

to a damping of the electric field. The damping leads in turn to a polarization current, where all the particles in the main plasma, as distinguished from the resonant particles, take place. This current averaged over one wave-length, has the same magnitude as  $(j_y)_{\text{res}}$  and the opposite direction, thus cancelling

#### Acknowledgments

The author is grateful to Dr. TROCHERIS and DIETRICH VOSLAMBER for stimulating discussions of the present paper.

The investigation has in part been supported by the Royal Norwegian Council for Scientific and Industrial Research.

## Beschleunigung von Plasma

Von W. BIEGER, H. GRESSER, P. NOLL, H. TUCZEK

Aus dem Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich  
(Z. Naturforschg. **18 a**, 453—459 [1963]; eingegangen am 17. Dezember 1962)

The generation and properties of plasmoids emitted by a conical electrodeless ring discharge are investigated. Image converter, magnetic probes, compensated magnetic loops and a retarding field analyzer were used for diagnostics.

There are two mechanisms of emission depending on the initial plasma density.

At low densities, when the ions can be regarded as free particles, the acceleration is caused only by the electromagnetic field at the beginning of the discharge.

At high densities, when the plasma behaves hydromagnetically, the emission mechanism is governed by trapped magnetic fields in the plasma. Under certain initial conditions a plasmoid with a trapped magnetic field is generated, which exists during a time of flight of the order of 10  $\mu\text{s}$ .

Furthermore it is planned to accelerate this plasmoid by a special transmission line.

Es wird über Versuche berichtet, bei denen Plasma auf gerichtete (longitudinale) Energien im keV-Bereich beschleunigt wird. Durch teilweise Transformation dieser longitudinalen Energien in transversale soll ein Einfang in einer geeigneten Magnetfeldkonfiguration ermöglicht werden, so daß ein Plasma hoher Temperatur entsteht.

Am einfachsten sind diese Vorgänge, wenn man die Wechselwirkung der Ionen im Plasma vernachlässigen kann, d. h., wenn man das Plasma mit dem Einteilchenmodell beschreiben kann. Die Beschleunigung kann durch ein inhomogenes zeitlich schnell veränderliches Magnetfeld erfolgen, während sich zur Energietransformation Methoden anbieten, wie sie von FEDORCHENKO et al.<sup>1</sup>, SINELNIKOV et al.<sup>2</sup> und DREICER et al.<sup>3</sup> für monoenergetische Elektronen verwendet wurden.

Ist die Wechselwirkung der Teilchen nicht mehr zu vernachlässigen, so daß sich das Plasma z. B. hydromagnetisch verhält, so werden die Vorgänge

vor allem durch im Plasma eingefangene Felder komplexer. Auch in diesem Falle kann man inhomogene zeitlich schnell ansteigende Magnetfelder zur Beschleunigung verwenden. Die erreichbare Plasmaenergie ist jedoch durch den erforderlichen technischen Aufwand auf die Größenordnung 100 eV begrenzt. Höhere Energien kann man durch Verwendung eines beschleunigten magnetischen Kolbens mittels einer Laufzeitkette erreichen<sup>4, 5</sup>.

Diese Beschleunigung sowie die Energietransformation hängen von den Eigenschaften des Plasmas ab. Insbesondere beeinflussen eingefangene Felder Stabilität und Verluste während der Beschleunigung durch den magnetischen Kolben.

In dieser Arbeit wird untersucht, welche Eigenschaften ein durch eine elektrodenlose, konische Ringentladung erzeugtes Plasma in Abhängigkeit von der Druckverteilung des Gases zur Zeit der Zündung hat. Eine Beschleunigung des Plasmas mit Hilfe einer Laufzeitkette wird diskutiert.

<sup>1</sup> V. D. FEDORCHENKO, B. N. RUTKEVICH u. B. M. CHERNYI, Soviet Phys.-Tech. Phys. **4**, 1112 [1960].

<sup>2</sup> K. D. SINELNIKOV, B. N. RUTKEVICH u. V. D. FEDORCHENKO, Soviet Phys. Tech. Phys. **5**, 229 [1960].

<sup>3</sup> H. DREICER, H. J. KARR, E. A. KNAPP, J. A. PHILLIPS, E. J. STOVALL JR. u. J. L. TUCK, Nuclear Fusion, 1962 Suppl. — Part 1, p. 299.

<sup>4</sup> J. MARSHALL, Proc. 2. U.N. Int. Conf. on The Peaceful Uses of Atomic Energy, Genève 1958, Vol. 31, 341.

<sup>5</sup> P. NOLL, H. TUCZEK u. W. BIEGER, KFA-Bericht, in Vorbereitung.



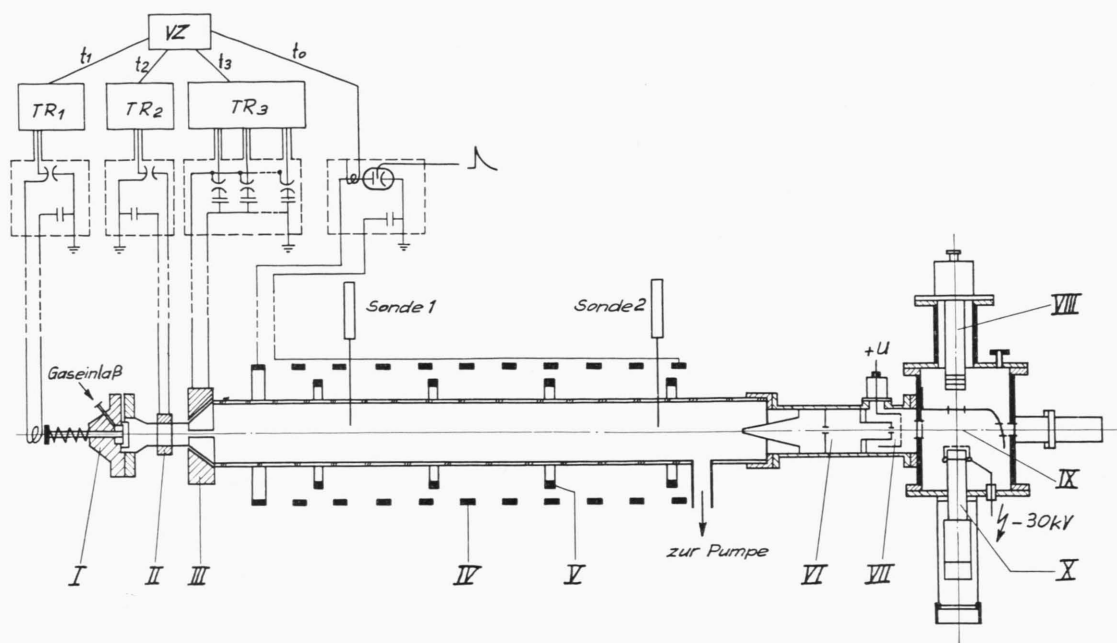


Abb. 1. Schema der Versuchsanordnung. I Elektromagnetisches Einlaßventil, II Vorionisationsspule, III Kompressionsspule, IV  $B_z$ -Feldspule, V kompensierte Magnetfeldschleife, VI Blendensystem, VII Gegenfeld, VIII Ionenquelle, IX Nachbeschleunigungsfeld, X Szintillationszähler.

## 1. Apparatur

Die Erzeugung der Plasmaoide erfolgt in einer elektrodlosen, konischen Ringentladung, deren Aufbau bereits an anderer Stelle beschrieben wurde<sup>6</sup>. Abb. 1 zeigt schematisch die Versuchsanordnung. In das evakuierte Entladungsrohr wird durch ein elektromagnetisches Kurzzeitventil ein Gaspuls (Wasserstoff) eingelassen und mit Hilfe einer zylindrischen Ringentladung vorionisiert. In einer konischen Kompressionsspule wird dann durch ein schnell ansteigendes Magnetfeld, erzeugt durch die Entladung einer Kondensatorbatterie, das entstehende Plasma axial ins Vakuum beschleunigt. Am Ende der 1,6 m langen Laufstrecke wird das Energiespektrum der Plasmaionen mit Hilfe eines Gegenfeldspektrometers ermittelt<sup>6</sup>. Mit Sonden und kompensierten Schleifen<sup>7, 8</sup> werden die magnetische Feldverteilung bzw. der magnetische Fluß über den Plasmaquerschnitt ermittelt, während Bildwandlernaufnahmen durch die geschlitzte Kompressionsspule über den Emissionsmechanismus des Plasmas selbst Aufschluß geben. Die Wechselwirkung mit einem axialsymmetrischen magne-

tischen Feld ( $B_z$ -Feld) gibt zusätzliche Aussagen über die Eigenschaften des Plasmas.

Bei diesen Messungen wurde als Parameter der Gasdruck in der Spule zur Zeit der Zündung variiert, und zwar entweder durch Veränderung des Gasdruckes in der Ventilkammer oder, bei konstantem Druck  $p$  in dieser Kammer (1,7 atm), durch Variation der Zeit  $\Delta t$  zwischen Ventilauslösung und Zündung der Kompressionsbatterie.

## 2. Meßergebnisse

Abhängig vom Druck des vorionisierten Gases in der konischen Kompressionsspule im Augenblick der Zündung erfolgt die Emission des entstehenden Plasmas nach zwei verschiedenen Mechanismen. Der Übergang wird durch ein Minimum in der Intensität des Ionensignals (Gesamtzahl der Ionen, die pro Entladung registriert werden) am Spektrometer gekennzeichnet (Abb. 2).

<sup>6</sup> W. BIEGER, D. DORN, P. NOLL u. H. TUCZEK, Proc. 5. Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, Munich 1961, Vol. 2, p. 1310.

<sup>7</sup> F. WAELEBROECK, C. LELOUP, J. P. POFPE, P. EVRARD, R. DER AGOBIAN u. D. VERON, Nuclear Fusion, 1962, Suppl. — Part 2, p. 675.

<sup>8</sup> C. LELOUP, H. LUC, J. P. POFPE u. F. WAELEBROECK, Groupe de Recherches de l'Association Euratom-CEA, Fontenay-aux-Roses, Rapport Interne Nr. 112.

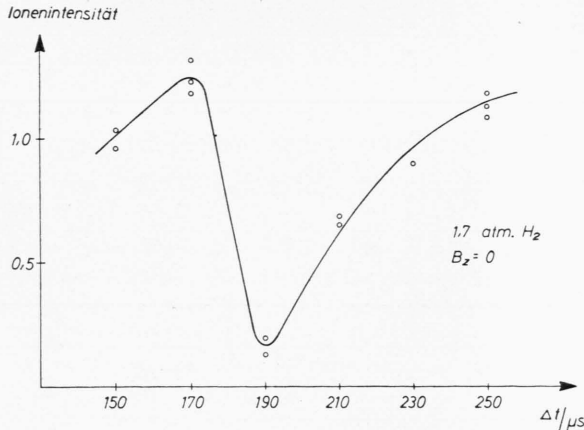


Abb. 2. Ionenintensität (rel. Einheiten) in Abhängigkeit von der Zeitdifferenz  $\Delta t$  zwischen Ventilauslösung und Zündung der Kompressionsbatterie.

### 2.1. Bereich niederen Druckes

Ist  $\Delta t$  kleiner als  $190 \mu s$ , so weist der Vergleich der Ionenenergie mit der Laufzeit auf eine Emission in der 1. Halbwelle der Entladung hin. Die Ionsignale werden durch das Gegenfeld  $> 300 V$  so abgebaut, daß sich ihre Rückflanke zur Front verschiebt. Daraus und aus dem steilen Abfall der Rückflanke bei einem Gegenfeld  $> 300 V$  folgt, daß keine Wechselwirkung zwischen den Ionen während ihrer Laufzeit stattfindet und daß das Plasma in einem engen Zeitbereich um  $0,1 \mu s$  nach Zündung der Hauptbatterie emittiert wird.

Die gemessene Energieverteilung bei  $\Delta t = 150 \mu s$  und  $B_z = 0$  zeigt Abb. 3. Die Ionenenergien liegen zwischen  $300 eV$  und  $2 keV$ . Messungen mit magnetischen Schleifen und Sonden geben keinen Hinweis auf eingefangene Felder.

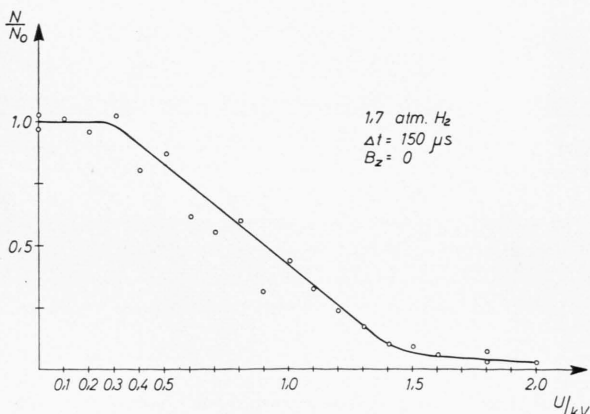


Abb. 3. Ionenintensität in Abhängigkeit vom Gegenfeld bei  $\Delta t = 150 \mu s$  und  $B_z = 0$ .

Eine Schwächung der Vorionisation verschiebt den Zündzeitpunkt und somit den Beschleunigungszeitpunkt auf Spannungsmaxima späterer Halbwellen, während die Intensität des Ionensignals am Spektrometer und die Energieverteilung der Ionen nicht wesentlich verändert werden.

Diese Ergebnisse lassen sich erklären, wenn man die Dichte als so klein annimmt, daß die Ionen als freie Teilchen betrachtet werden können. Sie werden im elektromagnetischen Feld der Entladung beschleunigt und erhalten sehr schnell so große Geschwindigkeiten, daß sie schon kurz nach der Zündung die Spule verlassen. Aus der Anfangslage der Ionen in der Spule ergibt sich die Energieverteilung. Ein Vergleich mit der Rechnung von CHODURA<sup>9</sup>, bei der die nicht adiabatische Energiezunahme von geladenen Teilchen in einem zeitlich ansteigenden Magnetfeld einer Zylinderspule betrachtet wird, gibt gute qualitative Übereinstimmung.

Einen weiteren Hinweis auf das Einteilchenverhalten des Plasmas gibt seine Wechselwirkung mit dem quasistatischen Magnetfeld ( $B_z$ -Feld). Je nachdem, ob das Feld parallel oder antiparallel zum Feld in der Kompressionsspule während der 1. Halbwelle ist, ist das Ionensignal unterschiedlich (Abb. 4).

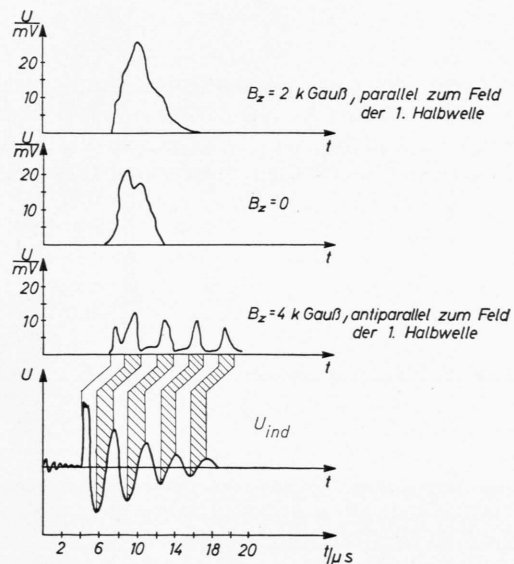


Abb. 4. Ionensignal bei  $\Delta t = 150 \mu s$  in Abhängigkeit von der Polarität des  $B_z$ -Feldes.  $U_{ind}$  = Spannung an der Auffängerspule.

<sup>9</sup> R. CHODURA u. M. KEILHACKER, Z. Naturforsch. 17 a, 977 [1962].

Bei parallelem Feld (Spiegelfeld) ist das Ionensignal ähnlich dem bei  $B_z = 0$ . Die Energieverteilung ist gleich, die Intensität durch einen gewissen Bündelungseffekt etwas größer.

Bei antiparallelem Feld (Cuspfeld) besteht das Ionensignal aus mehreren Pulsen, deren Abstand gleich der Schwingungsdauer der Hauptentladung ist. Nur bei den beiden ersten Pulsen beträgt dieser eine halbe Schwingungsdauer.

In dem Cuspfeld, das durch die Überlagerung des longitudinalen  $B_z$ -Feldes und des antiparallelen Feldes in der 1. Halbwelle vor der Kompressionsspule entsteht, wird ein Großteil des Plasmas eingefangen. Durch Wechselwirkung mit dem Cuspfeld ist die transversale Energie der Ionen auf Kosten der longitudinalen Energie gewachsen. In der 2. Halbwelle, wenn Kompressionsfeld und  $B_z$ -Feld eine Spiegelkonfiguration bilden, entweichen die Ionen, deren Geschwindigkeitsvektoren im Verlustkegel liegen. Die restlichen Ionen werden dann jeweils in den folgenden Halbwellen mit Spiegelgeometrie emittiert, während in den Halbwellen mit Cuspkonfiguration durch Energietransformation der Verlustkegel erneut gefüllt wird.

## 2.2 Bereich höheren Druckes

Erhöht man den Druck des vorionisierten Gases in der Kompressionsspule ( $190 \mu s < \Delta t < 250 \mu s$ ), so erfolgt die Emission der entstehenden Plasmoiden nach einem anderen Mechanismus. Die Laufzeitanalyse der Ionen gibt hier als Emissionszeitpunkt das Strommaximum der 2. Halbwelle. Die Ionenenergien sind jetzt kleiner und liegen im Bereich von 200 – 400 eV (Abb. 5 bei  $\Delta t = 200 \mu s$ ).

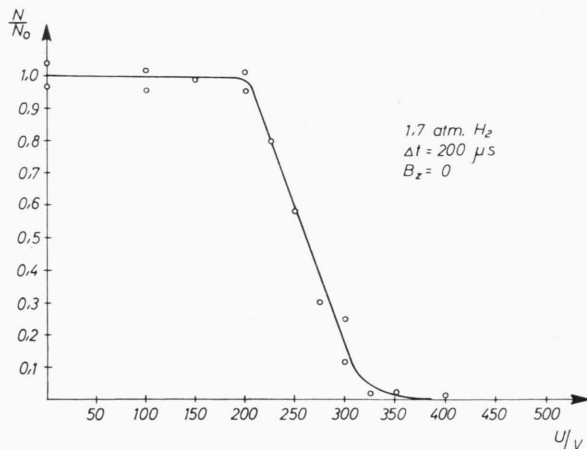


Abb. 5. Ionenintensität in Abhängigkeit vom Gegenfeld bei  $\Delta t = 200 \mu s$  und  $B_z = 0$ .

Die Sonden- und Schleifenmessungen weisen auf eingefangene Magnetfelder hin, die die Richtung des Kompressionsfeldes der 1. Halbwelle haben und deren Stärke im Abstand 40 cm von der Kompressionsspule etwa 200 Gauß beträgt. Unter sauberen Bedingungen (geringe Adsorptionsschichten an den Wänden und Basisdruck  $p_0 < 10^{-5}$  Torr) ist das eingefangene Feld im Plasma ohne äußeres  $B_z$ -Feld noch an der 2. Meßschleife im Abstand 100 cm von der Kompressionsspule nachzuweisen.

Mit zunehmendem  $\Delta t$  nehmen die eingefangenen Felder und zugleich die Felddiffusion ab. Das bedeutet, daß in diesem Druckbereich mit zunehmendem  $\Delta t$  die Leitfähigkeit wächst.

Aus der Felddiffusion, die aus dem Verhältnis der registrierten Magnetflüsse an der 1. und 2. Schleife abgeschätzt wird, ergibt sich bei Verwendung der SPITZERSchen Formel für die Leitfähigkeit eine Elektronentemperatur der Größenordnung 10 eV.

Allgemein werden unter sauberen Bedingungen, wie sie oben definiert wurden, durch die Sonden- und Schleifenmessungen die Plasmoiden noch nach einer Flugzeit der Größenordnung  $10 \mu s$  auch ohne  $B_z$ -Feld nachgewiesen. Abb. 6 zeigt die mit Sonden gemessene Feldverteilung im Plasmoid bei  $\Delta t = 220 \mu s$  und  $B_z = 0$  im Abstand 40 cm von der Kom-

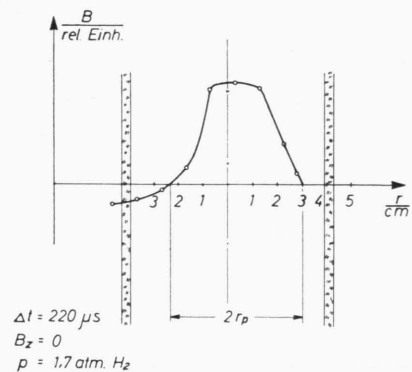


Abb. 6. Verteilung des eingefangenen Magnetfeldes über den Querschnitt des Plasmoids. Abstand von der Kompressionsspule 40 cm.

pressionsspule. Nimmt man als Durchmesser des Plasmoids den Abstand der Punkte, in denen das Magnetfeld umpolt, so ergibt sich dieser zu etwa 5 cm.

Eine ähnliche Feldverteilung wäre jedoch auch in einem Plasmoid möglich, das bereits in Kontakt mit der Wand steht, wenn sich die stromführende Schicht infolge der Abkühlung der Randzone nach innen



verschiebt. Der Vergleich der Schleifensignale bei hohen  $B_z$ -Feldern (bis 5 kGauß), wo das Plasmoid sicher nicht die Gefäßwände berührt, mit solchen bei  $B_z = 0$  spricht gegen diese Annahme.

Setzt man voraus, daß der Durchmesser des Plasmoide unabhängig ist von der Polarität des  $B_z$ -Feldes und daß der magnetische Fluß bei  $B_z = 0$  gleich dem bei eingeschaltetem  $B_z$ -Feld ist, so gilt zwischen den Amplituden der Schleifensignale  $U_0$  bei  $B_z = 0$ ,  $U_{\parallel}$  bei parallelem und  $U_{\perp}$  bei antiparallelem Feld

$$-U_{\perp} = U_{\parallel} - 2U_0.$$

Bei unseren Messungen wird diese Beziehung gut erfüllt. Das bedeutet, daß das Plasmoid zumindest bis zur 1. Meßstelle die Wand nicht berührt, da sonst wegen der bei Wandberührung erhöhten Felddiffusion die vorausgesetzte Gleichheit des Flusses bei  $B_z = 0$  und bei eingeschaltetem Feld nicht erfüllt wäre. Für die maximale radiale Ausdehnungsgeschwindigkeit des Plasmoide ergibt sich dann  $\sim 10^6$  cm/s. Nimmt man an, daß die gemessene Dispersion der longitudinalen Energie der Ionen von ihrer Temperaturverteilung herrührt, so ist die Größenordnung der Ionentemperatur  $^6$  1 eV. Die maximale Dichte des Plasmoide läßt sich aus der Anfangsdruckverteilung des Gases in der Kompressionsspule abgrenzen. Der mit diesen Werten abgeschätzte kinetische Druck des Plasmas ist bis zur 1. Meßstelle kleiner als der magnetische Druck des eingefangenen Feldes. Die ALFVÉN-Geschwindigkeit ist damit ein Maß für die Ausdehnungsgeschwindigkeit. Unter der Voraussetzung konstanten magnetischen Flusses und konstanter Liniendichte im Plasmoid, ist die Ausdehnungsgeschwindigkeit

$$V = V_{A0} \sqrt{1 - (r_0/r)^2}$$

mit  $V_{A0}$  = ALFVÉN-Geschwindigkeit zur Zeit der Emission,  $r_0$  = Anfangsradius des Plasmoide. Daraus folgt die Größenordnung der Dichte im Plasmoid an der Meßstelle zu  $10^{15}$  cm $^{-3}$ .

Der Mechanismus der Plasma-Emission und -Beschleunigung ist in diesem höheren Druckbereich so zu verstehen: Zu Beginn der 1. Halbwelle der Entladung ist die Leitfähigkeit des Plasmas noch so gering, daß das Magnetfeld hineindiffundiert. Dieses Feld bleibt nun infolge der größer werdenden Leitfähigkeit eingefangen. Das Plasma wird komprimiert und erfährt eine longitudinale Beschleunigung. Das eingefangene Feld umschließt die Kompressionsspule und müßte, da es vom Plasma mitgeführt

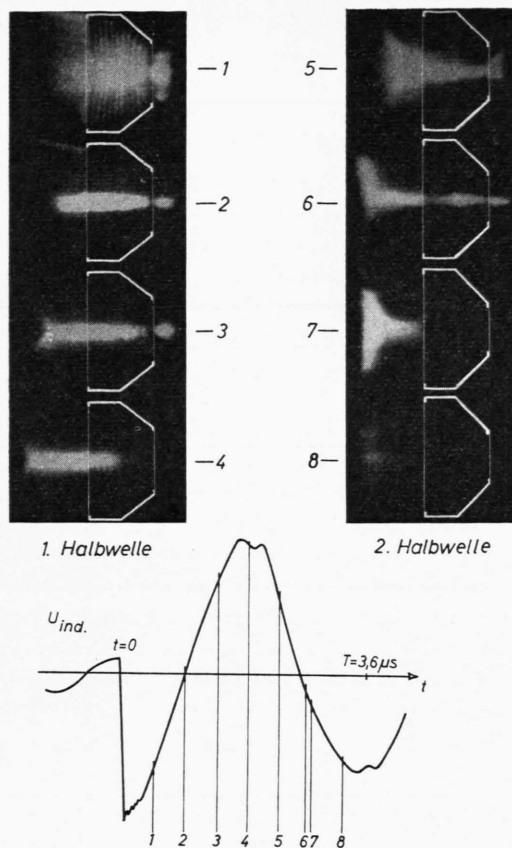


Bild 7. Bildwandlernaufnahmen durch die geschlitzte Kompressionsspule während der 1. und 2. Halbwelle der Entladung.  $\Delta t = 220 \mu s$ ,  $B_z = 0$ ,  $p = 1,7 \text{ atm H}_2$ . Dabei ist  $U_{ind}$  die Spannung an der Auffängerspule.

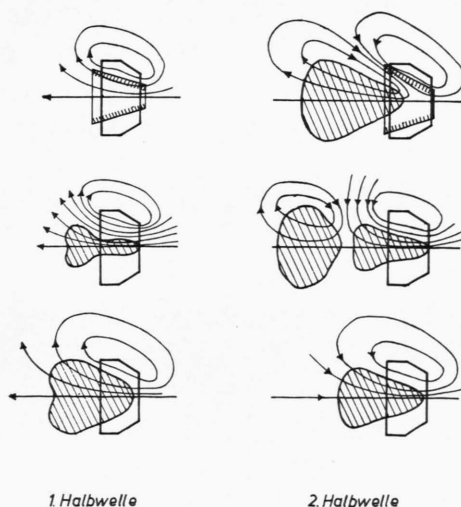


Abb. 8. Entstehungs- und Emissionsmechanismus der Plasmoide im höheren Druckbereich.

wird, diese durchdringen. Für Frequenzen  $\omega > \omega_0$  ( $\omega_0 = \text{Frequenz des Entladungskreises}$ ) bildet die Spule einen Kurzschluß, was bewirkt, daß das Magnetfeld und somit auch das Plasma an der Spule hängen bleiben (Abb. 7 u. 8).

Erst in der 2. Halbwelle der Entladung, wenn das eingefangene Feld antiparallel zum äußeren Feld ist und somit die Spule nicht mehr umschließt, erfolgt die Emission. Nur wenn die Leitfähigkeit so gering ist, daß das Magnetfeld herausdiffundieren kann, wird in der 1. Halbwelle Plasma emittiert<sup>6</sup>.

Bei weiterer Druckerhöhung ( $\Delta t > 250 \mu\text{s}$ ) werden die Vorgänge komplizierter. Die Wechselwirkung der Ionen ist während ihrer Laufzeit so stark, daß die Laufzeitanalyse versagt.

Schleifen- und Sondensignale weisen auf Plasmoide mit eingefangenen Feldern der 1. und 2. Halbwelle hin. Der Emissionszeitpunkt läßt sich bestimmen, indem man jeweils in einem Stromminimum parallel zur Kompressionsspule eine Funkenstrecke zündet, wodurch die Spannung an der Spule stark verringert wird. Aus der Beeinflussung der Schleifen-

und Spektrometersignale läßt sich ableiten, daß nun auch in der 3. Halbwelle der Entladung ein Plasmoid mit dem eingefangenen Feld der 2. Halbwelle emittiert wird. Seine Leitfähigkeit ist jedoch so gering, daß das Feld schnell herausdiffundiert.

### 3. Beschleunigung mit Kettenleiter

Damit dem Plasmoid bei gleicher Teilchenzahl wesentlich höhere Energie zugeführt wird, muß entweder der Anstieg des Magnetfeldes steiler sein oder das Plasma auf einer längeren Wegstrecke beschleunigt werden. Mit einer elektrodenlosen Ringentladung läßt sich beides zur Zeit nur durch Vergrößerung der Batterien erreichen, wobei aber der im Verhältnis zur Gesamtenergie auf das Plasma übertragene Energieanteil immer kleiner wird. Günstiger scheint es zu sein, die Beschleunigung mit einer Wanderwelle durchzuführen.

Abb. 9 zeigt schematisch den von uns geplanten Kettenleiter, wie er ähnlich auch von KATZENSTEIN<sup>10</sup> diskutiert wurde. Seine Form ist durch die Forde-

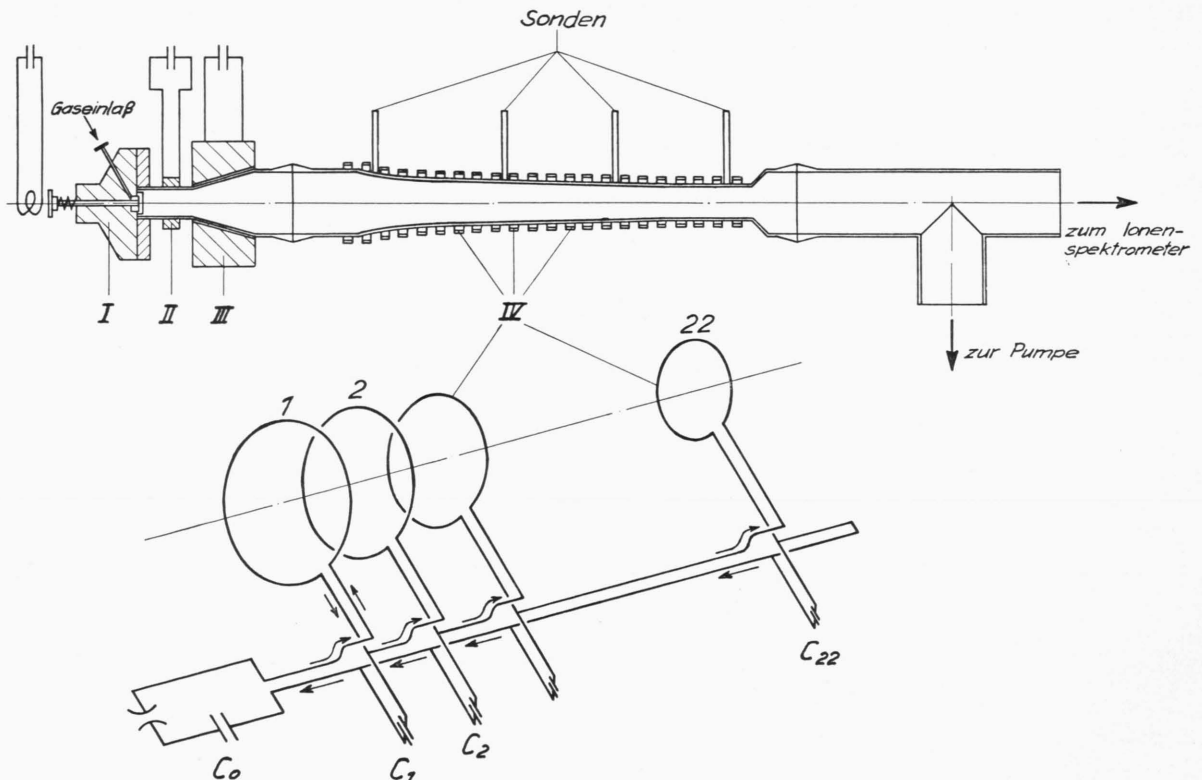


Abb. 9. Plasmaquelle mit Kettenleiter zur weiteren Beschleunigung. I Elektromagnetisches Einlaßventil, II Vorionisationspule, III Kompressionsspule, IV Kettenleiter zur Beschleunigung.

<sup>10</sup> J. KATZENSTEIN, Nuclear Fusion 1, 224 [1962].

rung 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 verschmiert<sup>5</sup>.

Bei einer Spannung von 25 kV und einem Feld  $B_{\max} = 3$  kGauß wäre eine Beschleunigung von etwa  $10^{15}$  H-Ionen/cm<sup>2</sup> auf  $8 \cdot 10^7$  cm/s möglich. Vorausgesetzt ist, daß die Leitfähigkeit des Plasmoide ge-

nügend hoch ist, so daß während der Beschleunigungszeit keine wesentliche Felddiffusion stattfindet (Elektronentemperatur  $\sim 10$  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 EUR-ATOM-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. Naturforschg. 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 Oszillographen 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 Hochpaß<sup>1</sup> 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  $\Delta f$  und der Plasmafrontgeschwindigkeit  $v$  erhält man aus zweimaliger Anwendung des DOPP-

<sup>1</sup> R. F. WHITMER, Microwave J. Febr. 1959, S. 17 u. März 1959, S. 47.