

nung festgelegt, daß sowohl der Wellenwiderstand als auch die Beschleunigung und die Stärke des magnetischen Kolbens konstant seien. Die Induktivität pro Längeneinheit sowie die Kapazität pro Längeneinheit nehmen dann mit der Wegstrecke x wie $x^{-1/2}$ ab, der Spulenradius r wie $x^{-1/4}$.

Infolge von Dispersion und gegenseitigen Kopplungen der einzelnen Spulenelemente verflacht die Wellenfront im Laufe der Fortpflanzung. Modellversuche und Rechnungen zeigen, daß es nicht sinnvoll ist, den Abstand der Windungen und der Kondensatorabgriffe kleiner als den Spulenradius zu machen. Der Spannungs- und Magnetfeld-Anstieg ist dann am Spulenende über einen Bereich von etwa einem Spulendurchmesser verschmiert⁵.

Bei einer Spannung von 25 kV und einem Feld $B_{\max} = 3$ kGauß wäre eine Beschleunigung von etwa 10^{15} H-Ionen/cm² auf $8 \cdot 10^7$ cm/s möglich. Vorausgesetzt ist, daß die Leitfähigkeit des Plasmoids ge-

nügend hoch ist, so daß während der Beschleunigungszeit keine wesentliche Felddiffusion stattfindet (Elektronentemperatur ~ 10 eV). Dabei werden Verluste und Stabilität nicht berücksichtigt.

Die beschriebenen Experimente zeigen, daß diese Elektronentemperaturen erreicht werden, daß aber immer eingefangene Felder im Plasmoid vorhanden sind, die Verlustmechanismus und Stabilität beeinflussen werden.

Wir danken Herrn Prof. Dr. W. Fucks für die Unterstützung dieser Arbeit und für sein reges Interesse. Herrn Dr. H. L. JORDAN möchten wir für fruchtbare Anregungen und Diskussionen danken. — Ebenso danken wir Herrn Dr. F. WAELBROECK und seinen Mitarbeitern aus der Groupe de Recherches de l'Association EURATOM-CEA, Fontenay-aux-Roses, für wertvolle Diskussionen. — Herrn W. CARDUCK und Herrn J. RÜCKRIEM sind wir für die Hilfe beim Aufbau der Apparaturen und bei den Messungen zu Dank verpflichtet.

Messungen an einer im T-Rohr laufenden Plasmafront mit Hilfe von 3 cm-Mikrowellen

Von HORST KLINGENBERG und ELISABETH MEDER

(Z. Naturforsch. 18 a, 459—465 [1963]; eingegangen am 17. Januar 1963)

Zur Geschwindigkeitsmessung der Plasmafront in einem hydromagnetischen T-Rohr aus Glas diente eine 3 cm-Mikrowellenapparatur. Dazu wurde über das Glasrohr ein zylindrischer Metallhohlleiter geschoben. Die an der laufenden Plasmafront reflektierten elektromagnetischen Wellen sind infolge des DOPPLER-Effektes frequenzverschoben. Sie werden den Wellen mit der ursprünglichen Frequenz überlagert. Die resultierende, mit einem Oszilloskop aufgezeichnete Differenzfrequenz ist ein Maß für die Geschwindigkeit. Allerdings wirkt sich bei den Mikrowellenmessungen eine Vorionisation des Gases im T-Rohr sehr störend aus, so daß die Geschwindigkeit erst in größerer Entfernung von der Entladungsstrecke bestimmt werden kann. Andererseits ist der Nachweis dieser Vorionisation ein sehr interessantes Nebenergebnis.

Eine der wichtigsten Größen zur Untersuchung der Vorgänge in einem hydromagnetischen Stoßrohr (T-Rohr) ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Plasmas. Eine Möglichkeit zur Messung dieser Größe besteht darin, die Reflexion von Mikrowellen an einer Plasmafront auszunützen. Die durch den DOPPLER-Effekt hervorgerufene Frequenzverschiebung ist ein Maß für die Geschwindigkeit. Bekanntlich verhält sich ein homogenes unendlich ausgedehntes Plasma wie ein Hochpaß¹ mit der Grenzfrequenz $f_p = 8974 \sqrt{n}$ (n = Elektronendichte).

Trifft auf eine Plasmafront hoher Dichte eine elektromagnetische Welle, deren Frequenz kleiner ist als die entsprechende Plasmafrequenz f_p , so wird die Welle praktisch total reflektiert, weil im Plasma keine Ausbreitung möglich ist. Für endlich ausgedehnte Plasmen gelten qualitativ die gleichen Überlegungen. Bei 10 GHz (x-Band) tritt also Reflexion auf, wenn die Elektronendichte größer ist als einige 10^{12} . Das trifft hier auf die praktisch vorkommenden Fälle zu.

Den Zusammenhang zwischen der Frequenzverschiebung Δf und der Plasmafrontgeschwindigkeit v erhält man aus zweimaliger Anwendung des DOPP-

¹ R. F. WHITMER, Microwave J. Febr. 1959, S. 17 u. März 1959, S. 47.



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.

LER-Effektes. Unter der Annahme geringer Dispersion ergibt sich

$$\Delta f = 2 v / \Lambda,$$

Λ : Wellenlänge im Medium vor der Plasmafront.

1. Führung der Mikrowellen im Stoßrohr

Um die Mikrowellen an die Plasmafront heranzuführen, wurde über das Stoßrohr aus Pyrexglas ein Metallrohr geschoben. Man erhält einen geschichteten Hohlleiter. Diese Anordnung hat eventuell den Nachteil, daß die Metallverkleidung des Stoßrohrs den Bewegungsablauf des Plasmas ändert. Vergleichende Trommelkamera-Aufnahmen mit und ohne Metallrohr zeigten jedoch keine meßbare Änderung des Ablaufs.

Zur Berechnung der Fortpflanzungskonstanten und der Grenzwellenlänge des geschichteten Hohlleiters muß man die MAXWELLSchen Gleichungen mit den entsprechenden Randbedingungen lösen². Darauf wird hier wegen der mathematischen Schwierigkeiten verzichtet.

Um eine definierte Geschwindigkeitsmessung zu ermöglichen, darf sich im geschichteten Hohlleiter nur die Grundwelle, die H_{11} -Welle, ausbreiten, weil mehrere Wellen nach der Formel $\Delta f = 2 v / \Lambda$ verschiedene Differenzfrequenzen ergeben würden, die sich alle überlagern. Man muß also ein Glasrohr mit geeignetem Außendurchmesser wählen.

Dieser Durchmesser wurde empirisch zu 2,1 cm bestimmt. Zur Verfügung stand ein Pyrexglasrohr mit einem Außendurchmesser von 1,98 cm und einem Innendurchmesser von 1,66 cm. Daraus wurde ein 50 cm langes T-Rohr angefertigt und ein Metallrohr mit einem Innendurchmesser von 2,00 cm darüber geschoben. Um die Mikrowellenenergie in den geschichteten Hohlleiter einzuspeisen, wurde ein Anpassungsstück von Rechteckhohlleiter auf den runden, geschichteten Hohlleiter gebaut, das die Anregung der H_{11} -Welle begünstigt. Das Metallrohr wurde für Trommelkameraaufnahmen bzw. für Multipliermessungen mit nichtstrahlenden Längsschlitzten bzw. Löchern versehen.

Die gemessene Dispersionskurve dieses geschichteten Hohlleiters zeigt Abb. 1. In der Umgebung der Arbeitsfrequenz wurden genauere Messungen vorgenommen, die einen nahezu linearen Verlauf

der Dispersionskurve ergaben, so daß die für vernachlässigbare Dispersion abgeleitete Formel $\Delta f = 2 v / \Lambda$ angewendet werden kann. Die Wellenlänge ließ sich auf 2% genau bestimmen.

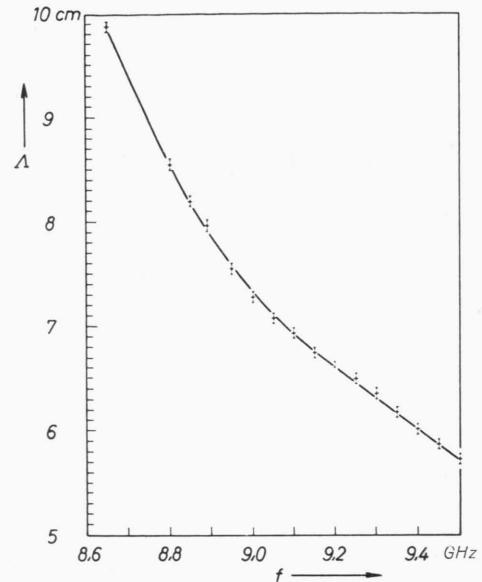


Abb. 1. Dispersionskurve des geschichteten Hohlleiters ($D=2,0$ cm).

2. Aufbau der Meßapparatur

2.1. Entladungsapparatur

Eine schematische Darstellung der benutzten Entladungsapparatur zeigt Abb. 2.

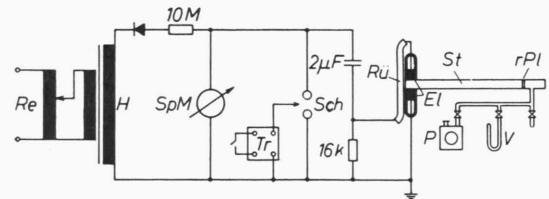


Abb. 2. Entladungsapparatur.

Eine Kondensatorbatterie wird durch ein Triggergerät (Tr) ausgelöst und über die Elektroden (EI) des T-Rohres entladen. Das Magnetfeld B wird durch den an der Entladungsstrecke vorbeiführenden Rückleiter (R) erzeugt. Die Kondensatorbatterie besteht aus 4 parallel geschalteten Kondensatoren der Gesamtkapazität $2 \mu F$. Das Aufladen der Kondensatoren auf 14 kV erfolgt über einen Hochspannungstrafo (H) mit Einweggleichrichtung und Ladewiderstand $10 M\Omega$. Die Frequenz der Entladung beträgt 200 kHz, die Stromstärke im ersten Maximum 38 kA. Die Apparatur ist in³ ge-

² H. G. UNGER, Bell Syst. Tech. J. **35**, 1253 [1957].

³ P. JEANMAIRE, H. KLINGENBERG u. H. REICHENBACH, Z. Naturforschg. **18 a**, 318 [1963].

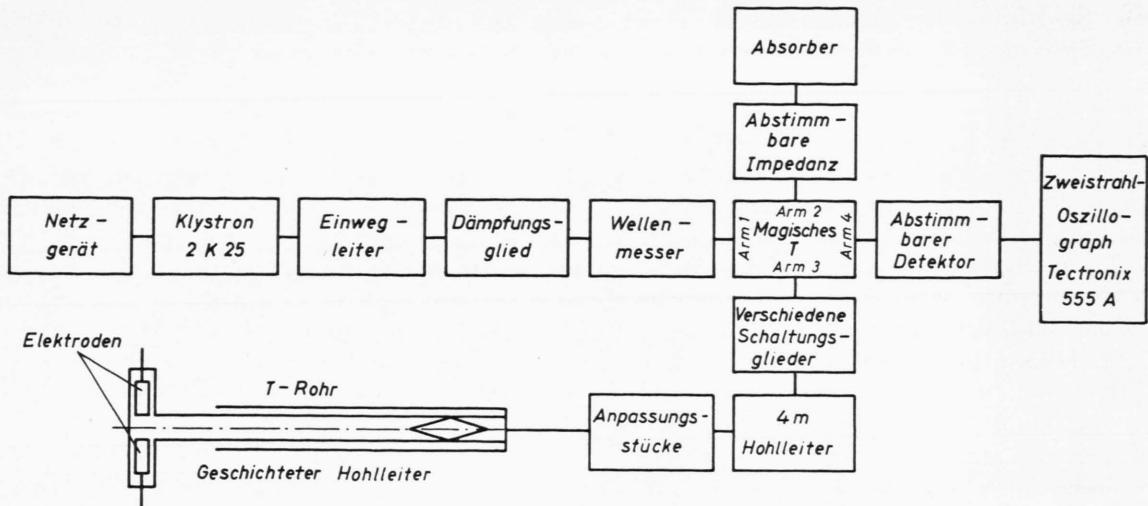


Abb. 3. Mikrowellenapparatur.

nauer beschrieben. Für die Mikrowellenmessungen wird die Reflektorplatte rPl durch einen eingeklebten Keil ersetzt, der im 3 cm-Bereich geringe Reflexion zeigt. Über das Glasrohr wird das Metallrohr geschoben. Füllgas ist Luft.

2.2. Mikrowellenapparatur

Abb. 3 zeigt ein Blockschema der Mikrowellenapparatur. Die vom Klystron abgestrahlte Mikrowellenenergie läuft über einen Einwegleiter, ein regelbares, kalibriertes Dämpfungsglied und einen Wellenmesser in Arm 1 eines Magischen T, von dem aus die Energie etwa je zur Hälfte in Arm 2 und Arm 3 eingespeist wird. Arm 2 wird von einer abstimmbaren Impedanz mit Absorber abgeschlossen. Arm 3 führt über verschiedene Schaltungsglieder und über die Anpassungsstücke zum geschichteten Hohlleiter. An Arm 4 des Magischen T ist ein abstimmbarer Detektor geschaltet. In Arm 4 überlagert sich die an der abstimmbaren Impedanz reflektierte Welle der ursprünglichen Frequenz und die an der laufenden Plasmafront reflektierte Welle mit der erhöhten Frequenz. Der Detektor greift die Differenzfrequenz ab, die am Oszillographen registriert wird.

3. Durchführung und Ergebnisse der Messungen

3.1. Beispiele für Mikrowellenoszillogramme

Nach vorangehenden Kontrollmessungen mit Trommelkamera und Photomultipliern wurden Messungen mit Mikrowellen vorgenommen. Auf den zweiten Oszillographenstrahl wurde ein Multipliersignal als Weg-Zeit-Marke geschrieben.

Die Abb. 4 a und b für 0,5 und 5 Torr sind Beispiele aus einer großen Anzahl von Mikrowellenoszillogrammen.

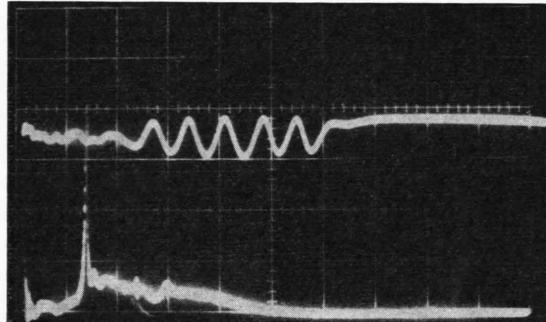


Abb. 4 a. 0,5 Torr; Zeitablenkung: 10 μ s/cm. Oberer Strahl: Mikrowellensignal; Mikrowellenfrequenz 9,3 GHz; 0,1 V/cm. Unterer Strahl: Multipliersignal; 0,2 V/cm; Abstand des Multipliers von der Entladungsstrecke 21 cm; Plasmafrontsignal bei 14 μ s.

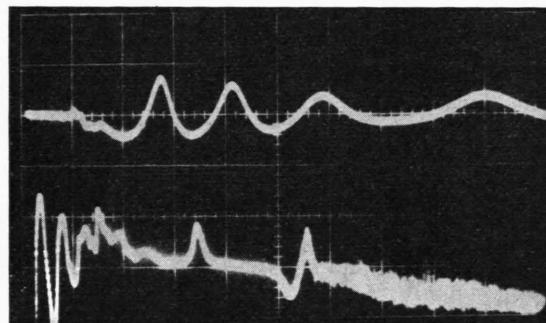


Abb. 4 b. 5 Torr; Zeitablenkung: 10 μ s/cm. Oberer Strahl: Mikrowellensignal; Mikrowellenfrequenz 9,3 GHz; 0,1 V/cm. Unterer Strahl: Multipliersignal; 0,2 V/cm; Abstand des Multipliers von der Entladungsstrecke 21 cm; keine Zuordnung des Multipliersignals möglich.

Beim Betrachten dieser Bilder fällt auf, daß die Differenzfrequenz erst nach einer gewissen Zeit einsetzt, die je nach Druck zwischen 20 und 30 μ s liegt. So setzt beispielsweise auf Abb. 4 a die Differenzfrequenz erst nach 25 μ s ein und dauert bis zur 60. μ s, während die Plasmafront die ersten 21 cm in 14 μ s zurückgelegt hat, wie das Multipliersignal zeigt. Mit wachsendem Druck setzt die Differenzfrequenz früher ein.

Dieser verspätete Beginn der Differenzfrequenz könnte verschiedene Ursachen haben:

1. Die Mikrowellenenergie wird nicht an der mit der Trommelkamera registrierten, leuchtenden Plasmafront reflektiert, sondern an einer zweiten nachfolgenden Front, die auf den Trommelkamera-aufnahmen nicht zu beobachten ist.

2. Das Gas vor der laufenden Plasmafront ist im Moment der Entladung bis zu einer gewissen Entfernung von der Entladungsstrecke so hoch vorionisiert, daß die Mikrowellenenergie teilweise reflektiert und stark gedämpft wird, bis die Plasmafront über das vorionisierte Gebiet hinausläuft, das während der Laufzeit der Plasmafront in Richtung auf die Elektroden abklingt.

Die Ergebnisse sprechen für die zweite Annahme.

Bei der Auswertung der Differenzfrequenz entspricht dem Abstand zweier Punkte gleicher Phase ein Fortschreiten der Plasmafront um $\lambda/2 = 3,18$ cm. In Abb. 4 a kann man z. B. an der Differenzkurve 5 Punkte gleicher Phase zählen. Das entspricht einer von der Plasmafront zurückgelegten Wegstrecke von etwa 16 cm. Die Differenzfrequenz endet dann, wenn die Plasmafront den Keil erreicht. Die aus der Differenzfrequenz ermittelten Geschwindigkeitswerte stimmen recht gut mit den aus den Trommelkamerasmessungen bekannten Werten für die letzten 16 cm vor dem Keil überein. Das gleiche gilt auch für die anderen Druckwerte, so daß die Reflexion an einer zweiten nachfolgenden Front unwahrscheinlich ist.

3.2. Ortsbestimmung der reflektierenden Front

Da die Meßergebnisse für die zweite Annahme sprechen, die Reflexion also erst in größerer Entfernung von der Entladungsstrecke einsetzt, muß der Ort des Reflexionsbeginns erst bestimmt werden, während die zugehörige Zeit den Oszillogrammen entnommen werden kann. Zur Bestimmung dieses Ortes, diente folgender Versuch:

Das runde Metallrohr wurde in Schritten von $\lambda/2 \approx 3,2$ cm vom Stoßrohr abgezogen und für

jede Stellung bei 0,5; 1 und 5 Torr eine Mikrowellenmessung vorgenommen. Eine Weg-Zeit-Markierung ermöglichte ein mit dem Metallrohr mitgeschobener Multiplier. Ein zweiter Multiplier war am Anfang des Glasrohres fest aufgebaut.

Wenn die zweite Annahme richtig ist, muß die Zeit des Einsetzens der Zwischenfrequenz solange unabhängig von der Stellung des Metallrohres bleiben, bis das Ende des Metallrohres über den Ort hinausgeschoben wird, an dem die Reflexion an der Plasmafront beginnt. Dabei wird vorausgesetzt, daß sich eine definierte Welle erst im geschichteten Hohlleiter fortpflanzt. Zwar wird die Energie noch etwa 2 cm über das Metallrohr hinaus im Glasrohr geführt, aber mit geringerer Amplitude und einer um die Hälfte kleineren Wellenlänge, d. h. die entsprechende Differenzfrequenz wäre doppelt so groß.

Weiterhin muß das Signal des mitgeschobenen Multipliers dann mit dem Einsatz der Differenzfrequenz zeitlich zusammenfallen, wenn der Multiplier sich gerade an dem Ort befindet, wo die Reflexion beginnt.

Die Meßergebnisse bestätigen die zweite Annahme: Abb. 5 a und b zeigen Beispiele für die Drucke 0,5 und 5 Torr aus einer großen Anzahl von Oszillogrammen für den Fall des teilweise abgezogenen Metallrohres. Auf dem unteren Strahl sind zwei entgegengesetzt gepolte Multiplier addiert. Der Multiplier vorn an der Entladungsstrecke triggert den Oszilloskop, der andere wurde mit dem

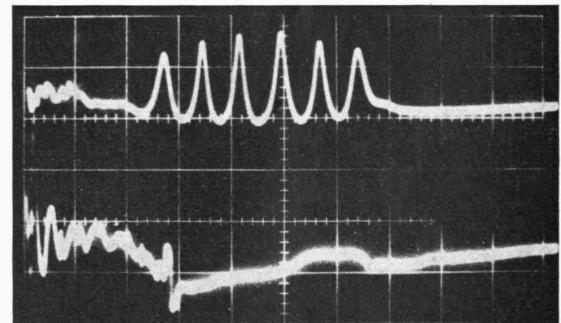


Abb. 5 a. 0,5 Torr; Zeitablenkung: 10 μ s/cm. Oberer Strahl: Mikrowellensignal; Frequenz 9,3 GHz; 0,1 V/cm. Unterer Strahl: Multipliersignal; 0,2 V/cm; Anfang des Metallrohres 28,7 cm von der Entladungsstrecke entfernt; Abstand Multiplier-Entladungsstrecke 32,2 cm; Plasmafrontsignal bei 28 μ s.

Rohr mitverschoben. Beim Betrachten der Abb. 5 a sieht man, daß das Multipliersignal gegenüber der Differenzfrequenz um einen solchen Betrag verschoben ist, der gerade einem Fortschreiten der Plasma-

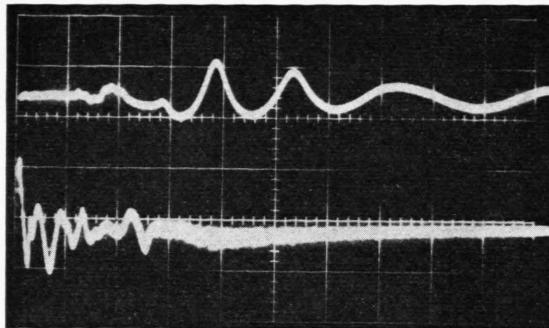


Abb. 5 b. 5 Torr; Zeitablenkung: $10 \mu\text{s}/\text{cm}$. Oberer Strahl: Mikrowellensignal; Frequenz 9,3 GHz; $0,1 \text{ V}/\text{cm}$. Unterer Strahl: Multipliersignal; $0,2 \text{ V}/\text{cm}$; Anfang des Metallrohres 12,7 cm von der Entladungsstrecke entfernt; Multipliersignal läßt sich nicht zuordnen.

front um $A/2$ entspricht. Der Multiplier war aber etwa $A/2$ vom Anfang des Metallrohres entfernt, d. h. für dieses Bild beginnt die Reflexion beim Eintritt der Plasmafront in das Metallrohr. Ein Vergleich mit der entsprechenden Abb. 4 a (für den Fall des ganz übergeschobenen Metallrohres) zeigt, daß der zeitliche Beginn der Differenzfrequenz noch für beide Stellungen des Metallrohres gleich ist. Alle Oszillogramme für die Zwischenstellungen des Metallrohres zeigen ebenfalls den gleichen zeitlichen Beginn. Erst bei der nächsten Stellung setzt die Differenzfrequenz später ein.

Für Abb. 5 b dagegen ist das Metallrohr über den Ort des Reflexionsbeginns hinausgeschoben, wie ein Vergleich mit Abb. 4 b zeigt; die Differenzfrequenz setzt später ein.

Abb. 6 zeigt den zeitlichen Beginn der Differenzfrequenz in Abhängigkeit von der Stellung des Metallrohres für zwei Drucke. Auf diese Weise konnte der Ort des Reflexionsbeginns auf $\pm 2 \text{ cm}$ bestimmt

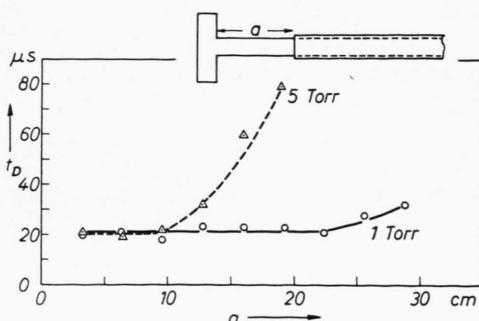


Abb. 6. Zeitlicher Beginn der Differenzfrequenz in Abhängigkeit vom Abstand Entladungsstrecke-Metallrohranfang.

werden: Die Entfernung von der Entladungsstrecke betrug demnach

$$\begin{aligned} \text{für } 0,5 \text{ Torr} &= 29 \text{ cm} \pm 2 \text{ cm}, \\ \text{für } 1 \text{ Torr} &= 23 \text{ cm} \pm 2 \text{ cm}, \\ \text{für } 5 \text{ Torr} &= 10 \text{ cm} \pm 2 \text{ cm}. \end{aligned}$$

Auch der auf dem oberen Strahl vor der Differenzfrequenz erscheinende Teil der Kurve ändert sich praktisch erst dann, wenn das Metallrohr über den Ort des Reflexionsbeginns hinausgeschoben wird, d. h. die Mikrowellenenergie dringt nur wenige Zentimeter in das vorionisierte Gas ein. In diesen wenigen Zentimetern wird die Welle stark gedämpft, wie die geringe Reflexion beweist. Die Vorionisation muß also eine relativ hohe Elektronendichte zur Folge haben.

3.3. Meßergebnisse der Geschwindigkeitsmessungen

Da bei der Ortsbestimmung der Multiplier immer mitverschoben wurde, hat man zusätzlich zu den Trommelkameraaufnahmen und den Mikrowellennmessungen noch Multiplierwerte als Mittelwerte über viele Messungen. Ein Vergleich der mit den drei Meßmethoden ermittelten $x-t$ -Kurven für drei Drucke zeigt Abb. 7, die daraus errechneten Geschwindigkeiten Abb. 8.

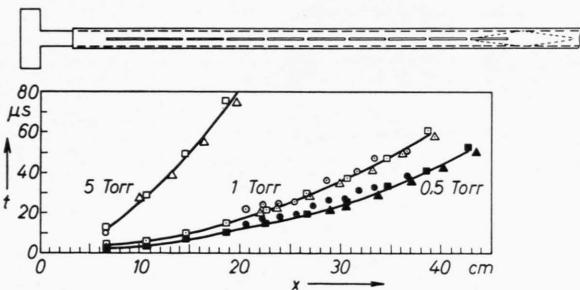


Abb. 7. Weg-Zeit-Kurven aus Mittelwerten der Mikrowellen-, Multiplier- und Trommelkameramessungen. Trommelkamerawerte für 0,5 Torr: ■; für 1 Torr: □; für 5 Torr: □. Mikrowellenwerte für 0,5 Torr: ▲; für 1 Torr: △; für 5 Torr: △. Multiplierwerte für 0,5 Torr: ●; für 1 Torr: ○; für 5 Torr: ○.

Man sieht eine recht gute Übereinstimmung innerhalb der Streubreite. Je geringer der Druck, desto besser ist die Übereinstimmung.

Für die Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessungen nach der Mikrowellenmethode ist die Genauigkeit der Zeitbestimmung in den Oszillogrammen maßgebend. Die Zeit für den Weg $A/2$ kann bei einer Zeitablenkung von $10 \mu\text{s}/\text{cm}$ auf $0,5 \mu\text{s}$ be-

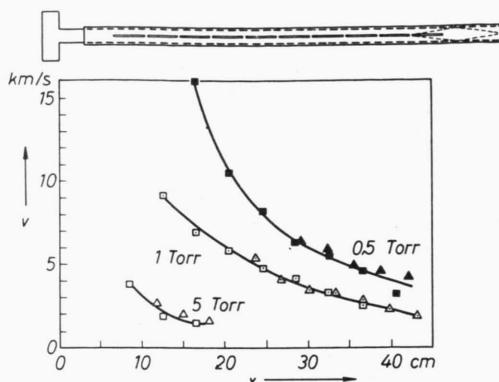


Abb. 8. Mittelwerte der Geschwindigkeiten aus Mikrowellen- und Trommelkameramessungen. Mikrowellenwerte 0,5 Torr: ▲; 1 Torr: △; 5 Torr: △. Trommelkamerawerte 0,5 Torr: ■; 1 Torr: □; 5 Torr: □.

stimmt werden. In den vorliegenden Oszillogrammen beträgt die Zeit für den Weg $A/2$ 5 bis 20 μs je nach Druck. Der Fehler beträgt also 2,5% bis maximal 10%. Dazu kommt noch der Fehler in der Bestimmung der Wellenlänge von 2%. Man hat einen Fehler von etwa 5% bis 12%. Für Übersichtsmessungen reicht diese Genauigkeit aus. Sie kann wesentlich gesteigert werden, wenn man eine höhere Zeitablenkung des Oszillographen wählt und sich mit Ausschnitten aus der Kurve begnügt. Solche Ausschnitte kann man dann aneinandersetzen. Diese Steigerung der Genauigkeit ist in den angegebenen Werten noch nicht enthalten. Wenn man die Meßergebnisse der Trommelkameraaufnahmen mit den Mikrowellenmeßergebnissen vergleicht, kommt noch der Fehler in der Ortsbestimmung hinzu. Innerhalb dieser Fehlergrenzen stimmen Mikrowellen- und Trommelkameraergebnisse überein, wenn man noch den Fehler der Trommelkameraergebnisse auf 10% schätzt.

3.4. Abklingen des Plasmas

Bei vielen Bildern fällt auf, daß sich an die definierte Differenzfrequenz noch eine zweite veränderliche Frequenz anschließt. Abb. 9 zeigt als Beispiel ein Oszillogramm für längere Zeiten.

Die Mikrowellen werden noch reflektiert, während der Multiplier nicht mehr anspricht. Auch auf den Trommelkameraaufnahmen ist nach diesen langen Zeiten nichts mehr zu sehen. Hier kann es sich nur um ein Abklingen des Plasmas handeln. Die Mikrowellen werden durch die veränderliche Dichte phasenmoduliert. Diese Phasenmodulation erscheint

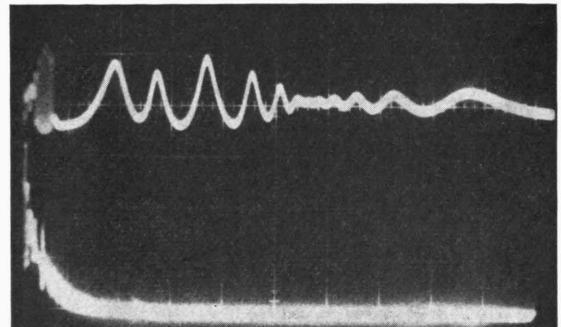


Abb. 9. 0,5 Torr; Zeitablenkung: 100 $\mu\text{s}/\text{cm}$; Metallrohr ganz übergeschoben. Oberer Strahl: Mikrowellensignal; Frequenz 9,3 GHz. Unterer Strahl: Multipliersignal; Entfernung Multiplier—Entladungsstrecke: 21 cm.

auf den Oszillogrammen als veränderliche Frequenz. Das Abklingen beginnt am Keil und setzt sich in Richtung des Entladungsraumes fort, wie durch die Aufnahme Abb. 10 bei teilweise abgezogenem Metallrohr bewiesen wird.

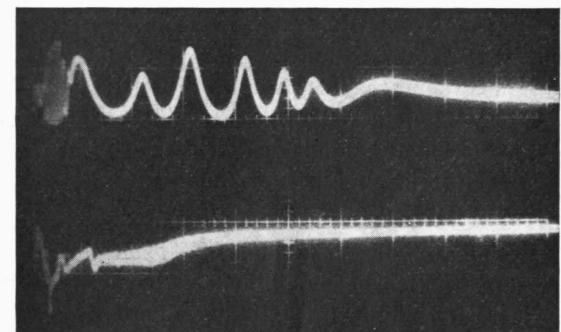


Abb. 10. 0,5 Torr; Zeitablenkung: 100 $\mu\text{s}/\text{cm}$; Abstand Metallrohr—Entladungsstrecke: 28,5 cm. Oberer Strahl: Mikrowellensignal; Frequenz 9,3 GHz. Unterer Strahl: Multipliersignal; Abstand Multiplier—Entladungsstrecke: 32 cm; Nulllinie bei 1,9 cm.

Bei dieser Stellung des Metallrohres klingt die Kurve früher ab als bei ganz übergeschobenem Metallrohr (Abb. 9). Das Gas ist noch nach sehr langer Zeit (bis zu 2 ms) ionisiert.

4. Schlußfolgerungen

Die Messung läßt sich mit verhältnismäßig einfachen Mitteln durchführen. Man erhält eine Geschwindigkeitsbestimmung der laufenden Plasmafront in einem T-Rohr mit einer Genauigkeit von 5% bis 12% je nach Druck, die noch wesentlich gesteigert werden kann. Allerdings wirkt sich für diese Art der Messung eine Vorionisation des Gases sehr

störend aus, so daß die Geschwindigkeit erst in größerer Entfernung von der Entladungsstrecke gemessen werden kann. Andererseits ist der Nachweis dieser Vorionisation ein sehr interessantes Nebenergebnis. Verschiedene Autoren⁴ haben die Existenz einer solchen Vorionisation zur Erklärung ihrer Resultate angenommen. Experimentelle Ergebnisse lie-

gen noch kaum vor. Auch das Abklingen des Plasmas läßt sich mit Mikrowellen deutlich sichtbar machen, während Trommelkamera und Multiplier in diesem Fall als Diagnosemittel versagen.

⁴ E. A. McLEAN, C. E. FANEUFF, A. C. KOLB u. H. R. GRIEM, *Phys. Fluids* 3, 843 [1960].

A Direct Method of Calculating the Optimum Operating Conditions of Isotope Separation Columns

By I. E. BOCK *

F. O. M. Laboratorium voor Massascheiding, Amsterdam
(Z. Naturforsch. 18 a, 465—472 [1963]; eingegangen am 24. September 1962)

The separative power of an infinitesimal counter current element is expressed in terms of radial parameters. It is shown that the separative power is independent of the value of the radial product stream; arbitrarily choosing this to be zero (i. e. "balanced diffusion") makes it possible to calculate the optimum radial isotope velocities and the axial profile directly from the diffusion and continuity equations.

As an illustration of the method, the optimum axial flow profiles and maximum separative powers of gas centrifuges and thermal diffusion columns are calculated, and compared with known results. In the case of the gas centrifuge, the effect that axial back diffusion has on the optimum profile and maximum separative power, is calculated. The variation of the separative power with different axial profiles is determined for the thermal diffusion column. It appears that the natural convection induced axial profile, which is used presently in thermal diffusion columns, gives a small fraction of the maximum separative power. Calculations indicate that a column with a static separative region (and boundary flows) will approach the maximum separative power and will be well suited for measurements of collision parameters.

The isotope separative mechanisms are capable of producing only small changes in enrichment per stage; the elementary separative effect can, however, be considerably enhanced if use is made of a column. In a column, a large number of stages are effectively connected in series by counter current (axial) isotope streams, which move at right angles to the separative effect (radial). The one stream is progressively enriched in the light isotope during the traverse through the column, while the other stream is enriched in the heavy isotope.

The concept of "separative power" is introduced in order to evaluate the isotope separation capability of columns. The separative power of a column is a function of the number of stages in a cascade which are replaced by the column. It is desirable in the

design of columns to be able to determine the conditions which make the separative power of the column a maximum.

In the method currently used^{1, 2}, the differential equation which describes the operation of the column, is brought into the same form as the "fundamental equation of isotope separation", describing the operation of cascades. The optimum operating conditions of the column are then derived within this framework.

The optimization method discussed in this report considers a column of unit height. The radial currents and isotope concentration gradients (which optimise the separative power in the column) are established, and then axial flows are introduced to maintain them. This methods of optimization not

* On attachment from the South African Atomic Energy Board, Pretoria.

¹ K. P. COHEN, *The Theory of Isotope Separation as Applied to the Large Scale Production of U²³⁵*, McGraw Hill, New York 1951.

² K. P. COHEN, *Int. Symposium on Isotope Separation*, North-Holland Publishing Company, Amsterdam 1957.