

$M_{f,0} < 1$  unter Vernachlässigung der inneren Reibung berechneten Strukturen haben also in Wirklichkeit eine geringfügig größere Breite.

Erfolgt andererseits der Stoßübergang in einem Gas mit kleinerer Einstellzeit für das Ionisationsgleichgewicht, so wird der Anteil des Reaktionsglieds kleiner. Weil dann  $dv/dx$  größer werden muß, wird der Übergang enger. Die Verteilung von  $\Delta s$  auf die beiden Glieder in Gl. (50) ist allerdings wegen der Kopplung von  $dv/dx$  und der Differenz ( $\alpha_g - \alpha$ ) nicht sehr empfindlich gegenüber der Abänderung von Viskosität und Einstellzeit.

Ein wesentliches Ergebnis der durchgeführten Untersuchungen ist, daß bei großen MACH-Zahlen  $M_0$  die Gleichgewichtseinstellung der Reaktion so schnell erfolgt, daß die Aufspaltung des Stoßübergangs in zwei getrennte Zonen (Hauptstoß und Relaxations-

gebiet) nicht mehr zulässig ist, vgl. Abb. 11 und 12. Weil nunmehr die dissipativen Mechanismen gleichzeitig ablaufen, wird der Begriff „Relaxation“ fragwürdig. Bezuglich der Entropieerzeugung kann ohnehin auf diesen Begriff verzichtet werden. Die Reaktion bedeutet einen der inneren Reibung oder Wärmeleitung äquivalenten Dissipationseffekt, der eben verhältnismäßig große Stoßdicken liefert. Aus Gl. (50) geht hervor, daß beim Zusammenwirken mehrerer Dissipationseffekte auch hier die resultierende Stoßdicke größer ist als die größte von einem einzelnen Effekt erzeugte.

Herrn Prof. K. H. HöCKER danke ich für die Ermöglichung der Arbeit im Rahmen des Instituts für Hochtemperaturforschung und sein förderndes Interesse an der vorliegenden Untersuchung, Herrn H. J. KAEPPELER für Anregungen und klärende Diskussionen.

## Mikrowellenmessungen an T-Rohren

Von H. KLINGENBERG

Aus dem Ernst-Mach-Institut, Freiburg im Breisgau  
(Z. Naturforsch. 18 a, 1331—1338 [1963]; eingegangen am 25. September 1963)

Mit 3 cm-Mikrowellenverfahren wurden die Plasmafrontgeschwindigkeit und die relative Reichweite der Vorionisation in Abhängigkeit vom Druck in zwei T-Rohren gemessen, deren Innendurchmesser sich um den Faktor 4 unterscheiden. Die Geschwindigkeitsmessung kann infolge des störenden Einflusses der Vorionisation erst nach einer druckabhängigen Laufstrecke der Plasmafront beginnen.

Die von der Plasmafront reflektierte Leistung läßt sich nicht ohne weiteres mit diesen Verfahren bestimmen.

Ein Vergleich der an beiden Rohren ermittelten Daten ergibt Beziehungen zwischen den Parametern: Druck, Spannung und Innendurchmesser der T-Rohre, die es gestatten, in den beiden Rohren qualitativ gleiche Verhältnisse zu erzeugen. Aus diesen Beziehungen konnten Gleichungen abgeleitet werden, die die Abhängigkeit der Plasmafrontgeschwindigkeit und der Wirkung der Vorionisation von den Parametern beschreiben. Die experimentellen Ergebnisse sprechen für die Richtigkeit der abgeleiteten Formeln.

Thema einer früheren Arbeit<sup>1</sup> war die Messung der Plasmafrontgeschwindigkeit in einem T-Rohr mit einer 3 cm-Mikrowellenapparatur. Dazu wurde über das T-Rohr aus Pyrexglas ein zylindrischer Metallhohlleiter geschoben. Infolge des DOPPLER-Effektes erhielt man eine Differenzfrequenz als ein Maß für die Geschwindigkeit. Allerdings wirkte sich eine Vorionisation des Gases störend aus, so daß die Geschwindigkeit erst in größerer Entfernung von der Entladungsstrecke bestimmt werden konnte. Der

Nachweis dieser Vorionisation war andererseits ein interessantes Nebenergebnis.

Die vorliegende Arbeit behandelt Messungen mit dieser Anordnung, die an einem T-Rohr größerer Länge und an einer anderen Entladungsbatterie wiederholt wurden. In dem interessierenden Druckbereich von 0,5 bis 50 Torr leuchtet nämlich die Plasmafront nach einer druckabhängigen Laufstrecke nicht mehr, so daß Trommelkamera und Multiplier als Diagnostikmittel versagen.

Weiterhin wurde untersucht, ob sich durch Messung der reflektierten Leistung die Elektronendichte des vorionisierten Gases bestimmen läßt.

<sup>1</sup> H. KLINGENBERG u. E. MEDER, Z. Naturforsch. 18 a, 459 [1963].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

Ferner wurde das Meßprinzip bei einem T-Rohr mit wesentlich größerem Durchmesser angewandt, und die Ergebnisse verglichen.

## 1. Messungen am kleinen T-Rohr. $D_i = 1,7 \text{ cm}$

### 1.1 Aufbau der Meßapparatur

Eine schematische Darstellung der Entladungsapparatur zeigt Abb. 1. Die Messungen wurden bei 10 kV durchgeführt, d. h. bei einer Energie von 160 Joule. Die Entladungsfrequenz betrug etwa 140 kHz. Füllgas war Luft. Die Anordnung hat folgende Abmessungen:

Innendurchmesser des Metallrohres: 2 cm; Außen-durchmesser des Glasrohres: 1,98 cm; Innendurchmes-ser des Glasrohres: 1,7 cm; Länge des Glasrohres bis zum Anfang des Abschlußkeils: 82 cm. Das Blockschema der Mikrowellenapparatur ist in Anm.<sup>1</sup>, Abb. 3, gezeigt.

Es wurde bei 9,3 GHz gemessen.  $A/2$  ist dann gleich 3,2 cm. Der Oszilloskop wurde stets von einem induktiv abgezweigten Teil der Entladespannung getriggert. Der wesentliche Teil der Mikrowellenapparatur befand sich in einer Abschirmkabine.

### 1.2 Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessungen

Mit den Mikrowellen kann man die Existenz einer Plasmafront auch dann noch nachweisen, wenn das Leuchten abgeklungen ist. Abb. 2 zeigt Beispiele aus einer großen Zahl von Oszillosogrammen.

Für die ersten 30  $\mu\text{s}$  macht sich der störende Einfluß der Vorionisation bemerkbar, siehe<sup>1</sup>. Die Differenzfrequenz setzt erst dann ein, wenn die Plasmafront über das vorionisierte Gebiet hinausgelaufen ist.

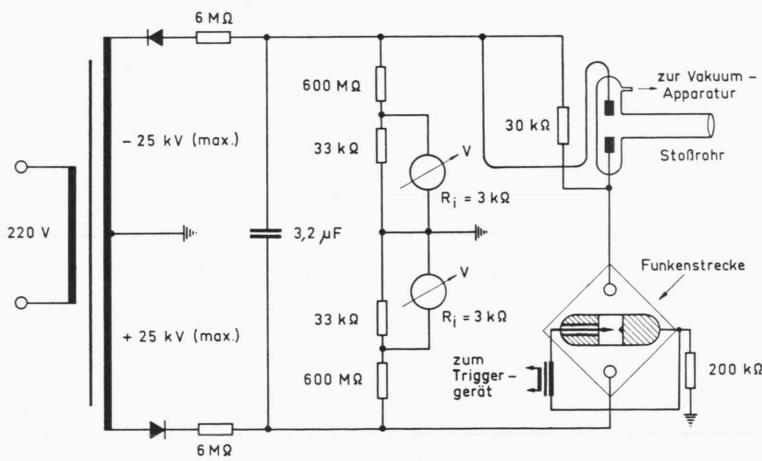


Abb. 1. Entladungsapparatur.

Für 0,5 Torr (Abb. 2 a) reflektiert die Plasma-front, bis sie das Ende des Rohres erreicht hat, nicht dagegen für 1 Torr (Abb. 2 b), wie aus der Anzahl der Maxima hervorgeht. Den örtlichen Beginn der Differenzfrequenz erhält man aus dem Vergleich des zeitlichen Beginns mit Trommelkameraaufnahmen, z. B. für 0,5 Torr 29 cm, vgl.<sup>1</sup>.

Die Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessungen sind als Mittelwerte in der Abb. 3 bzw. Abb. 4 im Weg-Zeit-Diagramm bzw. im Geschwindigkeitsdia-gramm zusammengefaßt. Vergleichende Trommel-kamera- und Multiplierverte sind im Weg-Zeit-Dia-gramm nur für 0,5 Torr eingetragen. Die Geschwin-digkeitswerte (Abb. 4) berechnen sich aus den Mikrowellenwerten. Die Genauigkeit der Weg-Zeit-Bestimmung liegt bei etwa 10 bis 15%, vgl.<sup>1</sup>.

Auf Grund früherer Ergebnisse<sup>2</sup> muß die Plasma-front als Kontaktfront angesehen werden. Diese Front hat also trotz der auf KERR-Zellenaufnahmen<sup>2</sup> erkennbaren zerrissenen Struktur bis herab zu einer geringen Geschwindigkeit eine definierte Gestalt derart, daß die Mikrowellen reflektiert werden.

Die Geschwindigkeit der Kontaktfront sinkt bei höheren Drücken schnell auf Null ab.

Die Auswirkung der Vorionisation bestimmt den zeitlichen und örtlichen Beginn der Differenzfre-quenz<sup>1</sup> und damit die untere Grenze für den Be-reich, in dem die Mikrowellenmethode für das vor-liegende T-Rohr vorteilhaft angewendet werden kann. Das veranschaulicht Abb. 5.

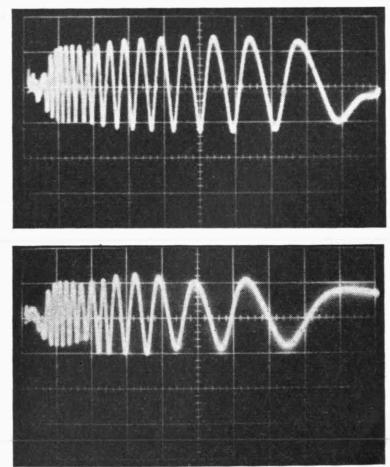


Abb. 2. Mikrowellensignal. Mikrowellen-frequenz 9,3 GHz. 50  $\mu\text{s}/\text{cm}$ . a) 0,5 Torr; b) 1 Torr.

<sup>2</sup> P. JEANMAIRE, H. KLINGENBERG u. H. REICHENBACH, Z. Naturforschg. **18a**, 318 [1963].

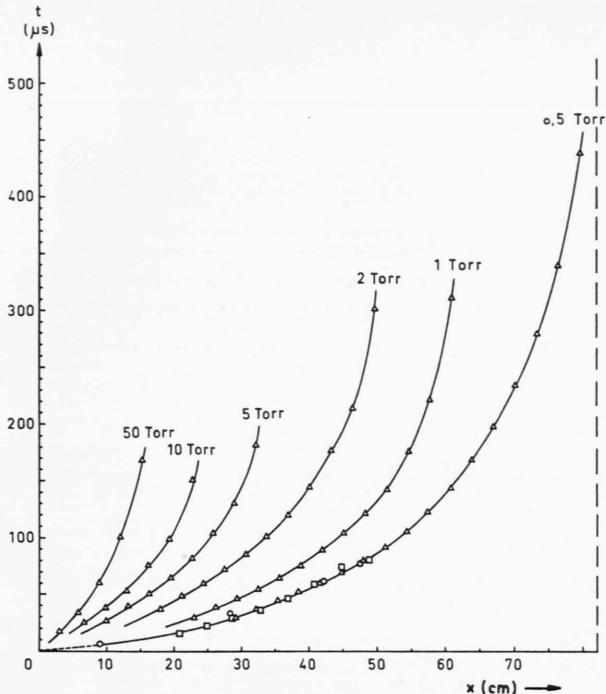


Abb. 3. Weg-Zeit-Kurven aus Mittelwerten der Mikrowellen-, Multiplierv- und Trommelkameramessungen. Mikrowellenwerte:  $\Delta$ ; Multipliervwerte:  $\circ$ ; Trommelkamerawerte:  $\square$ . Die gestrichelte vertikale Linie gibt das Ende des Rohres an.

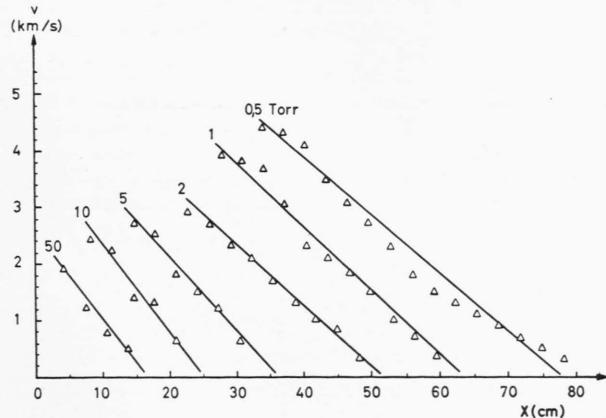


Abb. 4. Mittelwerte der Geschwindigkeiten aus Mikrowellenwerten.

Der schraffierte Bereich ist der Meßbereich. Die linke Begrenzungskurve gibt den örtlichen Beginn  $x_D$  der Differenzfrequenz und damit den Einfluß der Vorionisation. Die rechte Kurve ergibt den Ort, bei dem eine definierte Reflexion aufhört.

Bei höherer bzw. niedrigerer Mikrowellenfrequenz würde sich (wenn man einmal von den technischen

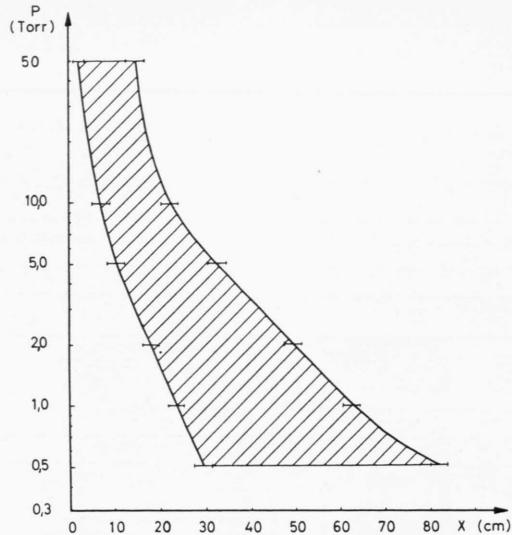


Abb. 5. Meßbereich der 3 cm-Mikrowellenapparatur.

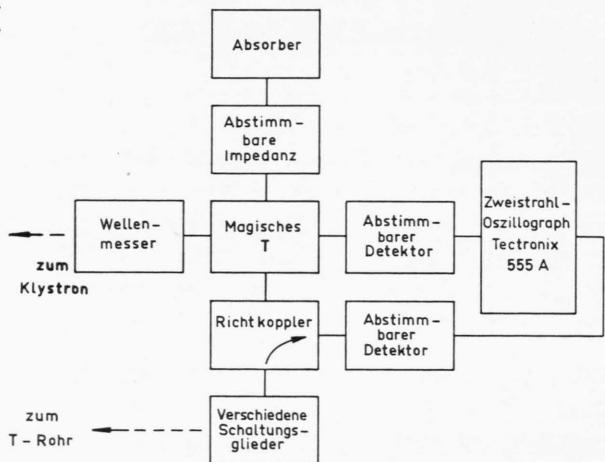


Abb. 6. Mikrowellenapparatur zur Reflektions- und Differenzfrequenzmessung.

Schwierigkeiten absieht) der ganze Bereich nach links bzw. nach rechts verschieben.

### 1.3 Messung der reflektierten Mikrowellenenergie

Die vorliegenden Ergebnisse zeigen, daß das vorionisierte Gas besonders bei niederen Drücken einen Teil der Mikrowellenenergie reflektiert. Der Reflek-

tionskoeffizient ist aber ein Maß für die Elektronendichte.

Um die reflektierte Leistung zu messen, wurde die Schaltung gemäß Abb. 6 gewählt. Zusätzlich zur früheren Schaltung (Abb. 3 von Anm. <sup>1</sup>) wurde ein Richtkoppler eingeführt, der einen Teil der reflektierten Leistung abzweigt. Die am Detektor abgegriffene Spannung ist von der Phase der reflektierten Welle unabhängig.

Abb. 7 zeigt als Beispiel Oszillogramme (mit den Nulllinien) für 0,7 Torr.

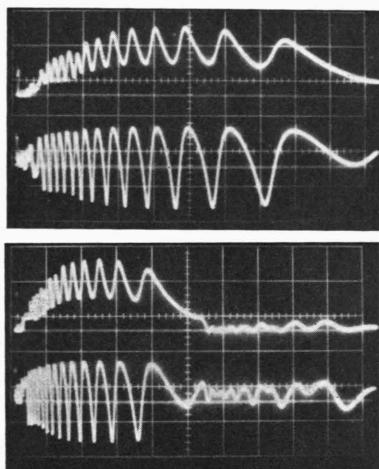


Abb. 7. Mikrowellenfrequenz 9,3 GHz, 0,7 Torr. Oberer Strahl: Reflektierte Leistung. Unterer Strahl: Differenzfrequenz.  
a) 50  $\mu$ s/cm; b) 100  $\mu$ s/cm.

Überraschenderweise ist die reflektierte Leistung mit der Differenzfrequenz moduliert. Da eine Phasenabhängigkeit ausscheidet, wird offenbar je nach Stellung des Plasmastempels ein anderer Teil der auftretenden Leistung in den Raum zwischen Plasma und Metallwand überführt, weitergeleitet und am Anfang des Metallrohres in den freien Raum abgestrahlt, so daß die Amplitude der reflektierten Leistung je nach Stellung des Plasmastempels verändert und mit der Differenzfrequenz moduliert wird. Plasmastempel, Glas- und Metallrohr verhalten sich vermutlich wie ein Hohlleiter mit zweifach zusammenhängendem Querschnitt, in dem auch LECHER-Wellen existieren können.

Dieses Verhalten wurde experimentell nachgeprüft. Dazu wurde das T-Rohr durch ein Pyrexglasrohr mit den gleichen Dimensionen und das Plasma durch einen Messingvollzyylinder mit entsprechendem Querschnitt und einer Länge von 10 cm ersetzt. Am Anfang des Metallhohlleiters bzw. des hineingeschobenen Glasrohres wurde ein Hornstrahler aufgebaut,

der den größten Teil der abgestrahlten Energie auffangen sollte. Die übrige Schaltung blieb gemäß Abb. 6 unverändert.

Die vom Hornstrahler aufgefangene Leistung änderte sich tatsächlich mit der Entfernung des Zylinders vom Rohranfang und periodisch mit dem Verschieben des Zylinders um  $\Lambda/2$ . Für die Bestimmung der Elektronendichte des vorionisierten Gases ist dieses Verfahren also nicht geeignet.

## 2. Messungen am großen T-Rohr. $D_i = 7$ cm

### 2.1 Aufbau der Meßapparatur

Für weitere Messungen wurde ein T-Rohr aus Pyrexglas angefertigt, dessen Innendurchmesser mit 7 cm etwa um den Faktor 4 größer ist als der des kleinen Rohres. Zur Bestimmung der Plasmafrontgeschwindigkeiten und der Reichweite der Vorionisation wurden auch hier sowohl Trommelkamera- als auch Mikrowellenmessungen durchgeführt.

Eine relative Aussage über die Reichweite der Vorionisation erhält man wieder durch den örtlichen Beginn  $x_D$  der Differenzfrequenz.  $x_D$  wird wie oben durch Vergleich des zeitlichen Beginns der Differenzfrequenz mit den Trommelkameramessungen gewonnen. Für geringe Drücke werden die Mikrowellen von der Plasmafront noch am Ende des Rohres reflektiert. In diesem Falle kann  $x_D$  auch durch Rückwärtsrechnen der Wegstrecke aus den Extrema der Differenzfrequenz bestimmt und damit nachgeprüft werden.

Für die Messungen wurde die in Abb. 1 gezeigte Entladungsapparatur benutzt. Füllgas war ebenfalls Luft. Die Entladungsfrequenz betrug etwa 120 kHz, die Entladungsenergie 160 Joule (d. h.  $U = 10$  kV).

Das T-Rohr aus Pyrexglas hat einen Innendurchmesser von 7 cm, eine Wandstärke von 0,5 cm und eine Länge von 35 cm. Infolge der dickeren Wand hat der Rückleiter einen Abstand von 2,5 cm von der Elektrodenmitte (gegenüber 1,5 cm beim kleineren Rohr). Der gegenseitige Abstand der Elektroden beträgt 3,8 cm (gegenüber 1,7 cm beim kleinen Rohr).

Die Apparatur zur Messung der Differenzfrequenz wurde gemäß Anm. <sup>1</sup> beibehalten. Den Abschluß bildete aber ein selbstgebauter Hornstrahler mit einer Maulöffnung von 8 cm in der  $E$ -Ebene und von 9 cm in der  $H$ -Ebene und einer Kantenlänge von etwa 10 cm. Die  $H$ -Ebene lag parallel zu den Elektroden. Die Anordnung zeigt Abb. 8.

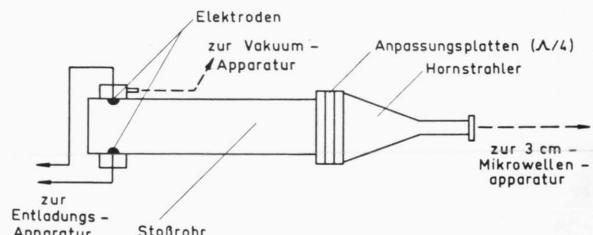
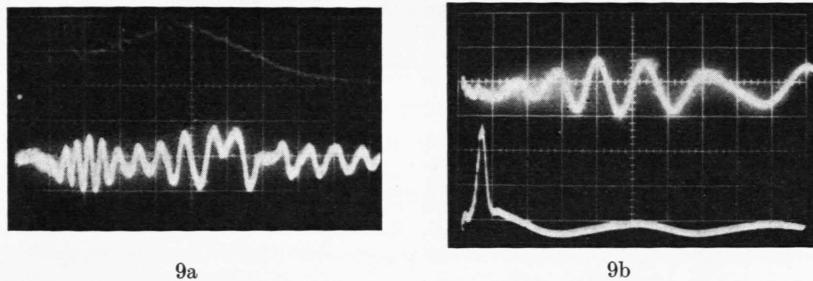


Abb. 8. T-Rohr mit Abschlußplatten und Hornstrahler.



9a

9b

## 2.2 Durchführung und Ergebnisse der Messungen

Nach Trommelkameraaufnahmen wurden die Differenzfrequenzen gemessen. Abb. 9 zeigt Beispiele von vielen Oszillosrogrammen. Hier zeigt ein Multiplier jeweils nur das Glasleuchten. Darauf soll in diesem Zusammenhang nicht weiter eingegangen werden. Die Differenzfrequenz ist gut zu erkennen. Sie beginnt erwartungsgemäß erst nach einer gewissen Zeit, d. h. die Vorionisation des Gases macht sich bemerkbar (s. o.). Für 0,5 Torr (Abb. 9 a) erreicht die Plasmafront das Rohrende nach etwa  $110 \mu\text{s}$  (backenzahnartige Struktur).

Die Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessungen sind als Mittelwerte in Abb. 10 bzw. 11 als Weg-

Zeit-Diagramm bzw. als Geschwindigkeitsdiagramm zusammengefaßt. Die Genauigkeit liegt wieder bei 10 bis 15%. Die Mikrowellenwerte haben mitunter ungleiche Abstände, da die Abzählung bei verschiedenen Extrema begonnen wurde. Die Geschwindigkeiten wurden aus den Kurven der Abb. 10 berechnet.

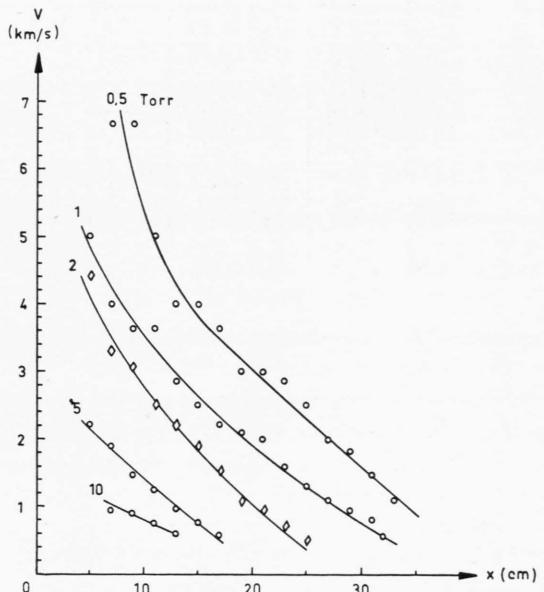


Abb. 11. Mittelwerte der Geschwindigkeiten, berechnet aus den Kurven der Abb. 10.

## 2.3 Messung der reflektierten Leistung

Mit der in 1.3 beschriebenen Anordnung (Abb. 6) wurden auch am großen Rohr einige Reflektionsmessungen durchgeführt, allerdings bei 17 kV, d. h. der dreifachen Energie, Abb. 12 zeigt zwei Beispiele.

Auch hier ist die reflektierte Leistung mit der Differenzfrequenz moduliert. Die überlagerte Differenz-

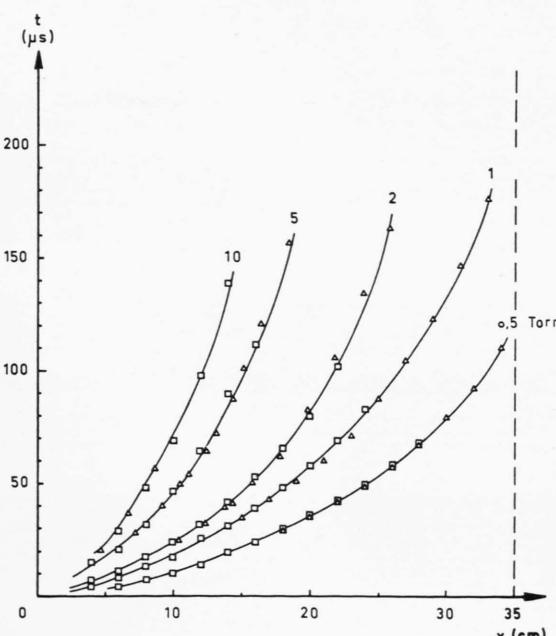
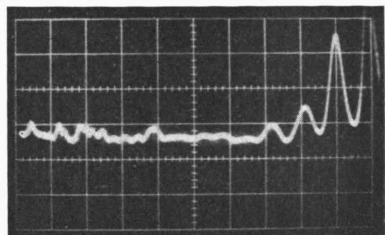
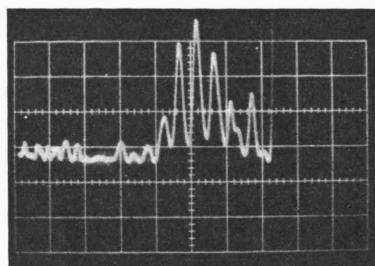


Abb. 10. Weg-Zeit-Kurven aus Mittelwerten von Trommelkamera- und Mikrowellenmessungen. Trommelkamerawerte: □; Mikrowellenwerte: △. Die gestrichelte, vertikale Linie gibt das Ende des Rohres an.

Abb. 9. Mikrowellen- und Multipliersignale. Mikrowellenfrequenz 8,5 GHz. a) 0,5 Torr; oberer Strahl: Multipliersignal. Abstand Multiplier—Entladungsstrecke 2,5 cm. 0,2  $\mu\text{s}/\text{cm}$ , 0,5 V/cm; unterer Strahl: Mikrowellensignal. 20  $\mu\text{s}/\text{cm}$ . b) 5 Torr; oberer Strahl: Mikrowellensignal. 10  $\mu\text{s}/\text{cm}$ . Unterer Strahl: Multipliersignal. Abstand 2,5 cm. 2  $\mu\text{s}/\text{cm}$ , 0,5 V/cm.



12a



12b

Abb. 12. Reflektierte Leistung. 17 kV, 0,5 Torr. Mikrowellenfrequenz 9 GHz.  
a) 5  $\mu\text{s}/\text{cm}$ ; b) 10  $\mu\text{s}/\text{cm}$ .

frequenz gestattet durch Vergleich des zeitlichen Beginns mit Trommelkameraaufnahmen eine Bestimmung von  $x_D$ , die bei geringen Drucken wieder durch Rückwärtsrechnen nachgeprüft werden kann, vgl. Abb. 12 b.

Diese  $x_D$ -Werte zeigt Tab. 1 zusammen mit den entsprechenden Werten für 10 kV.

$p$ (Torr)	$U = 17 \text{ kV}$	$U = 10 \text{ kV}$	Faktor $x_{D17} : x_{D10}$
	$x_D$ (cm)	$x_D$ (cm)	
0,5	$26 \pm 2$	$18 \pm 1$	$1,45 + 0,2$ — 0,19
1	$21 \pm 2$	$14 \pm 1$	$1,5 + 0,25$ — 0,23
2	$17 \pm 2$	$10 \pm 1$	$1,7 + 0,4$ — 0,34
5	$12 \pm 2$	$6 \pm 1$	$2 + 0,8$ — 0,57

Tab. 1.

Bei einer Erhöhung der Spannung um den Faktor 1,7 vergrößern sich die  $x_D$ -Werte ungefähr um den gleichen Faktor. Diese Ergebnisse deuten darauf hin, daß sich die relative Wirkung der Vorionisation etwa linear mit der Spannung ändert.

### 3. Vergleich der Meßergebnisse des kleinen und großen T-Rohres

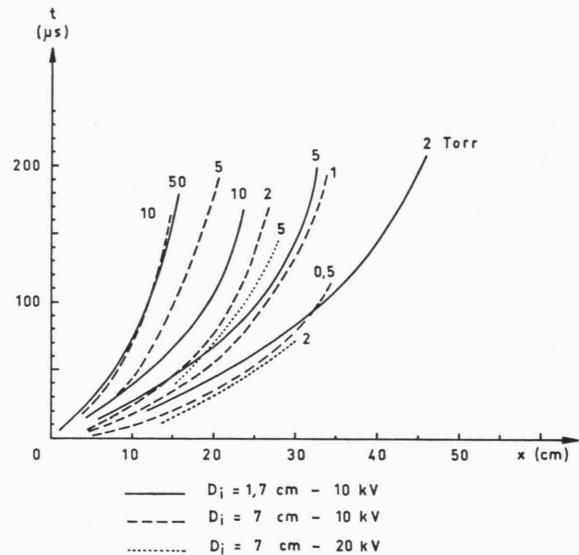
#### 3.1 Allgemeines

Vergleicht man die Meßergebnisse beider Rohre, so stellt sich die Frage, ob es möglich ist, bei geeigneter Wahl der Parameter Druck und Spannung für die verschiedenen Rohrdurchmesser etwa gleiche Verhältnisse zu erzeugen. Dafür sollen im folgenden als Kriterien a) der Geschwindigkeitsverlauf der Plasmafront und b) die Wirkung der Vorionisation, d. h.  $x_D$  herangezogen werden.

#### 3.2 Vergleich bei konstanter Spannung

##### 3.2.1 Geschwindigkeitsablauf

Zum Vergleich sind in Abb. 13 die Weg-Zeit-Diagramme für beide Rohre dargestellt. Darüber hinaus sind für zwei Drucke Kurven aus Trommelkamerawerten eingezeichnet, vgl. 3.3.

Abb. 13. Weg-Zeit-Diagramm.  $D_i$  = Innendurchmesser.

Näherungsweise erhält man den gleichen Kurvenverlauf, wenn man den Druck um den Faktor 4 verringert bzw. erhöht, um den sich die Rohrdurchmesser unterscheiden, wenn also das Produkt aus Druck und Durchmesser konstant ist:

$$p \cdot D_i = \text{const} \quad \text{oder} \\ D_i/l = \text{const} \quad (l = \text{freie Weglänge}).$$

##### 3.2.2 Einfluß der Vorionisation

Die Beziehung  $p \cdot D_i = \text{const}$  wird nun hinsichtlich der Wirkung der Vorionisation geprüft. Dabei muß man voraussetzen, daß die Meßanordnung keinen

Einfluß auf die Vorionisation hat. Abb. 14 zeigt die  $x_D$ -Werte der beiden Rohre in Abhängigkeit von  $p \cdot D_i$ .

Die Bedingung  $p \cdot D_i = \text{const}$  ist also auch hier näherungsweise erfüllt.

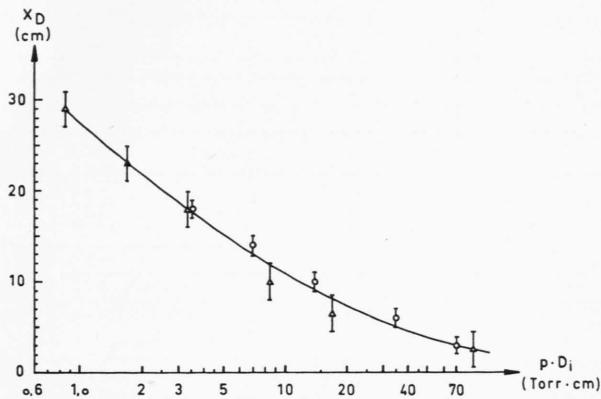


Abb. 14.  $x_D$  für beide Rohrdurchmesser über  $p \cdot D_i$ .  
△ für  $D_i = 1.7 \text{ cm}$ . ○ für  $D_i = 7 \text{ cm}$ .

### 3.3 Vergleich bei konstantem Druck

#### 3.3.1 Geschwindigkeitsablauf

Die in Abb. 13 punktiert eingezeichneten Kurven für 20 kV deuten darauf hin, daß man für das große Rohr bei gleichem Druck, aber 4-facher Energie (bzw. doppelter Spannung) ebenfalls gleiche Verhältnisse erreicht. Das würde bedeuten, daß der Quotient aus Durchmesser und Energie (bzw. Quadrat der Spannung) konstant bleiben muß.

$$D_i/E = \text{const} \quad \text{bzw.}$$

$$D_i/U^2 = \text{const.}$$

#### 3.3.2 Einfluß der Vorionisation

Die Änderung der Wirkung der Vorionisation mit der Spannung ist unter 2.3 am großen Rohr untersucht worden. Die Werte beziehen sich allerdings auf 17 kV, d. h. auf die dreifache Energie. Um wieder den Faktor 4 zu erhalten, extrapoliert man diese Werte nach der dort angegebenen Beziehung  $x_D \sim U$  auf 20 kV und erhält die Werte der Tab. 2.

	$D_i = 7 \text{ cm}; 20 \text{ kV}$	$D_i = 1.7 \text{ cm}; 10 \text{ kV}$
Druck (Torr)	$x_D$ (cm)	$x_D$ (cm)
0,5	$30,6 \pm 2,5$	$29 \pm 2$
1	$24,7 \pm 2,5$	$23 \pm 2$
2	$20,0 \pm 2,5$	$18 \pm 2$
5	$14,0 \pm 2,5$	$10 \pm 2$

Tab. 2.

Der Vergleich zeigt eine überraschende Übereinstimmung innerhalb der Streubreite und bestätigt den vermuteten Zusammenhang  $D_i/U^2 = \text{const.}$

### 4. Folgerungen

Aus den experimentell gefundenen Beziehungen

$$p \cdot D_i = \text{const} \quad \text{für } U = \text{const} \quad (1)$$

$$\text{und } D_i/U^2 = \text{const} \quad \text{für } p = \text{const} \quad (2)$$

folgt die Beziehung

$$p \cdot U^2 = \text{const} \quad \text{für } D_i = \text{const}, \quad (3)$$

d. h. für dasselbe Rohr erhält man gleiche Verhältnisse, wenn das Produkt aus Druck und Energie (bzw. Quadrat der Spannung) konstant bleibt.

Gelten die Gln. (1), (2) und (3), dann kann man die Vorgänge in den Rohren berechnen. Beispielsweise konnte man in 2.3 aus Meßergebnissen für zwei verschiedene Spannungswerte am großen Rohr auf folgende Beziehung schließen:

$$x_D \sim U \quad \text{für } p = \text{const} \text{ und } D_i = \text{const}. \quad (4)$$

Aus (3) und (4) würde aber folgen:

$$x_D \sim 1/\sqrt{p} \quad \text{für } U = \text{const} \text{ und } D_i = \text{const} \quad (5)$$

und aus (5) und (1) :

$$x_D \sim 1/\sqrt{D_i} \quad \text{für } U = \text{const} \text{ und } p = \text{const}. \quad (6)$$

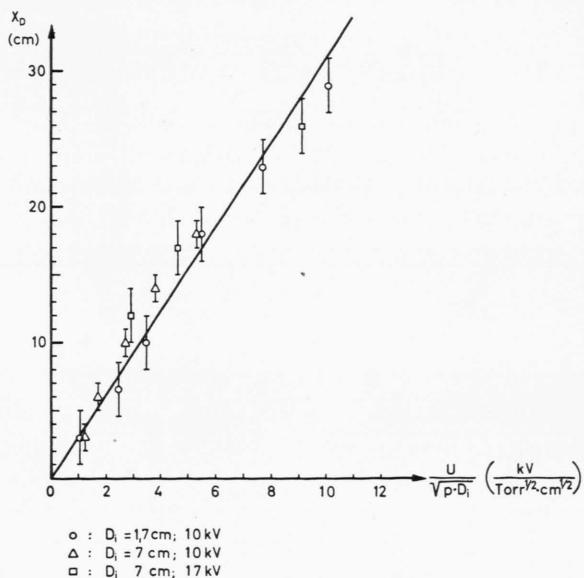


Abb. 15.  $x_D$  in Abhängigkeit von den Parametern.

Zusammengefaßt würde sich das Gesetz ergeben:

$$x_D = A \cdot U / \sqrt{p \cdot D_i} . \quad (7)$$

(7) kann mit den experimentell ermittelten Werten  $x_D$  nachgeprüft werden, s. Abb. 15.

Wenn man berücksichtigt, daß  $U$  und  $p$  ebenfalls mit einem Fehler behaftet sind, dann kann man die Beziehung (7) als bestätigt ansehen. Insbesondere ist auch (3) bestätigt. Der Abb. 15 kann der Wert für die Proportionalitätskonstante  $A$  entnommen werden:

$$A = 3 \text{ Torr}^{1/2} \text{ cm}^{3/2} \text{ kV}^{-1} .$$

Es liegt nahe, für das Verhalten der Plasmafront eine entsprechende Abhängigkeit zu vermuten. Im Fall der Vorionisation wurde die Reichweite  $x_D$ , also eine variable Entfernung gemessen. Berechnet man auf ähnliche Weise die Entfernung  $x_S$ , in der die Plasmafront bei verschiedenen Drücken gleiche Geschwindigkeiten erreicht, so müßte sich diese variable Entfernung wieder ausdrücken lassen durch:

$$x_S = B(v) \cdot U / \sqrt{p \cdot D_i} , \quad v = \text{Parameter} \quad (8)$$

Der Verlauf der Kurven in den Abb. 4 und 11 deutet an, daß

$$B(v) = -b_1 v + b_2 , \quad b_1, b_2 = \text{const.} \quad (9)$$

Das würde bedeuten, daß

$$v = -\frac{1}{b_1} \frac{\sqrt{p D_i}}{U} x + \frac{b_2}{b_1} \quad (10)$$

bzw.

$$v = -c_1 \frac{\sqrt{p D_i}}{U} x + c_2 ; \quad c_1, c_2 = \text{const.} \quad (11)$$

(11) kann mit den experimentell ermittelten Werten  $v$  (aus Abb. 4 und 11) nachgeprüft werden. Abb. 16 zeigt die aus den Abb. 4 und 11 für verschiedene  $D_i$ ,  $p$  und  $x$  gewonnenen Mittelwerte.

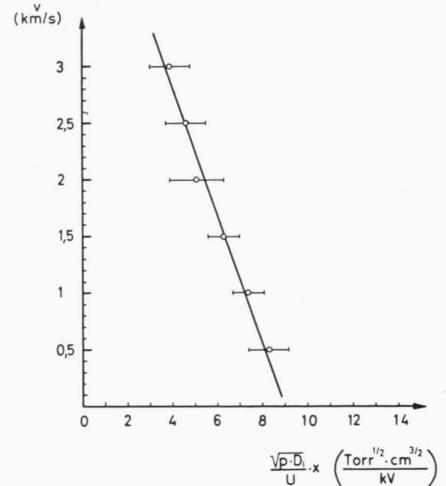


Abb. 16. Plasmafrontgeschwindigkeit  $v$  in Abhängigkeit von den Parametern.

Der Verlauf der Kurve in Abb. 16 bestätigt die Beziehung (11). Für  $c_1$  und  $c_2$  erhält man daraus:

$$c_1 = 0,5 \left( \frac{\text{km}}{\text{s}} \frac{\text{kV}}{\text{Torr}^{1/2} \text{cm}^{3/2}} \right) ,$$

$$c_2 = 5 \text{ (km/s)} .$$

Aus (11) folgt mit  $v = dx/dt$ :

$$x = \frac{c_2}{c_1} \frac{U}{\sqrt{p D_i}} \left( 1 - \frac{1}{c_2} \exp \left\{ -c_1 \frac{\sqrt{p D_i}}{U} \right\} \right) . \quad (12)$$

Auf Grund der Symmetrie der Formeln liegt es nahe, auch für  $n_e$  (die Elektronendichte des vorionisierten Gases) eine entsprechende Abhängigkeit von den Parametern zu vermuten:

$$n_e = -f_1 \frac{\sqrt{p D_i}}{U} x + f_2 ; \quad f_1, f_2 = \text{const.} \quad (13)$$

Bestätigende Messungen stehen dafür noch aus.

Ich danke Frl. E. MEDER für ihre Mitarbeit zum Abschnitt 1 und für ihre Mithilfe bei den Messungen. Herrn Prof. Dr.-Ing. H. SCHARDIN und Herrn Dr. H. REICHENBACH danke ich für die freundliche Unterstützung.