

Herrn K. BERGSTEDT, der diese Messungen durchgeführt hat, danke ich für die Überlassung der Ergebnisse. — Herrn Prof. Dr. R. WIENECKE und Herrn Dr. G. VON GIERKE danke ich sehr für die Förderung dieser Arbeit, Herrn Dr. H. WULFF für zahlreiche Anregungen und hilfreiche Diskussionen. Auch möchte ich Fräulein H. FREISING und

Fräulein A. STRUPPLER für technische Hilfe und die Zusammenstellung des Bildmaterials danken.

Diese 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.

Untersuchungen zur Beschleunigung von Plasma mit elektromagnetischen Wanderwellen

W. BIEGER, H. GRESSER, F. HOENEN, R. LÄUTER, F. RICHTER, A. STAMPA * und H. TUCZEK

Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich des Landes Nordrhein-Westfalen e. V.
ASSOCIATION EURATOM-KFA

(Z. Naturforsch. 23 a, 263—270 [1968]; eingegangen am 23. November 1967)

With regard to the application in plasma wind-tunnels or propulsion devices, the electrodeless generation and acceleration of plasma by an electromagnetic wave travelling along a special transmission line are investigated.

Our first aim was to obtain information on the interaction of the wave with the plasma and to determine the initial parameters for effective operation. In the first experiments the efficiency of the process was not a primary concern. The transmission lines were terminated in matched loads where the whole electromagnetic energy at the output of the circuit, of the order of 100 MW, was dissipated. Such devices can be operated only in a pulsed manner, because it is practically impossible to maintain such high energies for long periods of time. Plasma pulses with a length of about 1 m, densities up to 10^{14} cm^{-3} and particle velocities between $5 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ and $1.2 \times 10^8 \text{ cm/sec}$ could be produced. The interaction of wave and plasma could be described in good agreement with a simple model in which we assumed the ions of the plasma to be reflected elastically on a magnetic piston. For the production of longer or continuously streaming beams it appears necessary to go over to a feed-back circuit, where the energy at the output of the line is reinjected at the input by using an appropriate transformer. A high frequency oscillator is used to compensate the energy losses resulting from ohmic effects and from the plasma acceleration. The realization of such a circuit was studied theoretically and experimentally.

Für eine Reihe von Versuchen, die auf die kontrollierte Kernfusion hinzielen, sind Plasmastrahlen mit hohen gerichteten Geschwindigkeiten für die Erzeugung des Anfangsplasmas von Interesse. Daneben haben Plasmastrahlen mit Teilchengeschwindigkeiten von 50 – 100 km/s in letzter Zeit vor allem für die Weltraumforschung Bedeutung erlangt. Man will sie hier einerseits benutzen, um kosmische Ereignisse im Laboratorium nachzumachen — ein aktuelles Beispiel dafür ist die Simulation des solaren Windes —, andererseits eröffnet sich die Möglichkeit, Plasmastrahlen als Antrieb für Raumfahrzeuge zu verwenden.

In unseren Versuchen sollen Plasmastrahlen im Hinblick auf diese Anwendungen elektrodenlos erzeugt werden. Die elektrodenlose Herstellung hat den offensichtlichen Vorteil, daß die Schwierigkeiten vermieden werden, die durch den Kontakt des Plasmas mit den Elektroden auftreten. Der Nachteil besteht vor allem in der geringen Kopplung zwischen

Plasma und elektromagnetischem Feld. Da meistens die nicht an das Plasma abgegebene Energie im elektrischen Kreis vernichtet wird, bedeutet das einen geringen Wirkungsgrad der Energieübertragung. Gelingt es aber, die nach einem Beschleunigungsvorgang im Feld verbleibende Energie den weiteren Prozessen wieder zuzuführen, so kann auch beim elektrodenlosen Beschleuniger ein genügend hoher Wirkungsgrad erreicht werden.

Eine solche Rückspeisung der Energie erscheint im Prinzip einfach, wenn man zur Beschleunigung eine fortschreitende elektromagnetische Welle benutzt. Die Welle läuft dann in einem geschlossenen Kreis, von dem ein Teil die Beschleunigungsstrecke darstellt. Vor der technischen Verwirklichung eines solchen Kreislaufs muß allerdings die Frage beantwortet werden, ob die Welle das Plasma wirkungsvoll beschleunigt. Für das Verständnis der dabei im einzelnen sehr komplizierten Vorgänge stehen uns nur stark vereinfachende Modelle zur Verfügung, und die Frage taucht auf, inwieweit sie wenigstens

* Deutsche Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt e. V.



die groben Züge des Beschleunigungsmechanismus wiedergeben können.

Eine einfache Betrachtungsweise, die wir hier voranstellen wollen, geht von der Vorstellung aus, daß das Plasma sich wie ein leitfähiger Körper verhält. Man kann dann zwei Bereiche abgrenzen:

1. Die Leitfähigkeit des Plasmas ist so groß, daß während der betrachteten Zeit das Magnetfeld der Welle nicht ins Plasma diffundiert. Das Plasma wird in diesem Falle nur dann beschleunigt, wenn sein Trägheitsdruck $2 n_e m_i v_R^2$ kleiner ist als der magnetische Druck der Welle $B^2/2 \mu_0$.

Hier ist B die magnetische Induktion der Welle, n_e die Elektronendichte, die gleich der Ionendichte ist, m_i die Ionenmasse und v_R die Ionengeschwindigkeit relativ zur Welle.

Bildlich kann man den Sachverhalt so beschreiben, daß das Plasma zwischen den Wellenbergen eingefangen wird und diese nicht überschreitet. Seine mittlere Geschwindigkeit ist dann gleich der Phasengeschwindigkeit der Welle. Ein Wellenberg wirkt wie ein magnetischer Kolben.

2. Die Leitfähigkeit ist so niedrig, daß das Magnetfeld der Welle ins Plasma diffundiert. Jetzt wird das Plasma auch noch mitgeführt, obgleich $B^2/2 \mu_0 < 2 n_e m_i v_R^2$ ist. Denn im Gegensatz zum ersten Fall dringt jetzt beim Überschreiten des Wellenberges Feld in das Plasma ein. Die Beschleunigung vor dem Wellenberg ist daher größer als die Verzögerung dahinter, so daß das Plasma nach dem Durchdringen eine endliche Geschwindigkeit besitzt,

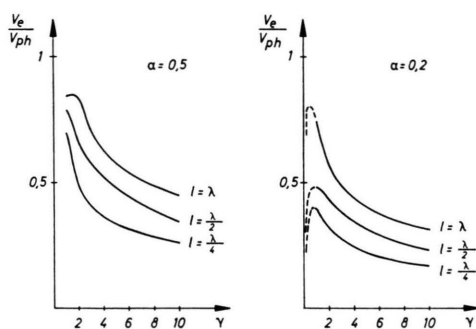


Abb. 1. Berechneter Verlauf der Endgeschwindigkeit des Plasmas als Funktion seines Ohmschen Widerstandes für den Fall, daß der Trägheitsdruck des Plasmas größer als der magnetische Druck der Welle ist. v_e = Endgeschwindigkeit des Plasmas; v_{ph} = Phasengeschwindigkeit der Welle; $\gamma = R/\omega L$, wobei R der Ohmsche Widerstand und L die Induktivität des Plasmas sind, welches als ringförmig angenommen wird; l = Länge der Beschleunigungsstrecke; λ = Wellenlänge; α = Verhältnis vom magnetischen Druck zum Trägheitsdruck des Plasmas.

die kleiner ist als die Phasengeschwindigkeit der Welle. Das Plasma hat einen Schlupf gegenüber der Welle.

Die numerischen Ergebnisse für eine solche resistive Beschleunigung sind in Abb. 1 dargestellt. Es ist dort das Verhältnis der Endgeschwindigkeit des Plasmas zur Phasengeschwindigkeit der Welle in Abhängigkeit vom Widerstand aufgetragen¹.

Um den Realitätsgehalt dieser Vorstellung zu prüfen, haben wir zwei Experimente unternommen, die die beiden Fälle verwirklichen sollen. Die Wellen werden auf speziellen Kettenleitern erregt, die aus einem das Beschleunigungsrohr umgebenden Solenoid bestehen, dessen Windungen mit Kondensatoren verbunden sind. Zur Untersuchung der physikalischen Fragen (Abschnitt 1) wird ohne Rücksicht auf den Wirkungsgrad der Anlage die Kette zur Vermeidung einer rücklaufenden Welle mit ihrem Wellenwiderstand abgeschlossen. In diesem wird die gesamte am Kettenende erscheinende Leistung in der Größenordnung von einigen 100 MW verbraucht. Bei diesen hohen Leistungen können die Experimente nur gepulst betrieben werden mit Pulsdauern von einigen Mikrosekunden. Es zeigt sich, daß nicht alle physikalischen Probleme bei einer so kurzen Betriebszeit gelöst werden können. Eine Rückspeisung der Energie ist daher schon zur Klärung der physikalischen Fragen erforderlich, wenn man den experimentellen Aufwand bei längeren Betriebsdauern in Grenzen halten will. Eine geeignete Anordnung für die Rückführung der am Ende der Kette nicht verbrauchten elektromagnetischen Energie, bei der auch Rückwirkungen des Plasmas auf den elektrischen Kreis kompensiert werden, ist daher entwickelt worden (Abschnitt 2).

1. Untersuchungen an gepulsten Beschleunigern

In der ersten Apparatur wird ein vollionisiertes Plasma mit einer Elektronentemperatur von etwa 10 eV in das Beschleunigungsrohr eingeschossen und durch das inhomogene Feld in der Front einer Wanderwelle beschleunigt. In diesem Experiment werden vor allem die Wechselwirkung der Welle mit dem Plasma sowie die Effektivität der Beschleunigung untersucht.

In der zweiten Apparatur wird das Plasma durch die Wanderwelle selbst erzeugt. Zweck der Messun-

¹ W. BIEGER, Doktorarbeit, TH Aachen 1968.

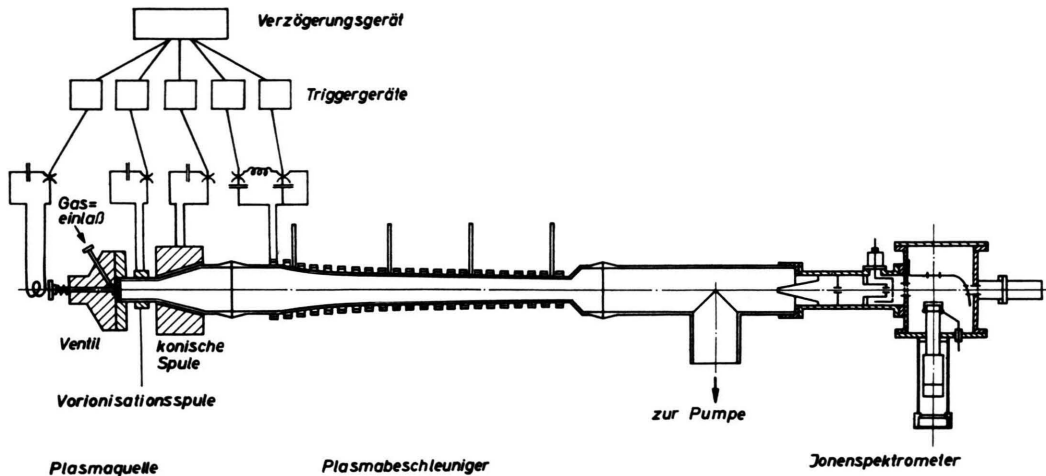


Abb. 2. Schema der Apparatur zur Beschleunigung eines vollionisierten Plasmas hoher Leitfähigkeit. Die Schaltung der Laufzeitkette ist schematisch in Abb. 3 dargestellt. Maßstab 1 : 15.

gen ist es, die Tauglichkeit dieser Anordnung als Plasmaquelle sowie die notwendigen Anfangsparameter für eine wirkungsvolle Beschleunigung zu ermitteln.

1.1. Beschleunigung eines vollionisierten Plasmas hoher Leitfähigkeit

Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abb. 2 dargestellt. Durch ein schnelles elektromagnetisches Ventil wird ein Gaspuls (Wasserstoff) in das Beschleunigungsrohr eingelassen. Im rasch ansteigenden inhomogenen Magnetfeld einer konischen Ringentladung wird dann ein vollionisiertes Plasma erzeugt und mit einer Geschwindigkeit von einigen 10^7 cm/s in das Solenoid der Laufzeitkette eingeschossen. Durch das kolbenartig wirkende Magnetfeld in der Front einer Wanderwelle (Abb. 3), die sich mit linear zunehmender Geschwindigkeit auf dem Kettenleiter fortpflanzt, wird das Plasma weiter beschleunigt. Die Anfangsgeschwindigkeit der Welle beträgt $2 \cdot 10^7$ cm/s und die Endgeschwindigkeit $8 \cdot 10^7$ cm/s.

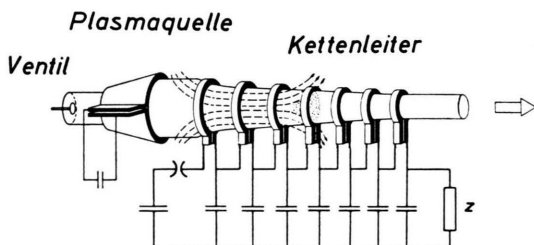


Abb. 3. Schaltschema der Laufzeitkette; Feldkonfiguration der Wanderwelle auf dem Kettenleiter.

1.1.1. Der magnetische Druck der Welle ist größer als der Trägheitsdruck des Plasmas

Damit der magnetische Druck der Welle größer als der Trägheitsdruck des Plasmas ist, darf bei dem maximalen Magnetfeld der Welle von 2,5 kG die Plasmadichte einige 10^{13} cm $^{-3}$ nicht überschreiten.

Messungen mit magnetischen Sonden zeigen in diesem Fall, daß das Plasma das Feld deformiert. In Abb. 4 ist die Lage der Grenzschicht zwischen Plasma und Magnetfeld in der Front der Welle, wie sie sich aus dem mit Sonden bestimmten Magnetfeldsprung ergibt, aufgetragen. Man ersieht daraus, daß eine Stromschicht bis nahe zur Achse existiert.

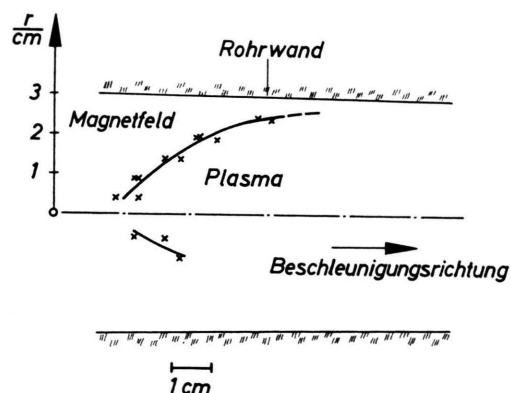


Abb. 4. Lage der Grenzschicht zwischen Plasma und Magnetfeld der Welle, wie sie sich aus dem mit magnetischen Sonden bestimmten Magnetfeldsprung ergibt.

Energieverteilung: Die Messungen der Ionengeschwindigkeiten mit einem Gegenfeldspek-

trometer ergeben maximale Geschwindigkeiten von $1,2 \cdot 10^8$ cm/s, die größer sind als die Endgeschwindigkeit der Welle von $8 \cdot 10^7$ cm/s. Diese Ergebnisse legen nahe, die Beschleunigung des Plasmas durch eine elastische Reflexion der Ionen an einem magnetischen Kolben mit einem Einteilchenmodell zu beschreiben. Der Einfachheit halber wird der Kolben als eben und undurchlässig angenommen. Da die Welle mit konstanter Beschleunigung läuft, sieht man in einem mitbewegten System die Ionen wie in einem Schwerfeld auf eine elastisch reflektierende Ebene fallen. Die Zahl der Reflexionen, die ein Teilchen in der Beschleunigungszeit erfährt, hängt von seiner Anfangslage und -geschwindigkeit ab. Ruhen die Teilchen anfänglich, so werden die am häufigsten reflektiert, deren Anfangsabstand von der Ebene am kleinsten ist.

Für den Fall, daß die ganze Spule des Kettenleiters anfangs homogen mit ruhendem Plasma gefüllt ist, ist die berechnete Energieverteilung in Abb. 5 dargestellt². Charakteristisch sind die Stu-

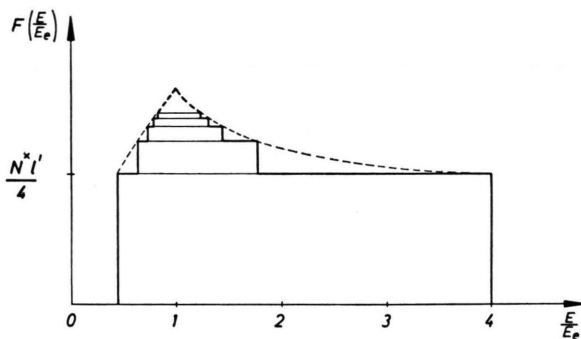


Abb. 5. Berechnete Energieverteilung für den Fall, daß die ganze Spule des Kettenleiters anfangs homogen mit ruhendem Plasma gefüllt ist. E_e = kinetische Energie eines Ions, das sich mit der Endgeschwindigkeit der Welle bewegt; l' = maximale Beschleunigungslänge; N^* = Liniendichte des Anfangsplasmas.

fen in der Energieverteilung, die den Übergang von einer Teilchenklasse mit einer bestimmten Reflexionszahl zu einer anderen kennzeichnet. Bei komplizierteren Anfangsbedingungen wird die Verteilungsfunktion verzerrt, die scharfen Energiesprünge bleiben aber erhalten.

Um die experimentellen Ergebnisse mit denen der Rechnung quantitativ vergleichen zu können, wurde

die anfängliche Dichte- und Energieverteilung des Plasmas mit Hilfe eines 8 mm-Mikrowelleninterferometers und eines Teilchenspektrometers bestimmt. In Abb. 6 ist eine mit diesen Anfangsbedingungen berechnete Energieverteilung der Ionen im beschleunigten Plasma einer gemessenen gegenübergestellt^{3,4}. In diesem speziellen Fall sind die Anfangsgeschwindigkeiten so gewählt worden, daß nur einfach und zweifach reflektierte Ionen auftreten. Es ist dann möglich, das gesamte Energiespektrum mittels einer Laufzeitanalyse in einer einzigen Entladung aufzunehmen. Wie aus Abb. 6 hervorgeht, stimmt für

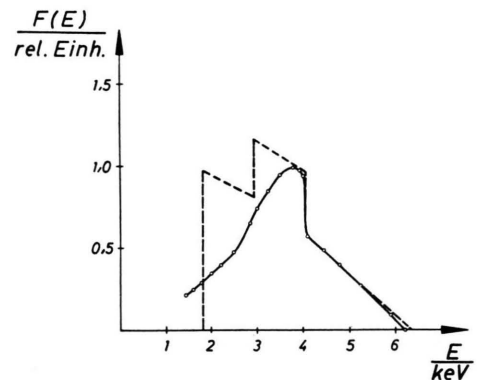


Abb. 6. Vergleich der experimentellen (—) und der berechneten (---) Energieverteilung der Ionen im beschleunigten Plasma.

Energien über 3,5 keV der Verlauf der beiden Kurven gut überein. Besonders die Stufe in der Energieverteilung bei 4,1 keV, die der maximalen Energie der zweifach reflektierten Ionen entspricht, wird durch das Experiment gut wiedergegeben. Bei den niederen Energien, die den Ionen zugeordnet werden können, die am Anfang der Kette mit der Welle wechselwirken, weichen die Ergebnisse von Modell und Experiment voneinander ab. Dies kann durch Teilchenverluste an den Wänden erklärt werden, die verstärkt am Anfang der Kette auftreten, wo sich der Durchmesser des Beschleunigungsrohrs stark verjüngt.

Diese Ergebnisse zeigen, daß ein Kolbenmodell die Vorgänge gut widerspiegelt.

Ein weiteres Argument für das Kolbenmodell liefert der Nachweis der Stromschicht durch Magnetfeldsonden. Sie erstreckt sich bis nahezu zur Achse

² W. BIEGER, P. GRÄFF, H. GRESSER, P. NOLL u. H. TUCZEK, Proc. of the 6th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases 3, 217 [1963].

³ W. BIEGER, P. GRÄFF u. H. TUCZEK, KFA-Bericht Jül-336-PP [1965].

⁴ W. BIEGER u. H. TUCZEK, Proc. of the 7th Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases 2, 450 [1966].

und ist über die ganze Beschleunigungsstrecke nachweisbar. Die Grenzschicht zwischen Plasma und Magnetfeld hat eine Dicke, die kleiner als der Ionen gyrationradius ist, woraus man schließen kann, daß ein elektrostatisches Feld in der Schicht existiert⁵, in dem die Ionen beschleunigt werden. Dieses wird offensichtlich nicht durch Kurzschluß über die Rohrwand oder durch Instabilitäten zerstört, wie es andere Autoren beobachtet haben⁶.

Teilchenverluste während der Beschleunigung: Durch Messung der Teilchenzahl am Anfang der Kette und der Zahl der beschleunigten Teilchen am Kettenende mit Hilfe eines 8 mm-Mikrowelleninterferometers können die maximalen Teilchenverluste abgeschätzt werden. Es zeigt sich, daß von allen Teilchen, die sich zum Startzeitpunkt der Welle im Solenoid befinden, ungefähr 20% das Kettenende erreichen.

Verluste können auftreten, indem Teilchen unter einem Winkel zur Achse gegen die Wände reflektiert werden oder indem sie im Bereich der Achse, wo die radiale Komponente des Magnetfeldes verschwindet, durch den Kolben rutschen.

Mit dem Teilchenspektrometer wird die Energieverteilung der Ionen abhängig vom Radius und Winkel zur Rohrachse bestimmt. Es ergibt sich, daß die Energieverteilung nahezu über den ganzen Querschnitt gleich ist, daß also der Plasmastrahl keine Ringstruktur besitzt. Weiter zeigt sich, daß die Breite und Divergenz des Strahles allein durch die geometrische Begrenzung des Beschleunigungsrohres gegeben sind.

Die Ionen scheinen also nach ihrer Reflexion am Kolben auf geraden Bahnen weiterzufiegen. Mit dieser Voraussetzung läßt sich aus der Breite des durch das Spektrometer ausgeblendeten Strahls folgern, daß der Durchmesser eines Loches in der Achse des Kolbens kleiner als 5 mm sein muß. Die Verluste in der Achse spielen also eine untergeordnete Rolle; im wesentlichen gehen die Teilchen durch Reflexion gegen die Wände verloren, wobei ein Reflexionswinkel von 5° gegen die Achse die gemessenen Verluste erklären würde.

Diese Verluste lassen sich durch ein überlagertes quasistatisches Magnetfeld herabsetzen. Dabei entsteht eine in Abb. 7 dargestellte Feldkonfiguration, die entweder Spiegel- oder Cuspgeometrie besitzt.

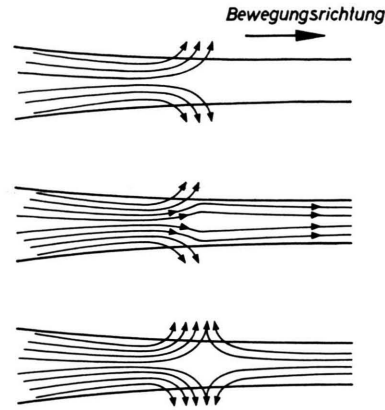


Abb. 7. Feldkonfiguration des magnetischen Kolbens ohne statisches Überlagerungsfeld sowie mit parallelem und antiparallelem überlagertem Magnetfeld.

Sondenmessungen zeigen dann, daß im Falle eines parallelen Überlagerungsfeldes das Plasma radial komprimiert wird. Wird die magnetische Induktion des statischen Feldes größer als 500 Gauß, so übersteigt der Druck des komprimierten Plasmas den magnetischen Druck des Wellenfeldes und das Plasma rutscht durch den Kolben. Im Falle eines antiparallelen Feldes funktioniert die Beschleunigung bis zu Feldstärken über 1 kG. Eine weitere Erhöhung des überlagerten Magnetfeldes schwächt den Kolben und setzt damit die Wirksamkeit der Beschleunigung herab. Während des gesamten Beschleunigungsvorganges werden keine Instabilitäten beobachtet. Lediglich beim Durchrutschen des Plasmas im Falle eines überlagerten parallelen Feldes werden Oszillationen des Magnetfeldes festgestellt, die aber rasch abklingen.

1.1.2. Der magnetische Druck der Welle ist kleiner als der Trägheitsdruck des Plasmas

Wählt man die Anfangsdichte des Plasmas so hoch, daß der Druck des Plasmas den magnetischen Druck der Welle übersteigt, so schlüpft das Plasma erwartungsgemäß durch den Kolben. Infolge der Relativbewegung des leitfähigen Plasmas – die Elektronentemperatur ist von der Größenordnung 10 eV – zum inhomogenen magnetischen Feld wird eine Kraft übertragen, die die Energie der Ionen im Plasma bis zu einem Faktor 3 erhöht. In Abb. 8 ist die Energieverteilung der Ionen für diesen Fall aufgetragen.

⁵ M. ROSENBLUTH, Plasma Physics and Thermonuclear Research 2, 271 [1963].

⁶ D. E. T. F. ASHBY, Plasma Physics 9, 603 [1967].

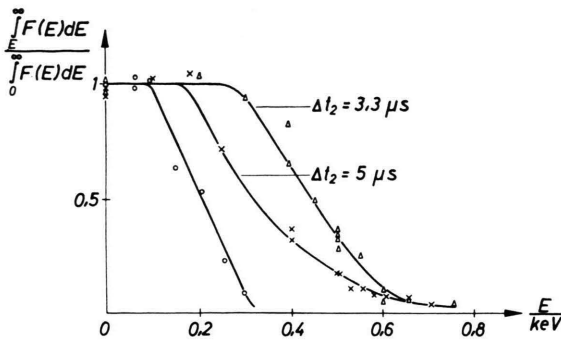


Abb. 8. Integrierte Energieverteilung der Ionen im anfänglichen (O O O) sowie im beschleunigten (x x x x, Δ Δ Δ) Plasma, wenn der Trägheitsdruck des Plasmas den magnetischen Druck der Welle übersteigt. Δt_2 = Zeitdifferenz zwischen Zündung der konischen Ringentladung (Plasmaquelle) und Triggerung der Laufzeitkette; wachsendes Δt_2 bedeutet zunehmende Plasmadichte im Solenoid des Kettenleiters.

1.2. Beschleunigung eines von der Welle selbst erzeugten Plasmas

Die Betriebsbedingungen einer Apparatur zur kontinuierlichen Beschleunigung werden am einfachsten, wenn das Plasma von der Wanderwelle erzeugt und beschleunigt wird. Im Gegensatz zum vorhergehenden Fall wird dabei zumindest während der Anfangsphasen eines Versuchsablaufes die Leitfähigkeit gering sein, so daß das Magnetfeld der Welle durch das Plasma diffundiert und dieses durch die entstehenden $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -Kräfte beschleunigt. Die Plasmageschwindigkeit wird dabei kleiner bleiben als die Phasengeschwindigkeit der Welle.

Um diese Vorstellungen am Experiment zu prüfen, ist eine zweite gepulste Apparatur aufgebaut worden, in der das Plasma von einem sinusförmigen Wellenzug mit mehreren Perioden erzeugt und beschleunigt wird. Ein Schema dieser Versuchsanordnung zeigt Abb. 9. Die Wanderwelle wird mit einem Impulsgenerator, wie er von WEIBEL⁷ vorgeschlagen worden ist, auf einem Kettenleiter erregt, der zur Vermeidung einer rücklaufenden Welle mit seinem

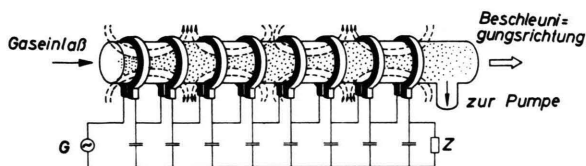


Abb. 9. Schema der Apparatur zur Erzeugung und Beschleunigung eines Plasmas mit einem sinusförmigen Wellenzug konstanter Phasengeschwindigkeit.

Wellenwiderstand abgeschlossen ist. Der Generator liefert schwach gedämpfte, sinusförmige Wellenzüge von variabler Länge, die in diesem Experiment maximal zwölf Halbwellen beträgt, was bei einer Frequenz von 1 MHz einer Impulsdauer von $6 \mu\text{s}$ entspricht. Die Wellenlänge ist ungefähr 40 cm und die Phasengeschwindigkeit $4 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1}$. Die Spannungsamplitude beträgt 20 kV. Das Entladungsrohr ist mit Wasserstoff bei stationärem Gasdruck gefüllt.

Messungen: Der Verlauf der Elektronendichte wird räumlich und zeitlich aufgelöst bestimmt. Hierzu werden spektroskopisch die Halbwertsbreite der Wasserstofflinie H_β und mit 8 mm- und 2 mm-Mikrowelleninterferometern die Dielektrizitätskonstante des Plasmas gemessen. Die beiden Methoden ergeben konsistente Ergebnisse. Hiernach wird bei Anfangsfülldrücken größer als $2 \cdot 10^{-3}$ Torr und Spannungsamplituden größer als 15 kV eine merkliche Ionisation erzielt. Bei einem typischen Anfangsdruck von $6 \cdot 10^{-3}$ Torr werden 50% aller ins Entladungsrohr eingefüllten Teilchen ionisiert. Die Elektronendichte steigt etwa $2 \mu\text{s}$ nach Start der Wanderwelle sehr rasch auf über $2 \cdot 10^{14}$ Teilchen pro cm^3 an.

Eine spektroskopische Bestimmung der Elektronentemperatur stößt wegen der instationären Bedingungen während der Entladung auf Schwierigkeiten. Um einen Anhaltspunkt zu erhalten, wird einmal aus dem Intensitätsverhältnis von H_β zum unterliegenden Kontinuum unter Annahme thermischen Gleichgewichts während der Entladung die Temperatur bestimmt, zum anderen die im abklingenden Plasma gemessene Temperatur auf den Entladungszeitpunkt extrapoliert. Beide Methoden liefern eine Elektronentemperatur von 5 eV. Legt man diesen Wert zugrunde, so ergibt sich, daß das Feld während der Beschleunigung nicht mehr durch das Plasma diffundiert. Der Beschleunigungsmechanismus sollte daher eher einem Kolbenmodell entsprechen als einer resistiven Beschleunigung mit Schlupf.

Dann ist jedoch bei den hohen Dichten von einigen 10^{14} cm^{-3} der Plasmadruck größer als der magnetische Druck der Welle, so daß im Mittel keine Beschleunigung zu erwarten ist. Messungen am Doppler-Effekt von H_β zeigen, daß die Teilchengeschwindigkeit nicht größer ist als 1/10 der Phasengeschwindigkeit der Welle.

Bei niedrigeren Dichten, für die der magnetische Druck den Trägheitsdruck des Plasmas übersteigt, kann spektroskopisch die mittlere Geschwindigkeit

⁷ E. S. WEIBEL, Rev. Sci. Instr. 35, 173 [1964].

nicht bestimmt werden; es ist jedoch eine deutliche Ansammlung von Teilchen am Ende der Kette in Beschleunigungsrichtung zu beobachten (Abb. 10). Messungen mit einem Ionenspektrometer zeigen, daß Teilchengeschwindigkeiten bis zu 10^7 cm/s vorkommen.

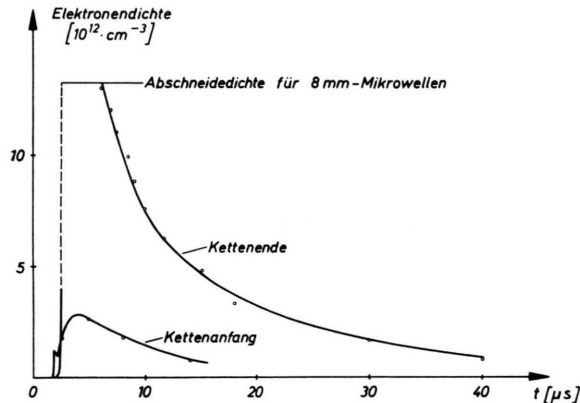


Abb. 10. Elektronendichte am Anfang und Ende der Laufzeitkette, gemessen mit einem 8 mm-Mikrowelleninterferometer; Dauer des Wellenzuges = 2 Perioden; Anfangsdruck im Neutralgas = $6 \cdot 10^{-3}$ Torr.

Aus diesem Experiment ergibt sich, daß die Plasmaerzeugung mit der Welle allein möglich ist und daß auch eine gleichzeitige Beschleunigung eingeleitet zu werden scheint. Über die Effektivität der Beschleunigung können erst endgültige Aussagen gemacht werden, wenn ein längerer Wellenzug zur Verfügung steht. Bis jetzt hat sich gezeigt, daß die Zahl der beschleunigten Teilchen etwa linear mit der Dauer des Wellenzuges ansteigt.

2. Der kontinuierliche Beschleuniger

Bei den gepulst betriebenen Experimenten wird praktisch die gesamte aufgewendete Energie im Abschlußwiderstand der Kette verbraucht. Da es sich um Leistungen der Größenordnung einiger 100 MW handelt, spielt bei einer kontinuierlich arbeitenden Apparatur der Wirkungsgrad eine entscheidende Rolle. Dieser kann durch Rückspeisung der über die Kette gelaufenen Energie in den Eingang des Beschleunigers wesentlich verbessert werden. Die Verlustleistung ist dann – abgesehen von der Energie, die vom Plasma aufgenommen wird – auf die Ohmschen und dielektrischen Verluste der Laufzeit-

kette beschränkt. Dadurch wird es möglich, mit Wirkleistungen von 5 MW auszukommen, um Wanderfelder mit einer Amplitude von 2 kG im Dauerbetrieb aufrechtzuerhalten.

Die Funktionsweise der Rückspeisung soll an einem einfachen Kreis (Abb. 11) erläutert werden. Der Generator liefert eine Wechselspannung in den Eingang eines Kettenleiters, über den sich eine gedämpfte Welle ausbreitet. Am Kettenende transformiert ein Übertrager die Spannung auf den vom Generator gelieferten Wert hoch. Bei geeigneter Wel-

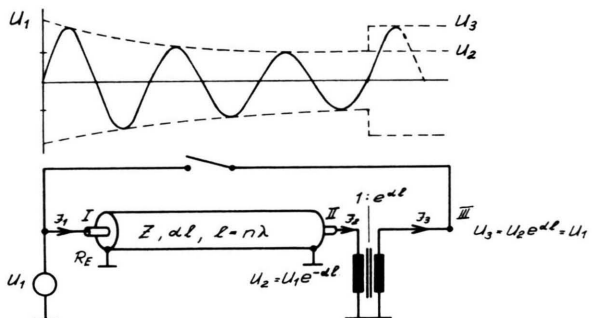


Abb. 11. Einfacher rückgespeicher Kreis, in dem die Laufzeitkette dargestellt ist durch eine Koaxialleitung mit dem Wellenwiderstand Z , dem Dämpfungsmaß α und der Länge l , die ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge λ ist; R_E = Eingangswiderstand des rückgespeisten Systems.

lenlänge stimmen dann beide Spannungen außer in der Amplitude auch in ihrer Phase überein. Wird nun das Kettenende genau zum Zeitpunkt des Eintreffens der Welle mit dem Anfang verbunden, so sieht die Welle den richtigen Abschluß und läuft ohne Reflexion weiter.

Bei von vornherein geschlossener Rückspeisungsleitung werden anfangs eine vor- und eine rücklaufende Welle angeregt, von denen die rücklaufende, wie eine detaillierte Rechnung des Einschwingvorganges zeigt⁸, abklingt. Im eingeschwungenen Zustand existiert nur eine vorlaufende Wanderwelle. Modellversuche ergeben Einschwingzeiten von ca. 0,5 ms.

Der einfache in Abb. 11 dargestellte Kreis hat neben der verhältnismäßig langen Einschwingzeit den Nachteil hoher Empfindlichkeit gegenüber Rückwirkungen des Plasmas. Das Plasma verändert im wesentlichen die Induktivität des Kettenleiters, was zu einer Phasenverstimmung von Kettenanfang und -ende und damit zu starken Reflexionen führt. Der Einfluß des Plasmas muß durch Nachstimmen der Frequenz kompensiert werden.

⁸ H. NIELINGER, Interner Telefunken-Bericht AH/SE-UL Ni 13 [1966].

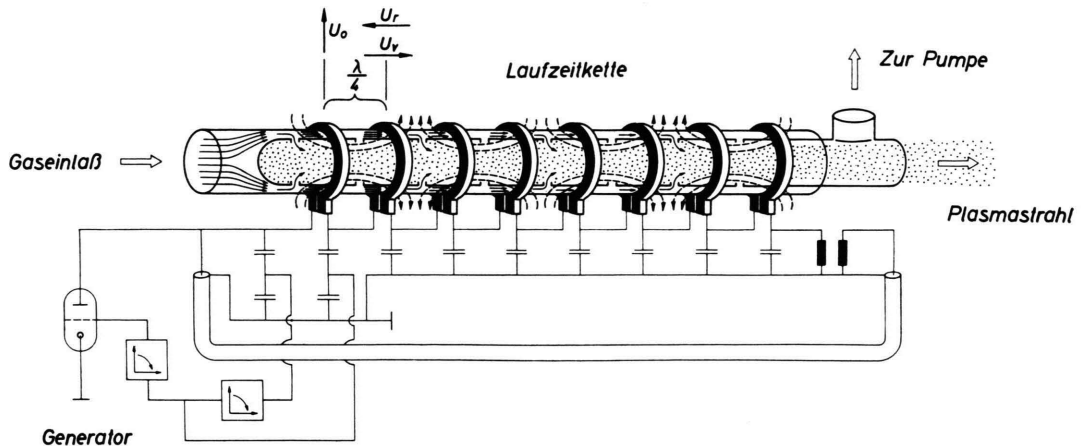


Abb. 12. Rückgespeistes System mit selbsterregtem Sender. U_0 =Eingangsspannung, U_v bzw. U_r =Spannung der vor- bzw. rücklaufenden Welle im Abstand einer Viertelwellenlänge vom Eingang. Es wird nur ein Anteil der vorlaufenden Welle rückgekoppelt; eine rücklaufende Welle existiert nur während des Einschwingvorganges.

Nach einem Vorschlag von BUSCHBECK⁹ läßt sich sowohl die Einschwingzeit wesentlich verkürzen als auch die Frequenznachstimmung automatisieren, indem man einen selbsterregten Sender verwendet, dessen Rückkoppelspannung geeignet aus der Kette entnommen wird (Abb. 12). Es werden dabei zwei Spannungen im Abstand $\lambda/4$ an der Kette abgegriffen und über eine $4 \cdot \lambda/4$ -Brücke so zusammengeführt, daß nur ein Spannungsanteil der vorlaufenden Welle rückgekoppelt wird. Dadurch wird auf der Laufzeitkette nur eine in der gewünschten Richtung fortschreitende Wanderwelle erregt.

Messungen, die am Modell mit der geplanten Frequenz von 1 MHz durchgeführt werden, bestätigen die Funktionsfähigkeit dieser Schaltung. Dabei wird

das Plasma durch Kupferstäbe simuliert, die in das Solenoid der Laufzeitkette eingeschoben werden. Die Einschwingzeit ist von der Größenordnung $10 \mu\text{s}$. Nach dieser Zeit ist der Anteil an rücklaufender Energie kleiner als 5%. Die automatische Frequenznachstimmung erfolgt in einem Frequenzbereich von $\pm 4\%$.

Diese Untersuchungen werden im Rahmen der Zusammenarbeit DVL – KFA durchgeführt. – Herrn Prof. Dr. A. W. QUICK und Herrn Prof. Dr. E. KNOERNSCHILD von der DVL danken wir für die Förderung dieser Zusammenarbeit, die vom Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung finanziell unterstützt wird. – Herrn Dr. H. L. JORDAN und Herrn Dr. F. WAELEBROECK danken wir für wertvolle Vorschläge und Diskussionen. – Herrn A. COSLER und Herrn W. KOHLHAAS sind wir zu Dank verpflichtet für die Ausführung der technischen Konstruktionen, Herrn W. CARDUCK, Herrn K. H. MÜLLER und Herrn J. RÜCKRIEM für die Hilfe bei den Messungen.

⁹ W. BUSCHBECK, Interner Telefunken-Bericht AH/E Bbk 206 [1966].