Schmieraufnahmen (II) und dem entsprechenden Oszillogramm treten prinzipiell die gleichen

Erscheinungen auf. Es bilden sich hier jedoch zwei Leuchtfronten, die erkennen lassen, dass die Plasmawolke wieder aus zwei Anteilen besteht. Beide Anteile haben, wie das Oszillogramm zeigt, die gleiche Strömungsgeschwindigkeit u . Diese hat denselben Wert wie die Geschwindigkeit U^x der Leuchtfront des zweiten Anteils. Die Leuchtfrontgeschwindigkeit U des ersten Anteils ist jedoch grösser als die Geschwindigkeit u der nachfolgenden Plasmaströmung.

$$U = 2,00 \cdot 10^6 \text{ cm/sec}$$

$$U^x = 1,68 \cdot 10^6 \text{ cm/sec}$$

$$u = 1,59 \cdot 10^6 \text{ cm/sec}$$

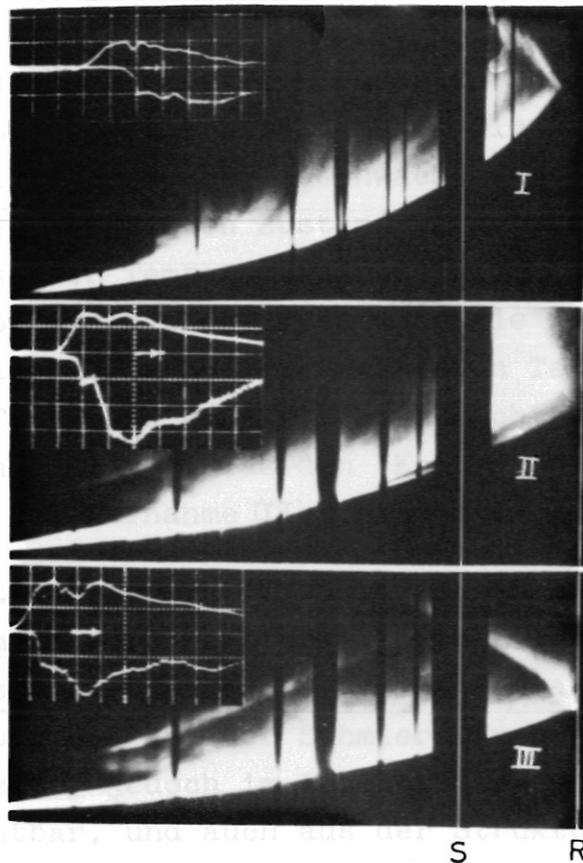


Abb.2

Schmieraufnahmen mit den dazugehörigen Oszillogrammen des Geschwindigkeits- (oberer Strahl) und Lichtverlaufs in H_2 .

$p=2,5$ Torr

Verzögerungszeiten der Triggerung des Oszillographen:

$$\tau = 7,0 \text{ } \mu\text{sec (Aufn. I)}$$

$$\tau = 6,5 \text{ } \mu\text{sec (Aufn. II)}$$

$$\tau = 6,5 \text{ } \mu\text{sec (Aufn. III)}$$

Ablenkzeiten:

$$T = 1 \text{ } \mu\text{sec pro cm (Aufn. I und II)}$$

$$T = 0,5 \text{ } \mu\text{sec pro cm (Aufn. III)}$$

Da der vordere schwach sichtbare Bereich sich in seiner Strömungsgeschwindigkeit nicht vom nachfolgenden stärker leuchtenden Plasma unterscheidet, jedoch eine höhere Leuchtfrontgeschwindigkeit hat, kann es sich hier nur um vor der zweiten Leuchtfront aufgesammeltes Gas handeln, während der hintere stärker leuchtende Anteil stets aus den gleichen Teilchen bestehen muss, da Strömungs- und Leuchtfrontgeschwindigkeit übereinstimmen.

In Zusammenhang mit den folgenden Oszillogrammen und Schmieraufnahmen sowie der Tatsache, dass der "Leuchtvorgang" sich mit Überschallgeschwindigkeit ausbreitet, ist der vordere Anteil als das durch die Stosswelle aufgesammelte Gas anzusehen, während der nachfolgende aus dem herausgeschleuderten Entladungsplasma besteht, die zweite Leuchtfront bildet daher die Kontaktfläche. Bei der Aufnahme (I) ist der Stoss so schwach, dass nicht genügend Gasteilchen in einen angeregten Zustand versetzt werden. Auch nach der Reflexion ist der Temperatursprung nicht hoch genug, um die Stossfront sichtbar zu machen. Erst wenn die reflektierte Stosswelle in der Kontaktfläche auf die heisseren Teilchen des leuchtenden Plasmas trifft, wird eine stärkere Lichtemission hervorgerufen. Das leuchtende Plasma, das den "Kolben" bildet, wird dann reflektiert. Auch bei Aufnahme (II) treten die gleichen Erscheinungen auf.

In der dritten Aufnahme (III) ist ein Stoss mit höheren Machzahlen aufgenommen worden. Hier ist die Lichtemission des Stosswellenplasmas schon so stark, dass die Kontaktfläche nicht mehr als zweite Leuchtfront auf der Schmieraufnahme hervortritt. Auf dem Oszillogramm ist jedoch im Intensitätsverlauf des Lichtes ein Einschnitt sichtbar, und auch aus der Struktur der Reflexionserscheinungen kann man eine Grenze zwischen "Kolben"- und Stosswellenplasma erkennen.

Bei allen Oszillogrammen des Strömungsgeschwindigkeitsverlaufs tritt beim Durchgang der Kontaktfläche eine Einsenkung auf. Diese lässt zunächst auf eine Verringerung der axialen Strömungsgeschwindigkeit an dieser Stelle schliessen. Es zeigt sich jedoch, dass auch ohne äusseres Magnetfeld eine Abweichung von der Nulllinie sich bemerkbar macht, die in Form und Lage der Einsenkung entspricht. Obgleich diese Störung im allgemeinen die Sonden erreicht, nachdem der Entladungsstrom bereits abgeklungen ist, muss sie dennoch durch die Entladung verursacht sein, denn bei Umpolung des

Entladungsstromes ändert sie auch ihre Polarität. Diese Tatsache lässt auf einen Ringstrom im Plasma schliessen. Aus der Polarität und Lage des Signales ergibt sich, dass der Anteil dieses Stromes unmittelbar hinter der Kontaktfläche, in der Richtung des ursprünglichen Entladungsstromes fließen muss.

Bei allen Entladungen traten die gleichen Erscheinungen auf. Stets war die Strömungsgeschwindigkeit u des Plasmas kleiner als die Frontgeschwindigkeit der ersten Leuchtfront. Insbesondere bei höheren Machzahlen und höherem Gasdruck war die Strömungsgeschwindigkeit u kleiner als die Geschwindigkeit U^x der zweiten Leuchtfront, der Kontaktfläche, und auch kleiner als sie die Stosswellentheorie erwarten lässt. Das Verhältnis von u/U vergrößert sich bei kleinerem Sondenabstand. Es muss deshalb ein Geschwindigkeitsprofil, das einen Abfall von u in radialer Richtung hat, angenommen werden. Da durch die Sonden ein über den Sondenbereich gemittelter Wert angegeben wird und nur bei Sondenabständen von $d_1=13,9$ mm und $d_2=8,4$ mm gemessen wurde, kann das Geschwindigkeitsprofil nicht dargestellt werden.

Machzahl	7-19	9-29	19-32
p [Torr]			
2,5	$d_1:84-68$ $d_2:87-82$ $T:86-93$		
0,75		$d_1:84-69$ $d_2:86-82$ $T:89-91$	
0,15			$d_1:86-82$ $d_2:94-92$ $T:93-92$

Tabelle 1 Sondenabstand: $d_1=13,9$ mm,
 $d_2=8,4$ mm, T=berechneter Wert

In der nebenstehenden Tabelle ist der aus Messergebnissen erhaltene Wert von $u/U \cdot 100\%$ für die Sondenabstände d_1 und d_2 und die aus dem von E.B. Turner (14) unter Berücksichtigung von Dissoziation und Ionisation berechnetem Kompressionsverhältnis.

ermittelte Grösse für die jeweils kleinste und grösste Machzahl angegeben. Der Tabelle kann man entnehmen, dass bei $p=2,5$ Torr das Geschwindigkeitsverhältnis wesentlich stärker von der Machzahl abhängig ist als bei $p=0,15$ Torr. Auch sind die Abweichungen von den sich aus der Theorie ergebenden Werten bei hohem Druck am grössten.

Sehr gute Ubereinstimmung besteht nur bei dem bei $p=0,15$ Torr und kleinem Sondenabstand aufgenommenen Wert. Wie man der Tabelle durch Vergleich der bei den Sondenabständen d_1 und d_2 eingetragenen Geschwindigkeitsverhältnissen u/U entnehmen kann, wird das Geschwindigkeitsprofil mit steigendem Druck und wachsender Machzahl über dem Querschnitt immer stärker ausgeprägt. Dies wird durch die Bildwandlernaufnahme in Abb.3 bestätigt. Die Aufnahmefolge zeigt die Plasmawolke in einem zeitlichen Abstand von $0,5 \mu\text{sec}$. Die Parallelen in der Abbildung bezeichnen die Rohrwand. Insbesondere bei hohem Druck füllte die Plasmawolke nicht den gesamten Rohrquerschnitt aus.

b. $[10 \times 5]$ -Messungen mit belasteten Sonden

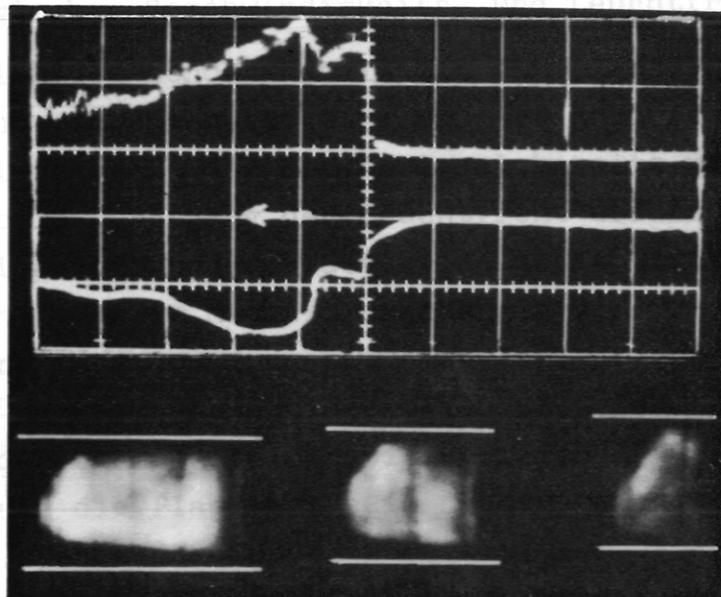


Abbildung bitte um 180° drehen

Abb.3 Bildwandlernaufnahme und Oszillogramm des Geschwindigkeits- (oberer Strahl) und Lichtverlaufes in H_2 . $p=0,75$ Torr. Zeitlicher Abstand der Bilder: $t=0,5 \mu\text{sec}$. Verzögerungszeiten der Triggerung der Bildwandlerkamera und des Oszillographen: $\tau = 3 \mu\text{sec}$. Ablenkzeit: $T=0,5 \mu\text{sec}$ pro cm. Den Sonden war ein Widerstand von $R=46,2 \Omega$ parallel geschaltet.

Das in Abb.3 wiedergegebene Oszillogramm unterscheidet sich von denen in Abb.2 dadurch, dass parallel zu den Sonden ein Widerstand geschaltet wurde. Dieser Widerstand weicht in seinem Wert nicht wesentlich vom Plasmawiderstand ab. Die Grösse des Sondensignals entspricht jetzt nicht nur der Strömungsgeschwindigkeit sondern verringert sich entsprechend dem Widerstand der Plasmawolke. Es ist im Bereich des Stosswellenplasmas kleiner als im nachfolgenden "Kolben". Da die Strömungsgeschwindigkeit beider Anteile gleich ist, muss die Leitfähigkeit des Kolbens grösser als die des Stosswellenplasmas sein und dementsprechend auch die Temperatur. Bei allen Entladungen tritt der gleiche, die Zweiteilung der Plasmawolke bestätigende Verlauf auf.

c. Abstand zwischen Geschwindigkeits- und Leuchtfront

Durch Vergleich des Sondensignals mit dem Lichtsignal in Abb.2 und Abb.3 kann man erkennen, dass vor der Ankunft der Leuchtfront des Stosswellenplasmas das Sondensignal bereits um Null verschieden ist und beim Durchgang der Leuchtfront seinen Endwert erreicht. Aus der Anstiegszeit und der Geschwindigkeit ergibt sich ein "Anstiegsbereich", der im Mittel, unabhängig von Gasdruck und Machzahl, eine Breite J von 1 cm hat. Der Verlauf von J ist in Abb.4 aufgetragen. Da keine Abhängigkeit von gasdynamischen Daten zu erkennen ist, der berechnete "Anstiegsbereich" jedoch der Strecke entspricht, die die Plasmawolke im nahezu homogenen Bereich des Magnetfeldes bis zu den Sonden zurücklegt, muss angenommen werden, dass die Geometrie des Magnetfeldes das Sondensignal beeinflusst. Eine Lageveränderung des Magneten, die die Laufstrecke der Plasmawolke verlängert, vergrösserte auch die Anstiegszeit des Sondensignals. Dieses Signal wird dadurch hervorgerufen, dass beim Eintritt der sich bewegenden Plasmawolke in das Magnetfeld eine EMK induziert wird. In dem leitenden Bereich vor der Plasmawolke kann sich jedoch keine durch Teilchenbewegung induzierte EMK ausbilden. Es entsteht infolgedessen ein Strom, der durch den vorderen Teil der Plasmawolke und durch den Sondenbereich fliesst. Da die Leitfähigkeit vor der Plasmawolke konstant und wesentlich kleiner als in der Wolke ist, wird sich jetzt zwischen den Sonden eine Spannung entsprechend dem Abstandsverhältnis von Sondenlänge zur Entfernung der Sonden von der Plasmawolke einstellen.

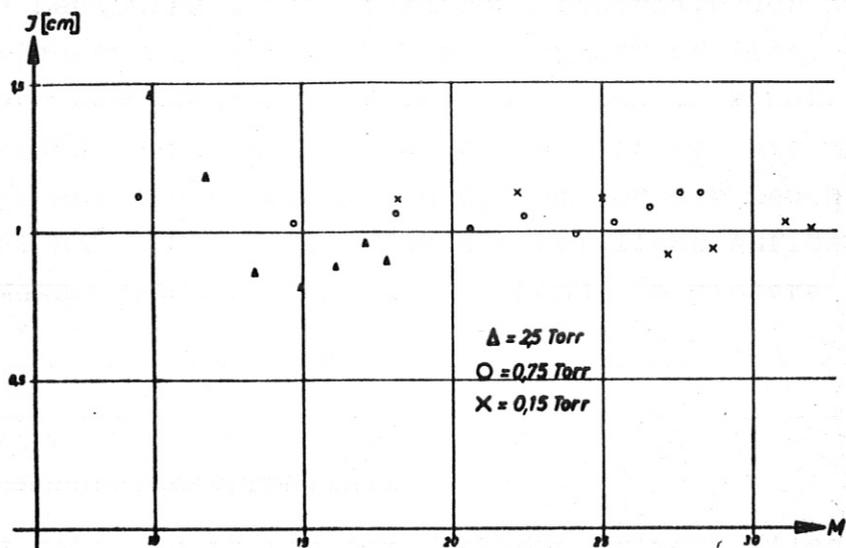


Abb.4 Länge des sich aus den Sondenmessungen ergebenden Bereiches in dem das Geschwindigkeitssignal ansteigt, in Abhängigkeit von der Machzahl bei verschiedenen Drucken.

Schaltet man parallel zu den Sonden einen Widerstand, dann verringert sich das Vorsignal stärker als das eigentliche Meßsignal, da die Leitfähigkeit vor der Plasmawolke niedriger als im Bereich der Wolke ist, und ausserdem jetzt auch zwischen den Sonden eine bessere Leitfähigkeit auftritt. Dies ist in Abb.3 im Gegensatz zu den Aufnahmen der Abb.2 der Fall.

Ein Diffusionsstrom schneller Elektronen, so wie ihn H.D. Weymann (15) vor Stosswellen in Argon in 100 cm Entfernung in einer Dichte von $10^7/\text{cm}^3$ festgestellt hat, konnte nicht nachgewiesen werden. Stets war der Strömungsgeschwindigkeitsanstieg sprunghaft, sofern sich eine ebene Stossfront ausgebildet hatte. Dies konnte insbesondere den Oszillogrammen entnommen werden, bei denen den Sonden ein Widerstand parallel geschaltet war. Ob die Front eben war, wurde durch Bildwandleraufnahmen kontrolliert.

Die Geschwindigkeitsmessungen ergaben, dass in der Mehrzahl der Fälle Leuchtfrent und Stossfront innerhalb der durch die Messgenauigkeit angegebenen Grenzen zusammenfallen. Nur bei $p=0,15$ Torr und Machzahlen zwischen 15 und 20 konnte nachgewiesen werden, dass die Geschwindigkeitsfront, die man als Stossfront ansehen muss, bis zu 0,3 cm vor der Leuchtfrent auftritt. Bei hohen Machzahlen war das zeitliche Auflösungsvermögen der Messanordnung nicht ausreichend, um sichere Angaben zu machen.

d. Das Kompressionsverhältnis

Mit der Annahme, dass vor dem Entladungsplasma alles Gas gesammelt wird, konnte aus dem zeitlichen Abstand t von Stossfront und Kontaktfläche der Strömungsgeschwindigkeit u und dem Abstand l des Messortes vom Ursprung der Stossquelle das Dichteverhältnis berechnet werden. Es ist:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{l}{u \cdot t}$$

Die Zeit t wurde aus den Oszillogrammen bestimmt, die den Strömungsgeschwindigkeitsverlauf, den Intensitätsverlauf des Lichtes und den Widerstandsverlauf (11) angeben. Ausserdem auch aus den Schmieraufnahmen.

Alle Methoden lieferten Zeiten, deren Unterschiede nicht grösser als 15% waren. Die Strömungsgeschwindigkeiten wurden im niedrigen Druckbereich mit der $[10 \times 2]$ -Methode bei kleinem Sondenabstand gemessen, bei höherem Druck dagegen den Schmieraufnahmen entnommen, wenn die Kontaktfläche als Leuchtfrent hervortrat.

In den Fällen, wo keine dieser Messmethoden genaue Daten ergab, wurde angenommen, dass die Strömungsgeschwindigkeit 89% der Leuchtfrentgeschwindigkeit erreicht. Mit dieser Annahme erhielt man einen Wert, der maximal mit einem Fehler von $\pm 6\%$ behaftet sein kann. Die Theorie ergibt, dass für H_2 unter Berücksichtigung von Dissoziation und Ionisation die Strömungsgeschwindigkeit u im Bereich von 0,83 U bis 0,94 U liegt.

Die t - und u -Werte beschreiben den achsennahen Teil der Plasmawolke. Das für zusammengehörige Wertepaare berechnete Kompressionsverhältnis gilt deshalb nur in Achsennähe. Die sich für gleiche Machzahlen ergebenden Mittelwerte sind in Abb.5 dargestellt.

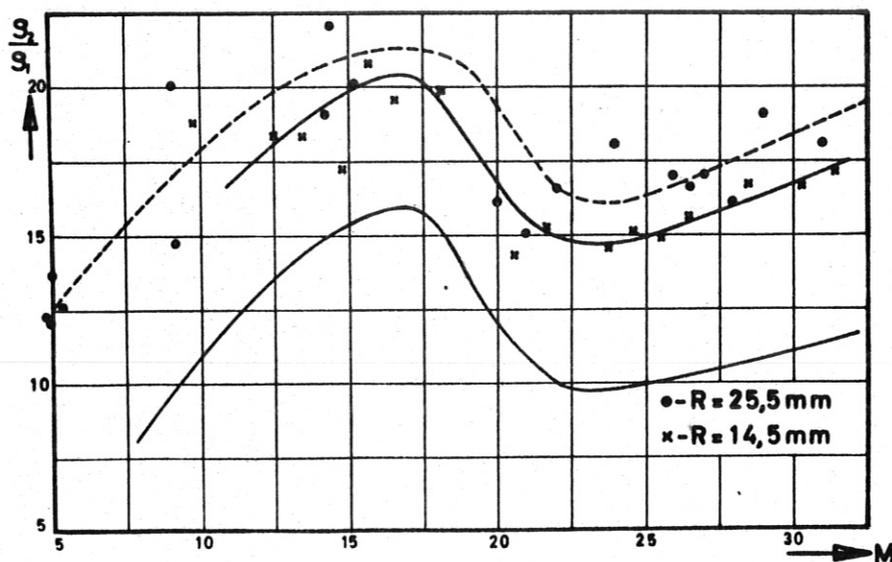


Abb.5 Dichteverhältnis ρ_1/ρ_0 in Abhängigkeit von der Machzahl bei verschiedenen Rohrdurchmessern. Die untere Kurve gibt den von E.B. Turner berechneten Verlauf an.

Die untere Kurve gibt in diesem Diagramm die von E.B. Turner (14) unter Berücksichtigung von Dissoziation und Ionisation berechneten Werte bei einem Druck $p=0,75$ Torr an. Da die Theorie nur eine geringe Druckabhängigkeit erwarten lässt und die Messergebnisse diese Erwartung bestätigen, wurden die Daten eines Entladungsrohres des gesamten Druckbereiches in einem Diagramm zusammengefasst. Quantitativ zeigen die experimentell ermittelten Kurven den gleichen Verlauf wie den von E.B. Turner angegebenen. Das gemessene Kompressionsverhältnis ist höher als das berechnete. Dies lässt darauf schließen, dass nicht alles Gas vor der Kontaktfläche bleibt, sondern ein Teil durch die langsamer strömenden benachbarten Schichten in die Grenzschicht an der Wand abfließt.

Für das weite Rohr ergibt sich ein höheres Kompressionsverhältnis. Da das Geschwindigkeitsprofil hier nicht gemessen wurde, kann nur vermutet werden, dass die Geometrie des Elektrodenbereiches, die sich von der des engen Rohres unterscheidet, für diese Abweichungen verantwortlich gemacht werden muss.

IV. Abschliessende Bemerkungen

In dem untersuchten Druck- und Geschwindigkeitsbereich bestand die Plasmawolke stets aus zwei Anteilen: Aus dem herausgeschleuderten Entladungsplasma und dem Stosswellenplasma. Dies wurde aus folgenden Tatsachen geschlossen:

1. Die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas war kleiner als die Geschwindigkeit der ersten Leuchtfrent. In den Fällen, wo das Geschwindigkeitsprofil schwach ausgebildet war, entsprach das Verhältnis der Geschwindigkeiten dem berechneten. Die Geschwindigkeit der zweiten Leuchtfrent und die Strömungsgeschwindigkeit hatten dann den gleichen Wert.
2. Zwischen dem berechneten und gemessenen Kompressionsverhältnis besteht gute qualitative Übereinstimmung.
3. Die Reflexionserscheinungen lassen erkennen, dass die Plasmawolke aus zwei in den Daten unterschiedlichen Anteilen besteht.
4. Die Leitfähigkeit zeigt in der Plasmawolke einen sprunghaften Anstieg. Die Leitfähigkeit und damit auch die Temperatur des ersten Teils ist niedriger als die des nachfolgenden.

Unabhängig von Druck und Machzahl konnte neben dem heisseren Entladungsplasma, das im Sondenbereich den überwiegenden Teil der Plasmawolke bildete, immer ein Stosswellenplasma nachgewiesen werden. Dieses hatte am Messort entsprechend dem Kompressionsverhältnis eine Säulenlänge zwischen 2,0 und 1,1 cm. In kleinerem Abstand vom Entladungsraum verschiebt sich das Verhältnis von Stosswellenplasma zu Entladungsplasma zuungunsten des Stosswellenplasmas, und es bedarf dann einer Messanordnung mit hoher Zeitauflösung, um dieses Plasma bei hohen Machzahlen sicher zu identifizieren. Auch der Leitfähigkeitsverlauf, aus dem das Temperaturverhältnis zwischen Entladungs- und Stosswellenplasma roh abgeschätzt werden konnte, lässt weder im Temperaturverhältnis noch im Verlauf prinzipielle Veränderungen im untersuchten Druck- und Geschwindigkeitsbereich erkennen.

Zuverlässige Messergebnisse konnten nur aufgenommen werden, wenn eine ebene Stossfront vorlag. Dies war durchaus nicht immer der Fall. Aufnahmen mit der Bildwandlerkamera liessen erkennen, dass der "Kolben" häufig eine zerrissene, nicht reproduzierbare Struktur hatte, so dass sich keine ebene Front ausbilden konnte. Um alle Aussagen klar hervortreten zu lassen, war es notwendig, grössere Messreihen aufzunehmen und nur die Aufnahmen auszuwerten, die eine ebene Front zeigten.

Es wurden auch Geschwindigkeitsmessungen in dem von V. Josephson (16) angegebenen Stosswellenrohr durchgeführt. Auch hier konnte vor dem Entladungsplasma das Stosswellenplasma nachgewiesen werden.

(1) M. S. ...
Phys. ...

(2) M. S. ...
J. of ...

(3) G. Braun ...
Leitf. ...
wellen ...
wird durch ...

(4) ...
Effektiv ...

(5) ...
Internes Laborat. ...

(6) M. S. Turner ...
Equilibrium Hydrodynamic Variables behind a Normal Shock
wave in Hydrogen,
Space Technology Laboratories, Los Angeles, Report
ST-TR-58-0016

(7) ...

(8) ...

(9) ...
J. of Appl. Phys., Vol. 29, 30 (1958)

Literaturverzeichnis

- (1) E.A.McLean, C.E.Faneuff, A.C.Kolb, H.R.Griem
Phys. of Fluids, Vol.3, 843 (1960)
- (2) W.Wiese, H.F.Berg, H.R.Griem
Phys.Rev. Vol.120, 1079 (1960)
- (3) B.D.Edwards
Nature Vol.196, 833 (1962)
- (4) M.Cloupeau
C.R.Acad.Sci. Paris, 253, 1160 (1961)
- (5) M.Cloupeau
C.R.Acad.Sci. Paris, 254, 213 (1962)
- (6) M.Cloupeau
The Interpretation of Luminous Phenomena Observed in
Electromagnetic Shock Tubes
erscheint demnächst in den Phys. of Fluids
- (7) P.Jeanmaire, H.Klingenberg
Bericht aus dem Ernst Mach Institut, Nr.7/62
- (8) C.T.Chang
Phys. of Fluids, Vol.4, 1085 (1961)
- (9) M.Sakuntala, A.v.Engel, R.G.Fowler
Phys.Rev. Vol.118, 1459 (1960)
- (10) M.Sakuntala, B.E.Clotfelter, W.B.Edwards, R.G.Fowler
J.of Appl.Phys. Vol.30, 1669 (1959)
- (11) G.Brederlow
Leitfähigkeitsmessungen im elektromagnetischen Stoss-
wellenrohr
wird demnächst in der Z.f.Naturforschung veröffentlicht
- (12) H.Muntenbruch
Veröffentlichung in Vorbereitung
- (13) L.Liebing
Interner Laborbericht, Inst.f.Plasmaphysik, Garching
- (14) E.B.Turner
Equilibrium Hydrodynamic Variables Behind a Normal Shock
Wave in Hydrogen,
Space Technology Laboratories, Los Angeles, Report
CM-TR-0165-00460
- (15) H.D.Weymann
Phys.of Fluids, Vol.3, 545 (1960)
- (16) V.Josephson
J.of Appl.Phys. Vol.29, 30 (1958)