



112

KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG

Institut für Plasmaphysik

ASSOZIATION EURATOM - KFA

**Untersuchungen zur Beschleunigung
eines Plasmas durch ein gepulstes
elektromagnetisches Wanderfeld**

von

Wolfgang Bieger

Jül - 524 - PP

Mai 1968

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 524
Institut für Plasmaphysik Jül - 524 - PP

Dok.: Plasma Acceleration - Travelling Waves
 DK: 621.384.6 : 621.385.63

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich,
 Jülich, Bundesrepublik Deutschland

**Untersuchungen zur Beschleunigung
eines Plasmas durch ein gepulstes
elektromagnetisches Wanderfeld**

von

Wolfgang Bieger

D 82 (Diss. T. H. Aachen)

Inhalt

1. Einleitung	1
1.1. Methoden zur Erzeugung von Plasmastrahlen	2
1.2. Ziel der vorliegenden Arbeit	6
2. Apparatur	7
2.1. Plasmaquelle	8
2.1.1. Gaseinlaßventil	8
2.1.2. Plasmaerzeugung	9
2.2. Plasmabeschleuniger	11
3. Diagnostikmethoden	16
3.1. Mikrowelleninterferometer	16
3.2. Ionenspektrometer	19
3.3. Magnetfeldsonden und kompensierte Schleifen	23
4. Beschleunigungsvorgang ohne überlagertes Magnetfeld	25
4.1. Bedingungen für die Existenz eines magnetischen Kolbens	25
4.2. Beschleunigung bei hoher Dichte	27
4.2.1. Eigenschaften des Plasmas vor der Beschleunigung	27
4.2.2. Eigenschaften des beschleunigten Plasmas	27
4.3. Beschleunigung bei niedriger Dichte	28
4.3.1. Eigenschaften des Plasmas vor der Beschleunigung	29
4.3.2. Beschreibung des Beschleunigungsvorganges	31
4.3.3. Verluste während der Beschleunigung	40
5. Beschleunigung bei überlagertem quasistatischen Magnetfeld	47
5.1. Beschleunigung bei parallelem Feld	48
5.2. Beschleunigung bei antiparallelem Feld	49
5.3. Folgerungen für die kontinuierliche Beschleunigung	50

6. Überlegungen zur Beschleunigung mit einer harmonischen Wanderwelle	51
6.1. Modell mit unendlich hoher Leitfähigkeit	52
6.2. Modell mit endlicher Leitfähigkeit	54
7. Anhang	58
7.1. Berechnung der Energieverteilung nach dem "Frei- teilchen" - Modell	58
7.2. Integration der Bewegungsgleichung einer Leiter- schleife im Feld einer harmonischen Wanderwelle	61
Zusammenfassung	64
Literaturangabe	65

1. Einleitung

Eine Reihe von Experimenten in der Plasmaphysik und in der Weltraumforschung geht von gepulsten oder kontinuierlichen Plasmastrahlen aus, entweder um vollionisierte Plasmen innerhalb geeigneter Magnetfeldkonfigurationen zu erzeugen oder um die Wechselwirkung der Strahlen mit verschiedenen Magnetfeldern zu untersuchen.

So wird in einer Anzahl von Experimenten ein Plasmastrahl in eine Magnetfeldanordnung eingeschossen und darin eingefangen. Es können so Plasmen mit vorgegebenen Eigenschaften erzeugt werden. Sie bilden dann die Anfangsphase des Versuchs, wie bei Kompressionsexperimenten zur Erzeugung eines dichten Hochtemperaturplasmas ⁽¹⁾ oder zur Untersuchung von Stoßwellen in stoßfreien Plasmen ⁽²⁾.

Die Wechselwirkung eines Plasmastrahls mit einer gegebenen Magnetfeldkonfiguration wird, als ein Beispiel aus der Weltraumforschung, im sogenannten "Terrella"-Experiment untersucht. Bei diesem strömt ein Plasmastrahl gegen ein magnetisches Dipolfeld als Simulation der Wechselwirkung des Solarwindes mit dem Magnetfeld der Erde. ⁽³⁾ Die Eigenschaften des Plasmastrahls, wie Dichte, Temperatur und Geschwindigkeit sowie die Stärke des Dipolfeldes sind dabei durch Ähnlichkeitsgesetze bestimmt.

Schließlich sind Plasmastrahlen im Zusammenhang mit Plasmaantrieben für die Raumfahrt in der interplanetarischen Mission von Bedeutung, für die vor allem Plasmastrahlen interessant sind, die entweder kontinuierlich oder mit hoher Folgefrequenz gepulst strömen.

Die Eigenschaften der Plasmastrahlen wie Dichte, Temperatur und Strahlgeschwindigkeit sind dabei je nach der Anwendung ganz verschieden. Jedoch liegen die geforderten Dichten über 10^{11} cm^{-3} , die Temperaturen meist über $10^5 \text{ }^\circ\text{K}$ und die gerichteten Geschwindigkeiten über 10^6 cm/sec .

1.1. Methoden zur Erzeugung von Plasmastrahlen

Plasmastrahlen können erzeugt werden, indem man ein hochtemperiertes Plasma, adiabatisch oder unter weiterer Wärmezufuhr, durch Düsen expandieren läßt oder indem man ein Plasma durch elektromagnetische Felder beschleunigt.

In dem ersten Fall kann die Erzeugung des Plasmas und seine Aufheizung in verschiedener Weise erfolgen. Sie sind vor allem in Lichtbögen mit düsenförmiger Anode, durch die das Plasma expandiert, realisiert. Die resultierenden Plasmastrahlen haben hohe Dichten und Temperaturen, sind jedoch in ihren Geschwindigkeiten begrenzt. Die maximale Strahlgeschwindigkeit $v_{\max}$ ist bei adiabatischer Expansion durch die Beziehung

$$v_{\max} = \sqrt{2 h_0}$$

gegeben, wobei h_0 die spezifische Enthalpie des Plasmas vor dem Eintritt in die Düse ist. Durch die technisch bedingte Begrenzung der Temperatur ergeben sich dann maximale Strahlgeschwindigkeiten von etwa $3 \cdot 10^6$ cm/sec⁽⁴⁾.

Höhere Geschwindigkeiten kann man erzielen, wenn die Beschleunigung des Plasmas durch elektromagnetische Felder erfolgt. Die Bewegungsgleichung eines vollionisierten Plasmas lautet bei Vernachlässigung der Schwerkraft und eines Druckgradienten im Plasma nach Spitzer⁽⁵⁾

$$\varrho \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{j} \times \vec{B}$$

wobei ϱ die Massendichte, $\vec{j}$ der Stromdichtevektor, $\vec{v}$ der Vektor der mittleren Geschwindigkeit des Plasmas und $\vec{B}$ der Vektor der magnetischen Induktion sind. Je nach den Eigenschaften des Plasmas und der Frequenz des beschleunigenden Feldes treten Ströme im ganzen Plasma oder nur in einer Schicht an seiner Grenze zum Feld auf. Das Plasma wird dann durch die in der Schicht fließenden Ströme gegen das Feld abgeschirmt. Man kann in dem letzten Fall die Wechselwirkung des elektromagnetischen Feldes mit dem

Plasma vielfach durch die Wirkung eines Druckes p_m von der Größe

$$p_m = \frac{B^2}{2\mu_0}$$

beschreiben. Dabei ist B die zur Grenzschicht parallele Komponente der magnetischen Induktion an der Oberfläche des Plasmas (μ_0 = magnetische Permeabilität des Vakuums). Das elektromagnetische Feld wirkt dann wie ein Kolben (magnetischer Kolben).

Die Vorgänge vor dem in das Plasma einlaufenden Kolben können, abhängig von den Plasmaeigenschaften, durch verschiedene Modelle beschrieben werden.

Ist die Wechselwirkung der am Kolben reflektierten Teilchen des Plasmas mit den noch nicht von der Beschleunigung erfaßten Teilchen, wie in dem vorliegenden Experiment, zu vernachlässigen, so kann man den Beschleunigungsvorgang mit dem "Freiteilchen" - Modell beschreiben. Die Teilchen stoßen elastisch mit dem Kolben. Sie werden unter Umständen von diesem wieder eingeholt und erfahren mehrfache Reflexionen.

Sind die freien Weglängen der am Kolben reflektierten Teilchen dagegen klein, so tauschen die Teilchen ihren Impuls schon unmittelbar nach der Reflexion aus. Der Vorgang läßt sich dann durch das sogenannte "Schneepflug" - Modell beschreiben, bei dem die Teilchen vom Kolben aufgesammelt werden und sich mit dessen Geschwindigkeit fortbewegen. Unter Umständen kann die Masse des beschleunigten Plasmas als konstant betrachtet werden (Modell mit "konstanter Masse").

Schließlich kann unter bestimmten Bedingungen die Aufheizung und Beschleunigung eines Plasmas auch durch eine vor dem Kolben laufende Stoßwelle erfolgen.

Mit Beschleunigern, in denen man die Ausbildung eines magnetischen Kolbens erwartet, werden Plasmastrahlen mit relativ hohen Dichten und Geschwindigkeiten erzeugt.

Die verschiedenen Arten lassen sich, entsprechend der Feldankopplung, in zwei Gruppen einteilen: Beschleuniger, bei denen der Strom im Plasma zwischen Elektroden fließt und das beschleunigende Magnetfeld das Eigenfeld des Stromes ist, und in solche,

bei denen der Strom im Plasma durch ein elektromagnetisches Feld induziert wird und mit diesem in Wechselwirkung tritt.

Als ein Beispiel der ersten Gruppe sei die "coaxial gun" genannt⁽⁶⁾, bei der die Erzeugung und Beschleunigung des Plasmas zwischen zwei coaxialen Elektroden durch die Wechselwirkung des radialen Plasmastromes mit dem azimuthalen Eigenmagnetfeld des Stromes erfolgt.

Zur zweiten Gruppe zählt der konische "θ-pinch"⁽⁷⁾, bei dem durch die Entladung einer Kondensatorbatterie über eine konische Spule in dem eingeschlossenen Gas eine Ringentladung gezündet wird. Durch die Wirkung der radialen Komponenten des inhomogenen Magnetfeldes mit dem azimuthalen Plasmastrom erfolgt dann die axiale Beschleunigung.

In den elektrodenbehafteten Beschleunigern, die mit einem relativ hohen Wirkungsgrad arbeiten, konnten schnelle Plasmakomponenten mit Geschwindigkeiten $v > 10^8$ cm/sec erreicht werden. Durch die Elektroden im Plasma können jedoch Instabilitäten begünstigt und stärkere Verunreinigungen hervorgerufen werden.

Bei den elektrodenlosen Plasmabeschleunigern ist die Verunreinigungsrate kleiner, jedoch ist bei diesen, aufgrund der geringeren Kopplung zwischen Feld und Plasma, der Wirkungsgrad, zumindest bei einem einmaligen Beschleunigungsvorgang, geringer. Die erzielten Geschwindigkeiten liegen in der Größenordnung von 10^7 cm/sec bei Dichten bis über 10^{16} cm⁻³.

Zu den elektrodenlosen Plasmabeschleunigern zählt auch der Wanderwellenbeschleuniger, bei dem das Plasma durch das Feld einer auf einer Laufzeitkette laufenden Wanderwelle in Fortpflanzungsrichtung der Welle beschleunigt wird. Abb. 1 zeigt die schematische Darstellung einer solchen Anordnung und die Feldverteilung bei Annahme einer harmonischen Wanderwelle. Die Laufzeitkette, durch deren Abmessungen die Geschwindigkeit der Welle bestimmt ist, besteht aus einem Solenoid, dessen Windungen mit je einem Kondensator verbunden sind. Das Plasma befindet sich dabei in einem Entladungsrohr innerhalb des Solenoids.

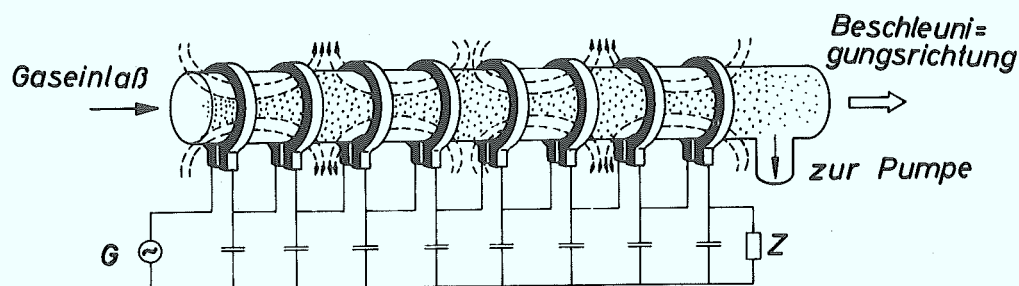


Abb. 1: Schematische Darstellung eines Wanderwellenbeschleunigers.

Die Beschleunigung eines Plasmas mit Hilfe einer elektromagnetischen Wanderwelle erscheint nun von zwei Gesichtspunkten her vorteilhaft.

Zunächst ergibt sich, da die Beschleunigung über einen längeren Zeitraum erfolgt, die Möglichkeit einer gegenüber der konischen Ringentladung detaillierteren Beobachtung des Beschleunigungsmechanismus, vor allem bezüglich der Teilchenverluste.

Zum anderen scheint diese Beschleunigungsart eine einfache Möglichkeit zu bieten, lange Plasmastrahlen mit einer Zeitdauer von einigen Millisekunden und länger mit Hilfe von H.F.-Sendern zu erzeugen. Der Wirkungsgrad ist dabei hoch, da die Feldenergie vom Ende der Kette zu deren Anfang zurückgespeist werden kann⁽⁸⁾. Die Energieverluste sind im wesentlichen nur durch den Ohm'schen Widerstand des Solenoids begrenzt.

1.2 Ziel der Arbeit

Versuche zur Beschleunigung eines Plasmas mit einer gepulsten Wanderwelle wurde zum ersten Mal von J. Marshall unternommen⁽⁹⁾. Allerdings waren die Ergebnisse nicht aufschlußreich, da die Energie des Anfangsplasmas zu hoch war, um eine Trennung des beschleunigten vom unbeschleunigten Plasma zu ermöglichen. In späteren Versuchen mit einer periodischen Wanderwelle bei Avco-Everett⁽¹⁰⁾ wurden Plasmen mit Dichten von 10^{12} cm^{-3} und Geschwindigkeiten von $3 \cdot 10^6 \text{ cm/sec}$ erzielt, wohingegen die Wellengeschwindigkeit um eine Größenordnung höher lag. Es erfolgte ein Schlupf des Plasmas durch das Feld der Welle. Außerdem waren dem reinen Beschleunigungsvorgang andere Prozesse überlagert (Aufheizung der Ionen des Plasmas).

In der vorliegenden Arbeit sollte nun der Vorgang bei der Beschleunigung eines Plasmas durch eine gepulste Wanderwelle untersucht werden. Dabei sollte vor allem geklärt werden, ob und unter welchen Bedingungen sich ein stabiler Kolben ausbilden kann und welcher Art die Verlustprozesse während der Beschleunigung sind.

Das Plasma wurde dabei im inhomogenen Feld in der Front einer gepulsten Wanderwelle beschleunigt. Durch Überlagerung eines quasistatischen Magnetfeldes zum Feld der Welle wurden die Versuche auf Magnetfeldkonfigurationen ausgedehnt, die denen entsprechen, die durch eine harmonische Wanderwelle innerhalb des Solenoids erzeugt werden.

2. Apparatur

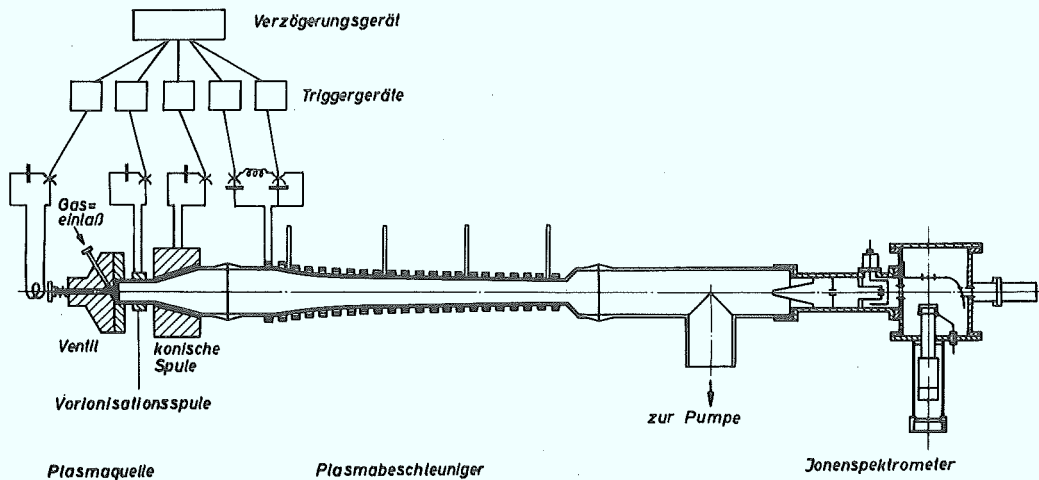


Abb. 2: Schema der Versuchsanordnung

Die Apparatur (Abb. 2) besteht im wesentlichen aus einem 2 m langen Entladungsrohr aus Glas, dessen maximaler Innendurchmesser 10 cm mißt und das sich im mittleren Teil, wo die Beschleunigungsstrecke endet, auf 5 cm verjüngt. Es wird auf einen Basisdruck von 10^{-6} Torr evakuiert. An dem einen Ende des Rohres befindet sich die Plasmaquelle. In ihr wird aus einem kurzzeitig eingelassenen Gas ein Plasmapulser erzeugt, der dann in das Entladungsrohr ausgestoßen wird. Den mittleren Teil des Rohres umfaßt auf einer Länge von 60 cm das Solenoid einer Laufzeitkette. Auf dieser Strecke wird dann das Plasma durch das Feld der auf der Kette laufenden Wanderwelle beschleunigt.

Alle Funktionen der Apparatur werden gegeneinander verzögert und programmiert gesteuert. Die Verzögerungsgeräte sowie die Triggergeräte zur Zündung der Schaltfunkenstrecken wurden im Elektroniklabor des Instituts für Plasmaphysik der K.F.A. Jülich entwickelt.

2.1 Plasmaquelle

Als Plasmaquelle dient eine gepulste elektrodenlose konische Ringentladung, die in dem kurzzeitig eingelassenen Gas (Wasserstoff) gezündet wird.

2.1.1 Gaseinlaßventil

In Abb. 3 ist das elektromagnetische Ventil, durch das der Gas-
puls einströmt, schematisch dargestellt. Das Ventil, in dessen
 2 cm^3 großen Kammer das Gas unter einem Druck von 1,7 atm steht,
wird während der Dauer von etwa 1 ms durch die Entladung einer
Kondensatorbatterie über die Spule am Ende des Ventilstößels ge-
öffnet. Der Stoß auf diesen erfolgt dabei durch die Wechsel-
wirkung des Spulenstroms mit den im Stößel induzierten Wirbel-
strömen.

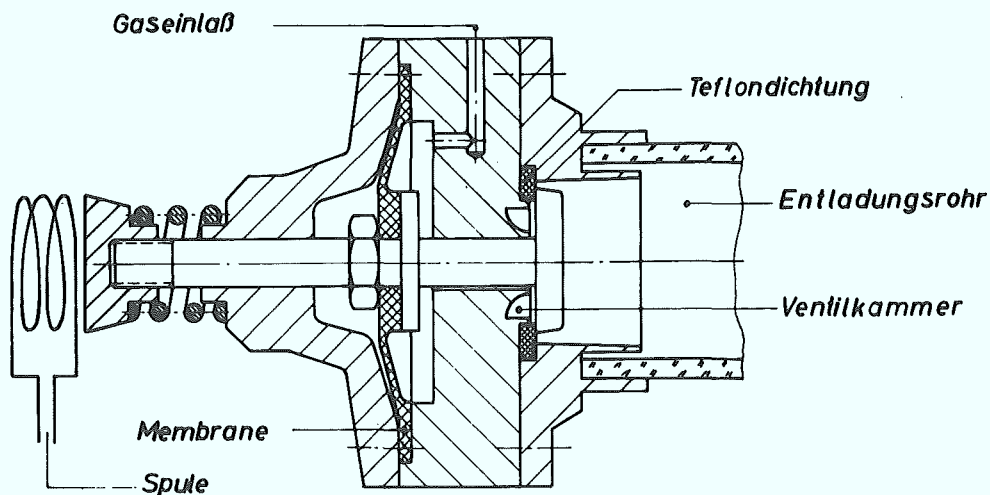


Abb. 3: Schema des Ventils

Der zeitliche Druckverlauf des Gases, dessen Strömungsgeschwindigkeit seiner thermischen Geschwindigkeit von etwa $2 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$ entspricht, wurde mit einer Meßsonde an mehreren Stellen des Entladungsrohres im Abstand x vom Ventil bestimmt⁽¹¹⁾. Als Sonde diente dabei eine Triode, die nach dem Prinzip der Ionisa-

tionsmanometerröhre geschaltet war und deren Eichung im stationären Gas erfolgte⁽¹²⁾.

In Abb. 4 ist die Druckverteilung in der Rohrachse für verschiedene Zeiten t nach der Zündung der Kondensatorbatterie, die die Öffnung des Ventils bewirkt, aufgetragen.

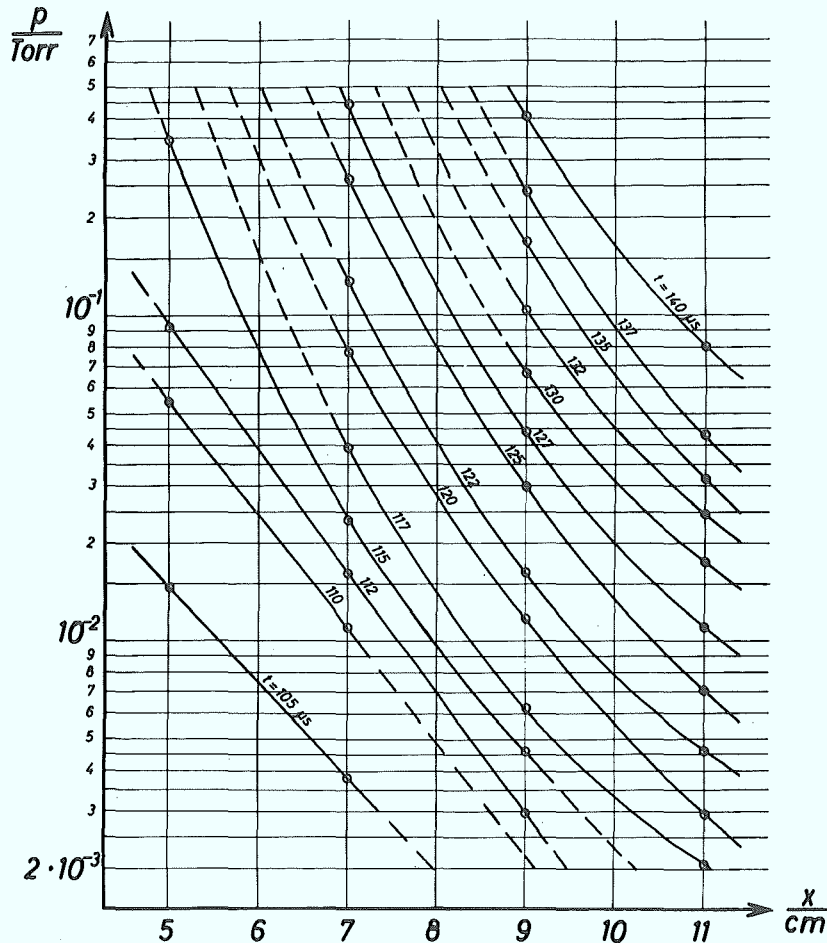


Abb. 4: Druckverteilung im Entladungsrohr im Abstand x vom Ventil zu verschiedenen Zeiten t bei bestimmten Entladungsparametern (Gasdruck in der Ventilkammer und Ladespannung der Kondensatorbatterie).

2.1.2 Plasmaerzeugung

Nach einer Zeitdifferenz Δt_1 , normalerweise etwa $120 \mu s$ nach der Öffnung des Ventils (Zündung der entsprechenden Kondensatorbatterie), wird das Gas in einem schnell oszillierenden Feld einer

elektrodenlosen Ringentladung vorionisiert. Etwa $5 \mu\text{s}$ später erfolgt dann durch das schnell ansteigende elektromagnetische Feld in einer konischen Spule die radiale Kompression des entstehenden Plasmas und gleichzeitig, durch die Wechselwirkung der radialen Feldkomponente mit dem induzierten azimuthalen Plasmastrom, eine axiale Beschleunigung in das Entladungsrohr.

Das Feld für die Vorionisation des Gases wird durch die Entladung eines Kondensators ($0,5 \mu\text{F}/15 \text{ kV}$) über eine 3 cm breite Ringspule mit einem Durchmesser von 5 cm erzeugt, während über die konische Spule ein Kondensator mit einer Kapazität von $0,5 \mu\text{F}$ und einer Betriebsspannung von 22 kV entladen wird. Der Öffnungswinkel dieser 5 cm langen Spule beträgt 30° und das maximale Magnetfeld an der engsten Stelle der Spule etwa 16 kG.

Je nach der Größe des Gasdruckes in der konischen Spule zum Zeitpunkt der Plasmaerzeugung sind der Ausstoßmechanismus und die Eigenschaften des Plasmas verschieden⁽¹³⁾. Bei niedrigen Drücken wird das Plasma bereits zu Beginn der 1. Halbwelle der konischen Ringentladung aus der Spule ausgestoßen, wohingegen bei höheren Gasdrücken dieser Vorgang im wesentlichen erst in der 2. Halbwelle erfolgt. Bei der hier vorliegenden Plasmaquelle sind der Gasdruck und die Entladungsparameter so gewählt, daß der letztere Fall vorliegt.

Bei einer Zeitdifferenz von $120 \mu\text{s}$ nach der Öffnung des Ventils ist der Gasdruck in der konischen Spule, deren mittlerer Abstand vom Ventil 11 cm beträgt, nach Abb. 4 etwa $3 \cdot 10^{-3}$ Torr. Da der Druck des Gases mit zunehmendem Abstand vom Ventil weiter abfällt, ist die Wechselwirkung des ausströmenden Plasmas mit dem vor der Spule liegenden Gas zu vernachlässigen. Das gilt auch für den Prozeß des Ladungsaustausches, dessen freie Weglänge bei den vorliegenden Gasdrücken und Plasmageschwindigkeiten wesentlich größer als 10 cm ist⁽¹⁴⁾. Man kann also den in den eigentlichen Plasmabeschleuniger einströmenden Plasmapul als vollionisiert ansehen.

2.2 Plasmabeschleuniger

Die Beschleunigung des Plasmas erfolgt in einer speziellen Laufzeitkette. Sie besteht aus einem 60 cm langen, das Entladungsrrohr umfassenden Solenoid, dessen Windungen je über einen Plattenkondensator mit dem Rückleiter verbunden sind (Abb. 5).

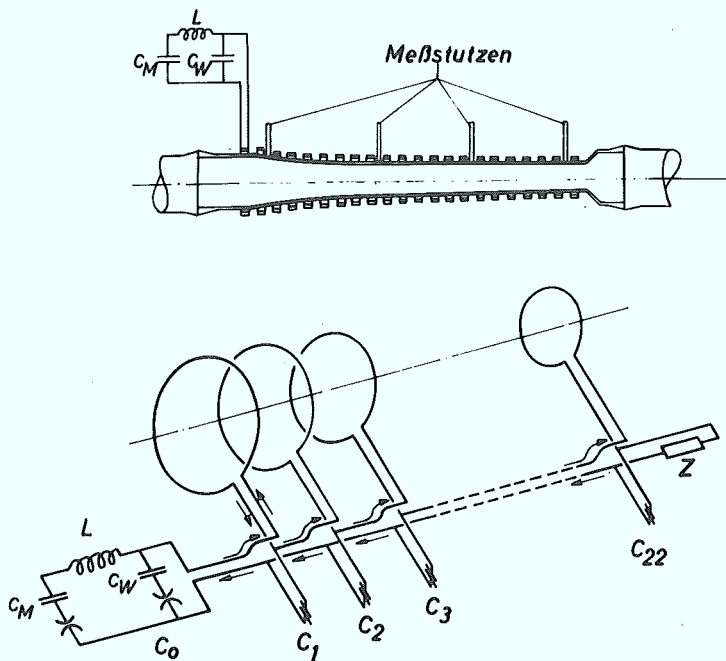


Abb. 5: Schema des Plasmabeschleunigers.

Dabei nimmt sowohl die Größe der Kondensatoren als auch die Windungsfläche monoton über die Länge des Kettenleiters ab. Seiner Konstruktion, die auf P. Noll zurückgeht und ähnlich von J. Katzenstein⁽¹⁵⁾ vorgeschlagen wurde, liegen die Forderungen zugrunde, daß der Wellenwiderstand der Kette konstant sei und daß die Wanderwelle ohne wesentliche Abschwächung mit konstanter Beschleunigung über die Kette laufe.

Betrachtet man die Laufzeitkette zunächst als unendlich lange Kette gleicher symmetrischer Vierpole mit gegenseitiger Kopplung (Π -Glieder mit einer Induktivität L_{eff} und einer Gesamtkapazität C), so ergibt sich deren Wellenwiderstand Z für die

Frequenz $f = \frac{\omega}{2\pi}$ zu (16)

$$Z = \frac{L_{\text{eff}}}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{\omega}{\omega_k})^2}}$$

Dabei ist $\omega_k = 2 / \sqrt{L_{\text{eff}} \cdot C}$ die Grenzfrequenz, oberhalb derer sich die Welle auf der Kette nicht mehr fortpflanzen kann. Die effektive Induktivität ist durch

$$L_{\text{eff}} = L + 2 \sum_{n=1}^{\infty} L_n \cos(n\beta)$$

definiert, wobei L die Selbstinduktivität des betrachteten π -Gliedes, L_n die Gegeninduktivität zwischen diesem und dem um n Glieder von ihm entfernten ist. Der Phasenwinkel β pro Glied ist gegeben durch

$$\cos \beta = 1 - 2 \left(\frac{\omega}{\omega_k} \right)^2$$

Bei feiner Unterteilung der Kette, d.h. bei so großem ω_k , daß $\omega/\omega_k \ll 1$ ist, ergibt sich der Wellenwiderstand Z und der Phasenwinkel β zu

$$Z \approx \sqrt{\frac{L_{\text{eff}}}{C}}$$

$$\cos \beta \approx 1 - \beta^2/2$$

$$\beta \approx \omega \sqrt{L_{\text{eff}} C}$$

Die Phasengeschwindigkeit v_{ph} der Welle auf der Kette wird dann, wenn Δx der Abstand zweier Glieder, $L'_{\text{eff}} = \frac{L_{\text{eff}}}{\Delta x}$ und $C' = \frac{C}{\Delta x}$ die induktive bzw. kapazitive Belegung der Kette sind, bestimmt zu

$$v_{ph} = \frac{\omega \Delta x}{\beta} = \frac{\Delta x}{\sqrt{L'_{\text{eff}} C}} = \frac{1}{\sqrt{L'_{\text{eff}} \cdot C}}$$

Nimmt man an, daß die Beziehungen auch für eine Kette mit schwach veränderlichen L'_{eff} und C' gültig bleiben, so folgt aus den eingangs erwähnten Forderungen, daß der Wellenwiderstand Z und $b = \frac{d}{dt} v_{ph}$, die Beschleunigung der Welle, konstant seien:

$$L'_{\text{eff}} = \frac{L'_0}{\sqrt{1 + 2 \frac{b L'_0{}^2}{Z^2} x}} \quad C' = \frac{L'_0}{Z^2 \sqrt{1 + 2 \frac{b L'_0{}^2}{Z^2} x}}$$

Dabei ist L'_0 die effektive Induktivitätsbelegung am Anfang der Kette ($x = 0$). Die Randerscheinungen am Anfang und Ende der Kette sind dabei vernachlässigt.

Andererseits ist L'_{eff} gegeben durch

$$L'_{eff}(x) = \mu_0 n'^2 \pi r^2(x)$$

n' ist die Zahl der Windungen pro Längeneinheit und $r(x)$ ist der Radius der Windungen an der Stelle x . Für r gilt also

$$r(x) = \frac{r_0}{\sqrt[4]{1 + \frac{2b}{Z^2} (\mu_0 n'^2 \pi r_0^2)^2 x}}$$

Die Laufzeitkette ist nun so dimensioniert, daß die Anfangsgeschwindigkeit der Welle $2 \cdot 10^7$ cm/sec und die Endgeschwindigkeit $8 \cdot 10^7$ cm/sec beträgt. Die Wanderwelle wird dabei durch die Entladung eines Kondensators ($C_W = 0,5 \mu F$, 25 kV) über die, in den meisten Fällen kurzgeschlossene oder mit ihrem Wellenwiderstand ($Z = 3,3 \Omega$) abgeschlossene Laufzeitkette, erzeugt.

Abb. 6 zeigt den gemessenen Stromverlauf in den einzelnen Windungen der Kette, und Abb. 7 gibt einen Vergleich zwischen

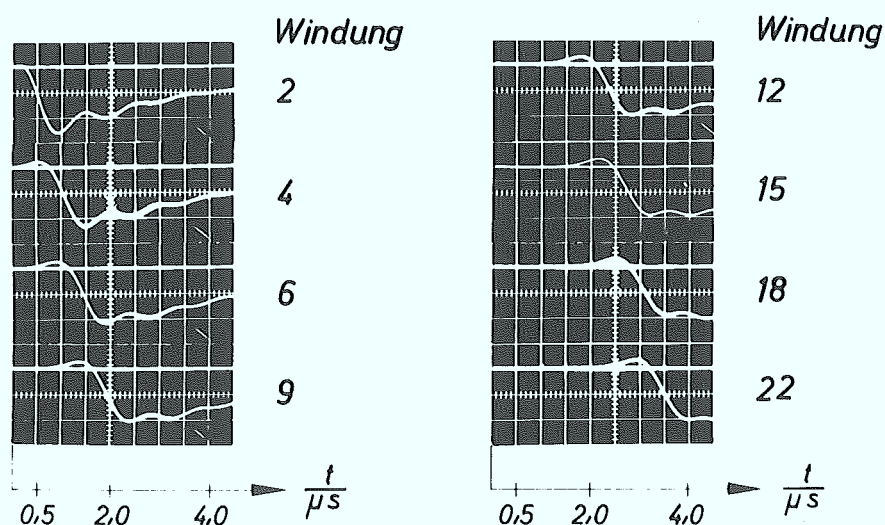


Abb. 6: Stromverlauf in verschiedenen Windungen der Kette.

dem aus der Theorie berechneten Wegzeitdiagramm und dem aus den Meßwerten resultierenden (Punkt eines konstanten Stromwertes). Es zeigt sich, daß innerhalb der Meßgenauigkeit Übereinstimmung mit der einfachen Theorie herrscht. Die Abflachung der Wellenfront, sowie das Auftreten von Vorläufern, folgen auch aus der Rechnung, wenn man eine endliche Vierpolkette mit Gegeninduktivitäten betrachtet ⁽¹⁷⁾.

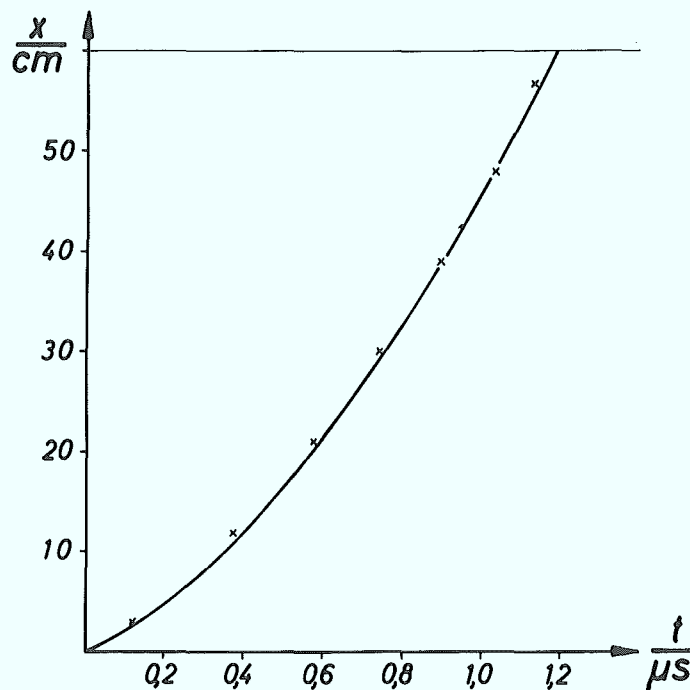


Abb. 7: Gemessenes und berechnetes Wegzeitdiagramm der Welle auf der Kette im Abstände x von deren Anfang.

Die maximale B_z -Komponente des Magnetfeldes ergibt sich aus

$$B_z = \mu_0 n' \frac{u}{z}$$

wobei u die Spannung an der Kette ist, zu 2,5 kV.

Dem Feld der Wanderwelle kann nun ein quasistatisches Magnetfeld B_0 mit einer Schwingungszeit von 2 ms überlagert werden, das durch die Entladung einer Kondensatorbatterie ($C_M = 2$ mF / 0,1 - 2 kV) über die Laufzeitkette erzeugt wird. Beide Kreise, der Stromkreis, der die Wanderwelle erregt und der, der das quasistatische Magnetfeld erzeugt, sind durch eine große In-

duktivität entkoppelt, so daß an der Kondensatorbatterie C_M keine Überspannungen auftreten können. Je nachdem, ob das überlagerte Feld parallel oder antiparallel zum Feld der Wanderwelle ist oder verschwindet, ergibt sich die in Abb. 8 dargestellte Magnetfeldkonfiguration auf der Kette.

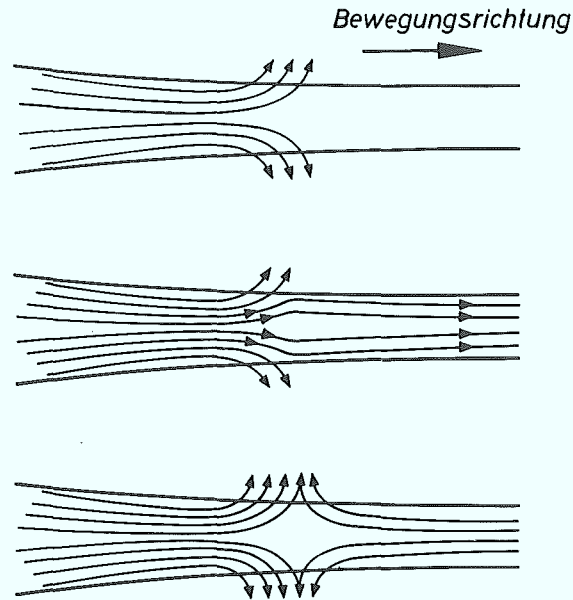


Abb. 8: Magnetfeldkonfigurationen auf der Laufzeitkette, wenn das überlagerte quasistatische Feld verschwindet (oberes Bild), parallel oder antiparallel zum Feld der Wanderwelle ist.

3. Diagnostikmethoden

Die Eigenschaften des Plasmas sowie seine Wechselwirkung mit dem beschleunigenden Feld wurden nun mit verschiedenen Diagnostikmethoden untersucht.

Zur Bestimmung der Geschwindigkeit der Ionen des Plasmas vor und nach der Beschleunigung diente ein Gegenfeldspektrometer, während die Dichte mit Hilfe eines 8 mm - Mikrowelleninterferometers gemessen wurde. Die Elektronentemperatur wurde spektroskopisch aus dem Verhältnis der Intensität von H_{β} und der des unterliegenden Kontinuums abgeschätzt. Schließlich konnten aus Messungen mit Magnetfeldsonden und kompensierten Schleifen⁽¹⁸⁾ Aussagen über das diamagnetische Verhalten des Plasmas sowie über seine Wechselwirkung mit dem Feld der Wanderwelle gewonnen werden.

3.1. Mikrowelleninterferometer

Die über die radiale Ausdehnung des Plasmas integrierte Elektronendichte wurde vor, während und nach der Beschleunigung mit einem 8 mm - Mikrowelleninterferometer bestimmt. Bei dieser Messung wird eine durch das Plasma gestrahlte Welle der Frequenz $f = \frac{\omega}{2\pi}$ mit einer kohärenten Vergleichswelle überlagert. Da die Phasengeschwindigkeit im Plasma eine Funktion der Elektronendichte ist, erfahren die beiden Wellen eine durch die Anwesenheit des Plasmas bedingte zusätzliche Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ gegeneinander, die gegeben ist durch

$$\Delta\varphi = \int_0^l \left(\frac{2\pi}{\lambda} - \frac{2\pi}{\lambda_0} \right) ds$$

wobei λ die Wellenlänge im Plasma, λ_0 die im Vakuum und l die durchstrahlte Länge des Plasmas (Durchmesser des Plasmazyllinders) sind.

Ohne magnetische Felder und bei vollständiger Ionisation des Plasmas ist die Abhängigkeit der Fortpflanzungskonstanten

$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} + i\alpha$ (α ist die Dämpfungskonstante der Welle im Plasma, i ist die imaginäre Einheit) von der Elektronendichte n_e und der Ionen-Elektronenstoßfrequenz ν in erster Näherung ge-

geben durch (19)

$$\frac{c^2 \gamma^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2}{1 - i \frac{\nu}{\omega}}$$

wobei $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e q^2}{\epsilon_0 m_e}}$ die Plasmafrequenz der Elektronen ist. (q = Elementarladung, c = Vakuumlichtgeschwindigkeit, m_e = Elektronenmasse und ϵ_0 = Dielektrizitätskonstante des Vakuums.)

Ist die Stoßfrequenz sehr klein gegenüber der Frequenz der Welle, was bei den untersuchten Plasmen zutrifft, dann ist die Fortpflanzungskonstante gegeben durch

$$\frac{c^2 \gamma^2}{\omega^2} = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2$$

und die Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ durch

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c} \int_0^{\ell} \left(\sqrt{1 - \frac{n_e q^2}{\epsilon_0 m_e \omega^2}} - 1 \right) d\zeta = \frac{\omega}{c} \left(\int_0^{\ell} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_k}} d\zeta - \ell \right)$$

$n_k = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{q^2}$ ist die kritische Elektronendichte (cut-off-Dichte), oberhalb derer sich die Welle nicht mehr durch das Plasma fortpflanzen kann.

Für niedrige Elektronendichten ($n_e \ll n_k$) gilt

$$\Delta\varphi \approx \frac{\omega}{c} \left(\int_0^{\ell} \left(1 - \frac{n_e}{2n_k} \right) d\zeta - \ell \right) = - \frac{\omega}{2c n_k} N_e$$

Die Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ ist dann proportional zu N_e , der über einen Durchmesser des Plasmas integrierten Elektronendichte:

$$N_e = \int_0^{\ell} n_e d\zeta$$

Um den Einfluß von magnetischen Feldern klein zu halten, wurde die Welle so durch das Plasma gestrahlt, daß ihre Polarisationsrichtung parallel ist zur Hauptkomponenten des äußeren Feldes (Richtung der Rohrachse). Die Dispersionsbeziehung wird dann nur durch die radiale Komponente des Magnetfeldes beeinflusst (Faraday-Drehung). Diese Komponente ist jedoch in der Größenordnung von 100Γ . Die Elektronengyrofrequenz $\omega_g = \frac{qB}{m_e}$ ist dann sehr klein gegenüber ω , so daß das äußere Magnetfeld vernachlässigt werden kann.

Abb. 9 zeigt den Aufbau der Meßapparatur. Die vom Klystron ausgestrahlte 8 mm Welle wird durch den Richtkoppler in die Meß-

welle und die Vergleichswelle geteilt. Die Meßwelle wird durch dielektrische Antennen durch das Plasma geleitet und dann mit der Vergleichswelle in einen Mischer geführt.

Dämpft man eine der beiden Wellen, z.B. die Meßwelle, sehr stark gegenüber der anderen, so wird das Ausgangssignal des Mixers

$$U \sim \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi)$$

Stellt man die Anfangsphasenverschiebung $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$ ein, so ergibt sich

$$U \sim \sin \Delta\varphi$$

und damit für kleine

$$U \sim \Delta\varphi = - \frac{\omega N_e}{2c n_k}$$

Die Ausgangsspannung des Mixers wird dann direkt proportional zur integrierten Elektronendichte. Auf diese Weise wurde die Dichte des beschleunigten Plasmas bestimmt, während die höhere Dichte des Plasmas vor der Beschleunigung aus den Nulldurchgängen des Mischersignals ermittelt wurde.

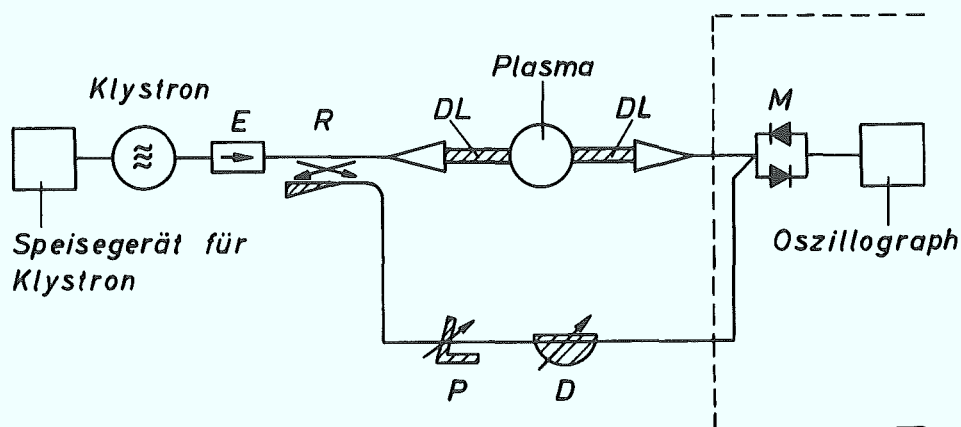


Abb. 9: Aufbau des Mikrowelleninterferometers (35 GHz, 100 mW - Klystron)

E	Einweghohlleitung
R	Richtkoppler
DL	Dielektrische Leiter
P	Einstellbarer Phasenschieber
D	Einstellbares Dämpfungsglied
M	Mischer

3.2 Ionenspektrometer

Die Energie der Ionen des Plasmas wurde mit einem Spektrometer bestimmt, dessen Prinzip auf der Gegenfeldmethode beruht⁽²⁰⁾. In diesem laufen die Ionen gegen eine elektrische Potentialschwelle an, so daß eine Trennung der Ionen, deren Energie $W < qEd$ ist, von denen höherer Energie und von den Elektronen erfolgt. E ist die Stärke des Gegenfeldes und d seine Ausdehnung. Dabei entsteht ein dem trennenden Feld entgegengesetztes Raumladungsfeld, das nun wesentlich kleiner sein muß als das erstere, um Störungen der Messungen zu vermeiden. Das bedingt, daß die Plasmadichte im Gegenfeld entsprechend klein sein muß. So darf, wenn Ionen mit Energien im keV-Gebiet gemessen werden sollen, die Spannung des Raumladungsfeldes nicht größer als etwa 100 V sein. Aus einer einfachen Abschätzung folgt dann eine obere Dichte des Plasmas von etwa 10^9 cm^{-3} . Die Reduktion der Dichte wird nun durch die Ausblendung eines dünnen Plasmastrahls durch ein dem Gegenfeld vorgelagertes Blendsystem erreicht (Abb. 10). Dieses System besteht aus 2 Loch-

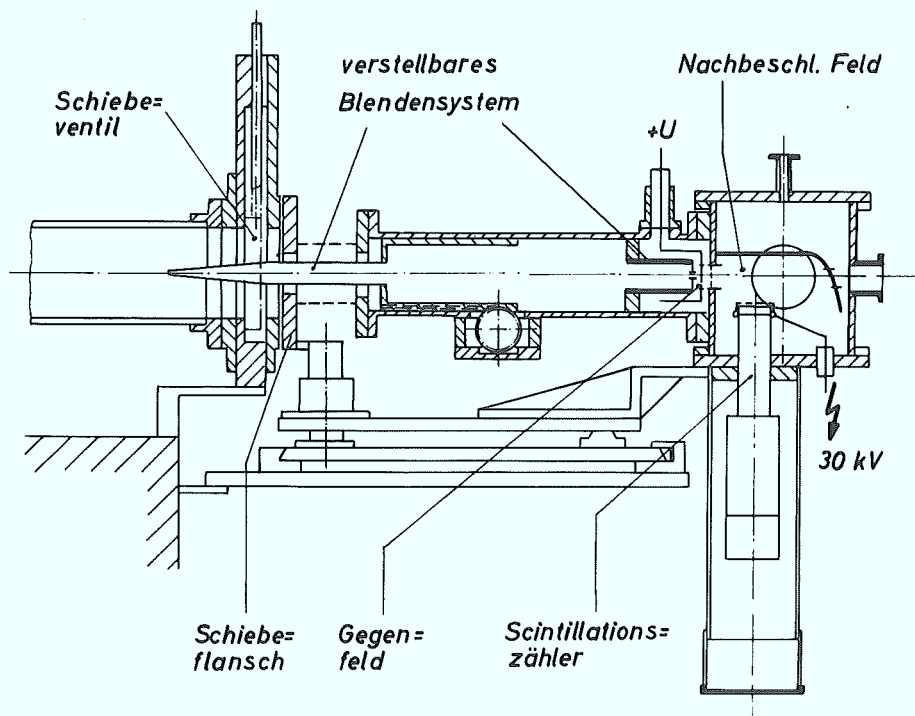


Abb. 10: Schematische Darstellung des Ionenspektrometers.

blenden, deren Durchmesser 1 mm beträgt und deren gegenseitiger Abstand variabel ist (etwa 45 - 60 cm). An die letzte Lochblende schließt sich das veränderliche Gegenfeld an, das zwischen dieser und einem 4 mm entfernten Gitter mit einer Maschen-
 dichte von 50 mm^{-2} liegt. Die Ionen, die dieses Feld überwinden, werden dann senkrecht zur Strahlrichtung in einem Nachbeschleunigungsfeld auf eine zusätzliche Energie von 30 keV beschleunigt und treffen auf einen Plastiksintillator. Die entstehenden Photonen werden über einen Lichtleiter aus dem Vakuumsystem auf die Photokathode eines Sekundärelektronen-Vervielfachers geführt und mit dem Oszillographen zeitaufgelöst nachgewiesen.

Zwei Effekte können neben einer zu hohen Plasmadichte im Gegenfeld zu Fehlmessungen führen: Der Einfluß der Blenden auf den Plasmastrahl und die Verbreiterung des Strahls zwischen den Blenden.

Zwischen den auf Erdpotential liegenden Blenden und dem Plasma mit der Dichte n und der Elektronentemperatur T_e bildet sich eine Grenzschicht aus, deren Abmessung von der Größenordnung der Debyelänge

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e}{n q^2}}$$

ist. Dabei ist k die Planck-Boltzmann Konstante.

Damit durch die Wechselwirkung des Plasmas mit der ersten Blende keine Veränderung des Energiespektrums der Ionen erfolgt, muß die Grenzschicht klein gegen den Blendendurchmesser sein. Die Elektronendichte im Plasma wurde an dieser Stelle mit einem 8 mm - Mikrowelleninterferometer größer als 10^{11} cm^{-3} bestimmt. Nimmt man als Elektronentemperatur $10^5 \text{ }^\circ\text{K}$ an, entsprechend der gemessenen Temperatur im Anfangsplasma, so ergibt sich eine Grenzschicht, die kleiner als etwa $7 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$ ist. Sie ist damit wesentlich kleiner als der Blendendurchmesser von 1 mm, so daß die Wechselwirkung der Blenden mit dem Plasma vernachlässigt werden kann.

Die Verbreiterung des Strahls im Raum zwischen den Blenden wird durch die radiale Geschwindigkeit der Teilchen verursacht. Ist diese proportional zu ihrer Longitudinalgeschwindigkeit, so

tritt keine Veränderung des Spektrums durch das Blendensystem ein. Im anderen Fall, wenn z.B. die Radialbewegung der Teilchen vornehmlich thermischer Natur ist, wird die Dichte der Teilchen an der zweiten Blende abhängig von ihrer Longitudinalgeschwindigkeit. Es tritt dann eine Verzerrung des Energiespektrums in der Art ein, daß bevorzugt schnellere Teilchen registriert werden. Betrachtet man eine reine thermische Expansion zweier Strahlen, die sich beim Eintritt in das Blendensystem nur durch ihre Longitudinalgeschwindigkeit unterscheiden, so verhalten sich bei der vorliegenden Geometrie unter der Annahme, daß die thermische Energie der Teilchen viel kleiner ist als die Energie ihrer gerichteten Bewegung, die Dichten der Strahlen an der zweiten Blende zueinander wie ihre Longitudinalenergien. Das bedeutet, daß bei einem gemessenen Energiespektrum, das sich von 2 - 6 keV erstreckt, die Dichte der 2 keV-Teilchen im Verhältnis zu der der 4 keV-Teilchen um den Faktor 2 zu klein, die der 6 keV-Ionen um den Faktor 1,5 zu groß bestimmt würde.

Aus einem Vergleich der mit dem Mikrowelleninterferometer über die Elektronen gemessenen Dichte im Plasma vor der ersten Blende und der mit dem Spektrometer über die Ionen bestimmten Dichte, lassen sich Aussagen über diesen Temperatureffekt machen.

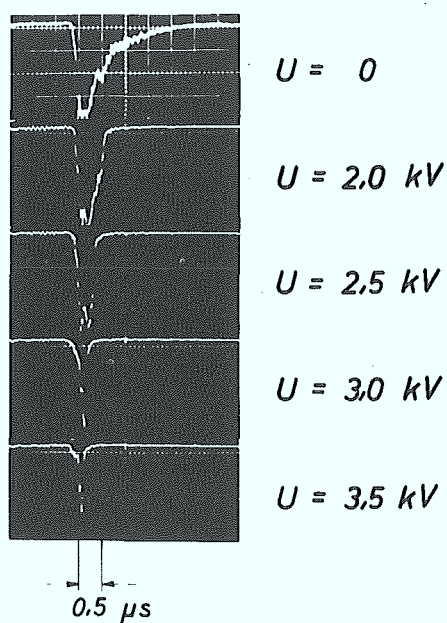


Abb. 11: Ionensignal in Abhängigkeit von der Spannung U an den Gegenfeldelektroden.

Die Bestimmung der Ionendichte mit dem Spektrometer ist möglich, weil die gemessene Geschwindigkeitsverteilung eine Laufzeitanalyse gestattet. In Abb. 11 ist der Abbau des mit dem Spektrometer gemessenen zeitaufgelösten Ionensignals mit zunehmendem Gegenfeld dargestellt. Es folgt, daß die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen am Orte des Gegenfeldes so ist, daß die schnelleren Teilchen stets vor den langsameren laufen.

Damit läßt sich aus der Laufzeit der Ionen im Blendensystem der zeitliche Dichteverlauf im Plasma vor der 1. Blende ermitteln. Abb. 12 zeigt den Vergleich der resultierenden Dichte n_2 , mit der mittels des Mikrowelleninterferometers bestimmten Dichte n_1 , wobei die Maxima beider Kurven, da das Spektrometer nur relative Werte liefert, gleichgesetzt sind. Dabei ist Quasineutralität des Plasmas angenommen ($n_i = n_e$). Es ergibt sich eine

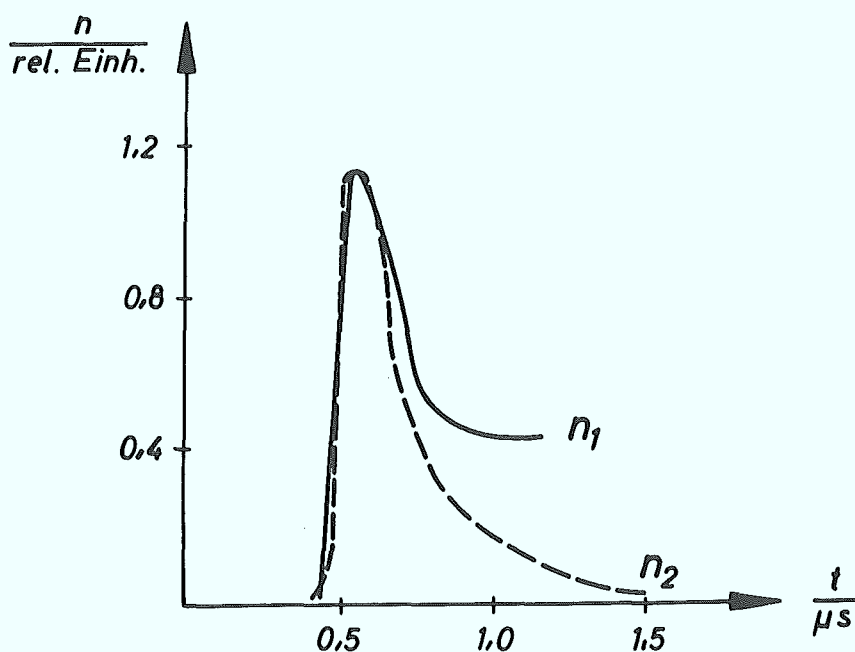


Abb. 12: Vergleich der mit dem Mikrowelleninterferometer gemessenen Plasmadichte n_1 mit der mit Hilfe des Ionenspektrometers bestimmten Dichte n_2 vor der ersten Blende des Spektrometers. Zur Zeit $t = 0$ erreicht der magnetische Kolben das Ende der Kette.

innerhalb der Meßgenauigkeit gute Übereinstimmung im Verlauf der Kurven. Die Abweichungen bei Zeiten oberhalb von $0,7 \mu s$ lassen sich durch Reflexionen von Plasmateilchen an der ersten Blende erklären. Diese Teilchen werden nicht vom Spektrometer

registriert.

Eine Verzerrung des Spektrums durch einen Temperatureinfluß scheint also bei den hier betrachteten Plasmen gering zu sein. Es ist zudem fraglich, ob eine Ionentemperatur im beschleunigten Plasma gegeben ist, da die Ionen praktisch stoßfrei im Raum zwischen der Laufzeitkette und dem Blendensystem laufen (siehe Abschnitt 4.3.3).

Um sowohl die radiale Verteilung als auch die Winkelverteilung des Energiespektrums der Ionen des beschleunigten Plasmas zeit aufgelöst zu bestimmen, kann man das Spektrometer parallel zur Achse des Entladungsrohres verschieben sowie um eine dazu senkrechte Achse in der Nähe der ersten Blende schwenken.

3.3. Magnetfeldsonden und kompensierte Schleifen

Um die diamagnetischen Eigenschaften der Plasmen und die Wechselwirkung mit dem Feld der Welle zu studieren, wurden die Magnetfeldkonfigurationen mit Magnetfeldsonden und mit magnetisch kompensierten Schleifen gemessen. Die um das Entladungsrohr gelegten Schleifen ergeben dabei einen über den Querschnitt integrierten Wert des Feldes.

Mit den radial ins Entladungsrohr eingeführten Sonden wurde sowohl die radiale als auch die longitudinale Komponente des Magnetfeldes bestimmt. Es wurden dazu verschiedene Sondentypen benutzt. Normalerweise bestand deren Spule aus zwei Lagen von je 8 Windungen mit einem mittleren Windungsdurchmesser von etwa 2 mm. Jede Seite der Spule, deren Mitte auf Erdpotential lag, wurde über einen Wiegand-Hansen Integrator⁽²¹⁾ auf den Eingang eines Differenzenverstärkers gegeben. Auf diese Weise konnten Einstreuungen gleicher Polarität weitgehend unterdrückt werden.

Es wurden sowohl geschlossene Sonden, die durch ein dünnes Glasrohr vom Plasma abgeschirmt waren als auch offene Sonden benutzt. Bei diesen bestand die Spule aus einem glasisolierten Draht, so daß das Plasma durch sie hindurch strömen konnte. Die Eichung der Sonden erfolgte in einem Helmholtzkreis. Dabei wur-

de der durch einen niederohmigen, extrem niederinduktiven Widerstand fließende Kreisstrom mit dem integrierten Sondersignal verglichen.

Mit den kompensierten magnetischen Schleifen wurden vor allem Aussagen über die eingefangenen Felder im Anfangsplasma gewonnen, sowie der Startzeitpunkt der Wanderwelle bestimmt. Sie bestehen aus einer äußeren Windung und zwei inneren Windungen, die gegeneinander geschaltet sind, so daß über den Schleifendurchmesser konstante Magnetfelder kompensiert werden; so z.B. die Störfelder der konischen Ringentladung am Ort der Messung.

4. Beschleunigungsvorgang ohne überlagertes Magnetfeld

Nach einer variablen Zeitdifferenz Δt_2 (normalerweise $1,8 \mu\text{s}$) nach der Zündung der konischen Ringentladung wird die Wanderwelle durch die Entladung des Kondensators über die Laufzeitkette gestartet. Das aus der konischen Spule ausgestoßene Plasma ist dann, je nach der Länge von Δt_2 , teilweise oder vollständig in das Solenoid der Kette eingeströmt. Durch Variation von Δt_2 läßt sich somit die Gesamtteilchenzahl des von der Welle beschleunigten Plasmas verändern.

Durch Variation der Parameter der Plasmaquelle (vor allem des Gasdrucks bei der Zündung der konischen Ringentladung) kann man zudem in einem größeren Bereich die Anfangsgrößen des Plasmas, z.B. seine Dichteverteilung, verändern.

4.1 Bedingungen für die Existenz eines magnetischen Kolbens.

Damit die Beschleunigung des aus der Plasmaquelle ausgestoßenen Plasmas durch das Feld der Wanderwelle optimal ist, müssen die Eigenschaften des Plasmas (Elektronendichte und Elektronentemperatur) gewissen Bedingungen genügen.

So darf, damit sich ein magnetischer Kolben ausbilden und während der ganzen Beschleunigungszeit von $\sim 1 \mu\text{s}$ existieren kann, das magnetische Feld in dieser Zeit nicht wesentlich in das Plasma eindringen. Das bedingt, daß dessen Leitfähigkeit entsprechend hoch sein muß. Nach Spitzer⁽⁵⁾ ergibt eine Abschätzung der Diffusion eines Magnetfeldes in ein Plasma mit der Leitfähigkeit σ eine Diffusionszeit τ von

$$\tau \approx \mu_0 \sigma a^2$$

wobei a eine charakteristische Länge des Plasmas ist. Mit der Spitzer'schen Formel⁽⁵⁾ für die Leitfähigkeit eines Plasmas folgt daraus für die Elektronentemperatur T_e eines Wasserstoffplasmas die Bedingung

$$\left(\frac{T_e}{e_k}\right)^{3/2} > 5 \cdot 10^5 \ln \Lambda \frac{\frac{\tau}{\mu s}}{\left(\frac{a}{cm}\right)^2}$$

$\Lambda(n_e, T_e)$ ist das Verhältnis der Debye-Länge zum mittleren Stoßparameter für 90° -Streuung. Dieses Verhältnis ist für die hier betrachteten Plasmen etwa 10. Damit das Magnetfeld während der Beschleunigungsdauer von $\sim 1 \mu s$ nicht mehr als etwa 1 cm in das Plasma eindringt, muß somit $kT_e > 3 \text{ eV}$ sein.

Die zweite Bedingung für die Existenz eines Kolbens ist die Erfüllung der Druckbilanz. Die Dichte des Plasmas muß genügend klein sein, so daß während der Beschleunigung der magnetische Druck des Wanderwellenfeldes stets größer als der kinetische Druck des Plasmas ist. Um eine Abschätzung der geforderten maximalen Dichte zu erhalten, sei der Kolben als eben betrachtet.

Es muß dann, wenn das "Freiteilchen" - Modell mit elastischer Reflexion der Plasmateilchen am Kolben zugrunde gelegt wird, gelten

$$\frac{B^2}{2\mu_0} > 2 n m_i v_r^2$$

Dabei ist m_i die Masse der Ionen (Protonen) und v_r ihre Geschwindigkeit relativ zum Kolben vor dem Stoß mit diesem. Mit $B = 2,5 \text{ kG}$, dem maximalen Wert der magnetischen Induktion im Wanderfeld, und $v_r = 5 \cdot 10^7 \text{ cm/sec}$ (entsprechend der mittleren Geschwindigkeit der Welle auf der Kette) ergibt sich für die Dichte des Plasmas: $n < 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Größenordnungsmäßig wird diese Abschätzung auch für eine konische Struktur des Kolbens, wie sie hier vorliegt, zutreffen.

Je nachdem, ob die Druckbilanz nun während der ganzen Beschleunigungsdauer, oder nur in einem Teil dieser Zeit erfüllt ist, lassen sich zwei Bereiche abgrenzen: Ein Bereich hoher und ein Bereich niedriger Dichte im Anfangsplasma.

4.2. Beschleunigung bei hoher Dichte

4.2.1 Eigenschaften des Plasmas vor der Beschleunigung

Die Zeitdifferenz Δt_1 , nach der die Plasmaerzeugung nach der Auslösung des Ventils erfolgt, war in diesem Fall so gewählt, daß die Parameter (z.B. der Gasdruck in der konischen Spule zum Zeitpunkt der Zündung der Ringentladung) ähnlich denen in früheren Experimenten waren⁽¹³⁾. Auch das Energiespektrum des aus der konischen Ringentladung ausgestoßenen Plasmas entsprach dem in diesen Versuchen (siehe Abb. 13). Überträgt man die dort erhaltenen Meßresultate, so ergibt sich eine Elektronentemperatur des in das Solenoid der Kette einströmenden Plasmas von einigen eV und Elektronendichten, die bis größenordnungsmäßig 10^{15} cm^{-3} ansteigen⁽²²⁾. Die Dichteverteilung in dem Teil des Plasmas, das sich zum Startzeitpunkt der Wanderwelle in dem Solenoid der Kette befindet, hängt von der Wahl der Zeitdifferenz Δt_2 ab. Die Dichte ist bei $\Delta t_2 = 3,3 \mu\text{s}$, wenn nur die Front des Plasmas in das Solenoid eingeströmt ist, kleiner als bei $\Delta t_2 = 5 \mu\text{s}$. In jedem Fall ist sie jedoch größer als $1,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, die kritische Dichte für 8 mm-Mikrowellen.

4.2.2 Eigenschaften des beschleunigten Plasmas

In Abb. 13 sind die Energieverteilungen der beschleunigten Plasmen für diese beiden Anfangsdichten mit dem Spektrum des nicht beschleunigten Plasmas verglichen. Der Energiegewinn des Plasmas durch die Beschleunigung ist gering. Er ist umso kleiner je höher die Dichte ist ($\Delta t_2 = 5 \mu\text{s}$). Da die Temperatur genügend hoch ist, wird sich zunächst ein Kolben ausbilden, der durch das Plasma jedoch bald deformiert wird. Schließlich schlüpft, wenn die Druckbilanz nicht mehr erfüllt ist, das Plasma durch den magnetischen Kolben. Das erfolgt umso eher, je höher die Anfangsdichte ist. Dabei erfährt das Plasma eine Beschleunigung (Schlupfbeschleunigung, siehe Abschnitt 6).

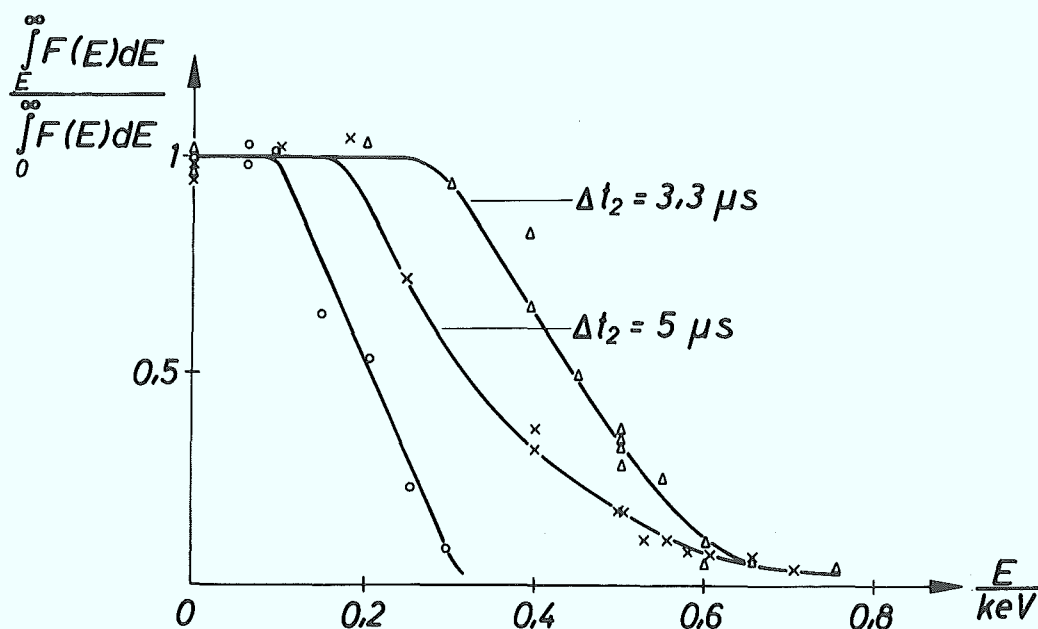


Abb. 13: Vergleich der Energieverteilungen des beschleunigten Plasmas für verschiedene Anfangsdichten ($\Delta t_2 = 3,3 \mu s$ ($\Delta\Delta$) und $\Delta t_2 = 5 \mu s$ (xx) mit der Verteilung des unbeschleunigten Plasmas (000).

4.3 Beschleunigung bei niedriger Dichte

Damit nun während der ganzen Beschleunigungsdauer die Druckbilanz erfüllt ist, wurde die Anfangsdichte des Plasmas gegenüber den soeben beschriebenen Versuchen durch Verkleinerung der Zeitdifferenz Δt_1 zwischen der Auslösung des Ventils und der Plasmaerzeugung reduziert. Gleichzeitig wurde, damit das Energiespektrum des beschleunigten Plasmas nicht durch das des unbeschleunigten überdeckt ist, die Parameter der konischen Ringentladung (Kapazität und Spannung der Kondensatorbatterie) auf die in 2.1.2 angegebenen Werte reduziert. Aus der Vielzahl der durch Variation der Parameter möglichen Plasmen wurde nun für die im Folgenden beschriebenen Messungen ein charakteristisches Plasma herausgegriffen. Seine relativ hohe Anfangsenergie wurde gewählt, um den Vergleich mit einem "Freiteilchen" - Modell (siehe Abschnitt 4.3.2) übersichtlicher zu gestalten.

4.3.1 Eigenschaften des Plasmas vor der Beschleunigung

Mit Hilfe des 8 mm - Mikrowelleninterferometers wurde innerhalb des Solenoids der Laufzeitkette die Dichte des aus der konischen Ringentladung emittierten Plasmas im Augenblick des Startes der Wanderwelle bestimmt. Abb. 14 zeigt die über einen Durchmesser des Plasmas integrierte Elektronendichte N_e als Funktion des Abstandes x vom Anfang des Solenoids in diesem Zeitpunkt.

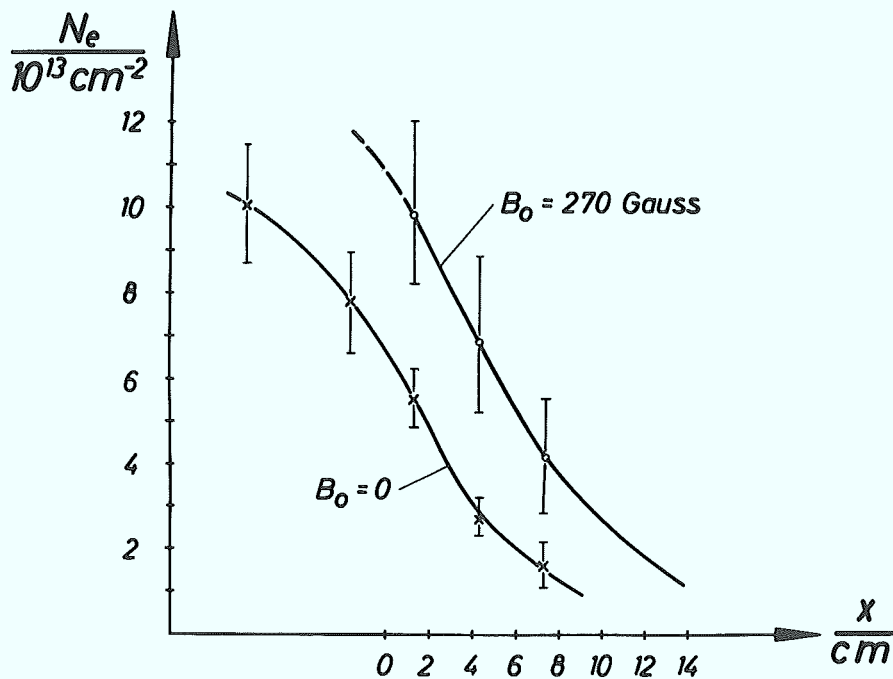


Abb. 14: Integrierte Elektronendichte im Plasma zum Zeitpunkt des Starts der Wanderwelle als Funktion des Abstandes x vom Anfang des Solenoids. (Bei der oberen Kurve wurde ein zum Feld der Wanderwelle paralleles quasistatisches Magnetfeld von 270 Γ überlagert).

Der Durchmesser des Plasmas wurde dabei aus Messungen mit magnetischen Sonden zu 6 - 7 cm bestimmt. Das war möglich, weil ein schwaches Magnetfeld von etwa 70 Γ im Plasma eingefangen ist, dessen Polarität die gleiche ist wie die des Feldes in der konischen Ringentladung während der 1. Halbwelle dieser Entladung. Der Einfluß der Polarität dieses eingefangenen Feldes auf den Beschleunigungsablauf war jedoch gering, so daß dieses Feld im Folgenden vernachlässigt wird. Es folgt, daß die Dichte im Anfangs-

plasma hinreichend klein ist, um die Druckbilanz zu erfüllen.

Mit Hilfe eines Monochromators (Jarrel-Ash) wurde die Elektronentemperatur des in das Solenoid der Laufzeitkette einströmenden Plasmas aus dem Verhältnis der Intensität der H_{β} -Linie zu der des unterliegenden Kontinuums zeitaufgelöst bestimmt. Diese Messungen sind allerdings nur als Abschätzung zu betrachten, da die Voraussetzungen für dieses Meßverfahren nur teilweise erfüllt sind, nämlich die Existenz einer Elektronentemperatur und das Vorhandensein eines partiellen thermodynamischen Gleichgewichts. Letzteres ist gegeben, wenn die Besetzungszahlen des oberen Niveaus von H_{β} mit denen aller darüber liegenden Quantenzustände durch die Boltzmann'sche Formel und mit der Verteilung der freien Elektronen durch die Saha-Gleichung zusammenhängen. Das ist dann der Fall, wenn für diese Niveaus die Zahl der Stoßprozesse (Stöße zweiter Art und Dreierstoßrekombination) die der Strahlungsprozesse (spontane Emission und Strahlungsrekombination) überwiegt⁽²³⁾.

Die Relaxationszeit für die Einstellung einer Maxwell'schen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen ist nach Spitzer⁽⁵⁾

$$\frac{\tau}{\mu s} = \frac{11,4}{42,9 \ln \Lambda} \left(\frac{T_e}{eV} \right)^{3/2} \frac{n_e}{cm^{-3}}$$

Dabei ist Λ das schon in Abschnitt 4.1 definierte Verhältnis. Für eine Elektronendichte von $n_e \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, entsprechend der gemessenen Dichte am Anfang der Kette zum Startzeitpunkt der Wanderwelle (Abb. 14), ergibt sich bei Annahme einer Elektronentemperatur von $T_e \approx 20 \text{ eV}$ eine Relaxationszeit von $\approx 0,2 \mu s$. (Dabei ist $\ln \Lambda = 10$ gesetzt). Diese Zeit ist kurz gegenüber Δt_2 , der Zeitdifferenz zwischen der Zündung der konischen Ringentladung und dem Start der Wanderwelle, so daß zu dieser Zeit mit einer definierten Elektronentemperatur im Plasma gerechnet werden kann.

Mit partiellem thermodynamischen Gleichgewicht bis hinab zum Quantenzustand $n = 4$ ist aber erst bei höheren Elektronendichten zu rechnen. Eine Abschätzung der Dichte, bei der die Besetzung des oberen Niveaus von H_{β} innerhalb von 10 % im lo-

kalen thermodynamischen Gleichgewicht mit denen der höheren Niveaus und der Verteilung der freien Elektronen ist, ergibt nach Griem⁽²³⁾ $n \approx 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Die Relaxationszeit für die Einstellung des Gleichgewichts ist dann klein gegen Δt_2 . Diese Dichte wird erst in dem Teil des Plasmas erreicht, der von der Wanderwelle nicht erfaßt wird. Die Elektronentemperatur wurde hier aus dem Intensitätsverhältnis von H_β zum Kontinuum zu etwa 12 eV bestimmt. Nimmt man nun an, daß auch im vorderen Teil des Plasmas, der von der Wanderwelle beschleunigt wird, die Temperatur in der gleichen Größenordnung liegt, so müßte die Existenz eines magnetischen Kolbens während der ganzen Beschleunigungszeit gewährleistet sein.

4.3.2 Beschreibung des Beschleunigungsvorganges

Nach der Zündung des Kondensators, der die Wanderwelle erregt, fließt der Strom zunächst vorwiegend in der 1. Windung des Solenoids der Laufzeitkette. Unter der Wirkung des schnell ansteigenden vorwiegend axialen magnetischen und azimuthalen elektrischen Feldes werden in dem Teil des Plasmas, der sich unmittelbar unter den ersten Windungen des Solenoids befindet, Ströme induziert. Diese fließen, wegen der hohen Anfangsleitfähigkeit des Plasmas, in einer dünnen Schicht an dessen Rande. Die hier angreifenden Kräfte wirken zunächst in radialer und axialer Richtung, später, wenn der Strom von den folgenden Windungen der Kette übernommen wird, nur in axialer Richtung. Es bildet sich ein Kolben aus, der den im Solenoid befindlichen Teil des Plasmas in Fortpflanzungsrichtung der Welle beschleunigt.

Über die Wechselwirkung des Plasmas mit dem Feld der Wanderwelle geben Messungen mit Magnetfeldsonden Aufschluß. Sie zeigen eine starke Deformation des Feldes in der Front der Wanderwelle durch das Plasma. In Abb. 15 ist ein typischer zeitlicher Verlauf der Radialkomponente des Feldes, für verschiedenen Abstand von der Rohrachse, dargestellt. Die Entfernung des Meßpunktes vom Kettenanfang betrug 25 cm. Die Geschwindigkeit der Wanderwelle ist an dieser Stelle $5,2 \cdot 10^7 \text{ cm/sec}$ (Abb. 7).

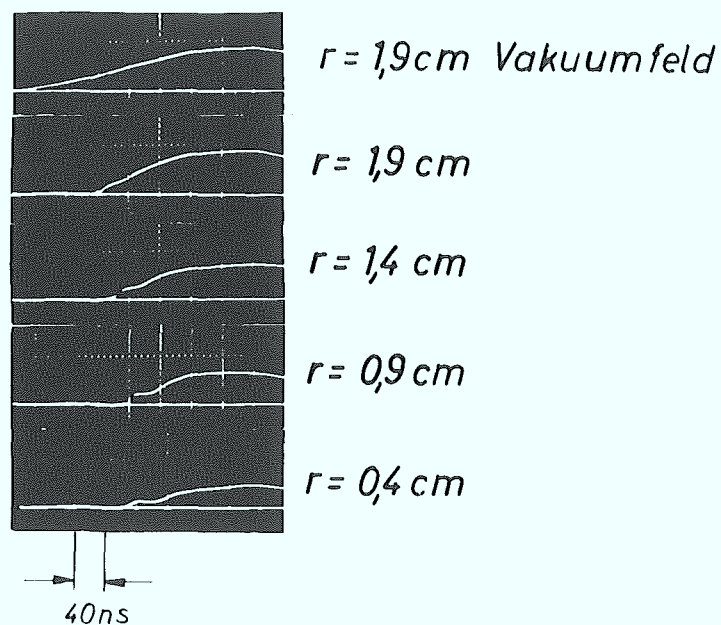


Abb. 15: Zeitlicher Verlauf der radialen Komponente des Magnetfeldes, 25 cm vom Kettenanfang entfernt, in verschiedenem Abstand von der Rohrachse.

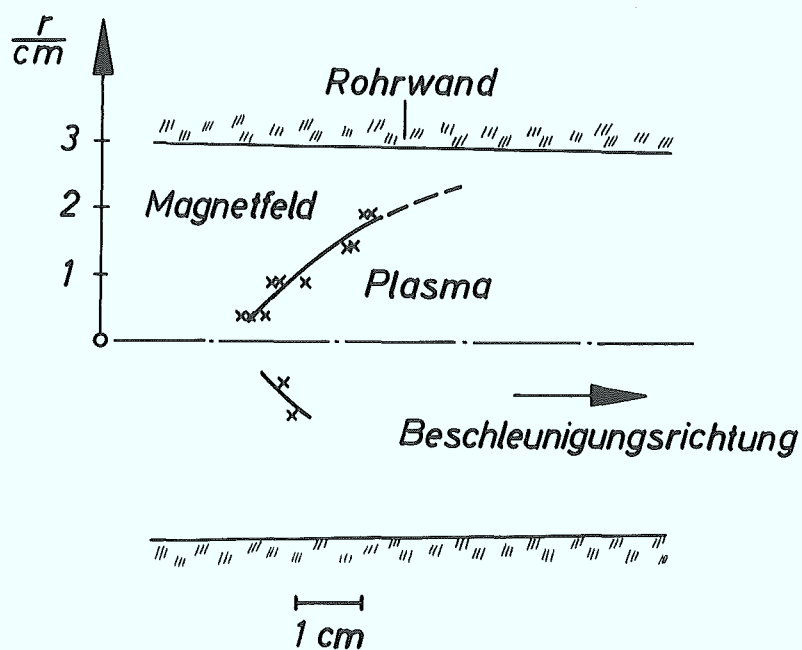


Abb. 16: Räumlicher Verlauf der Schicht zwischen Plasma und Magnetfeld im Abstände 25 cm vom Anfang der Kette.

Nimmt man eine dünne Stromschicht zwischen Plasma und Feld und als Ort dieser Schicht den Einsatzpunkt des Feldes an, so ergibt sich aus diesen Messungen der in Abb. 16 dargestellte räumliche Verlauf der Schicht.

Aus der Anstiegszeit der radialen Magnetfeldkomponente auf den Vakuumwert, läßt sich dann folgern, daß die Schichtdicke kleiner als etwa 2,5 cm sein muß. Die Rosenbluth'sche Theorie der Plasmagrenzschichten⁽²⁴⁾ ergibt eine Schichtdicke von der Größenordnung $\delta = \frac{c}{\omega_p}$, wobei $\omega_p = \sqrt{\frac{n_e q^2}{\epsilon_0 m_e}}$ die Elektronenplasmafrequenz ist. Bei einer Elektronendichte von 10^{12} cm^{-3} (die aus Mikrowellenmessungen abgeschätzte Dichte liegt in dieser Größenordnung) ergibt sich eine Schichtdicke von etwa 5 mm (siehe Abschnitt 4.3.3).

Durch Reflexion der Plasmateilchen an dieser Grenzschicht, in der eine Ladungstrennung zwischen Elektronen und Ionen erfolgt und in der infolgedessen ein starkes elektrostatisches Feld, normal zur Grenzschicht, auftritt, erfolgt die Beschleunigung des Plasmas. Die Ladungstrennung entsteht dadurch, daß die Elektronen wegen ihrer geringeren Masse schneller im magnetischen Feld abgelenkt werden als die Ionen, deren Bremsung erst wesentlich unter der Wirkung des Raumladungsfeldes erfolgt. Durch Kurzschluß über die Wände oder durch Instabilitäten kann dieses Feld zusammenbrechen⁽²⁵⁾.

Wegen der niedrigen Dichte im Plasma liegt eine Beschreibung des Beschleunigungsvorganges durch ein Freiteilchenmodell nahe. Das Modell geht allerdings für Teilchen, die, vor allem im Anfang der Beschleunigung, bei kleiner Relativgeschwindigkeit mit dem Kolben stoßen, in das Schneepflugmodell über, da diese Teilchen bald wieder vom beschleunigt laufenden Kolben eingefangen werden und so in einer Schicht vor dem Kolben laufen. Sie verlassen dann die Laufzeitkette mit einer Geschwindigkeit von $8 \cdot 10^7 \text{ cm/sec}$, was einer Energie von 3,3 keV entspricht.

Allgemein wird man bei der Beschreibung der Beschleunigung mit Hilfe eines "Freiteilchen" - Modells ein breites Energiespektrum erwarten, das sich um 3,3 keV bis zu Energien von 13,2 keV erstrecken kann. Die maximale Energie erhalten dann die Ionen, die ruhend am Ende der Kette vom Kolben erfaßt werden.

Experimentell werden nun Energieverteilungen bis etwas über 6 keV beobachtet. Daß keine Ionen höherer Energie auftreten, ist dadurch zu erklären, daß das Solenoid der Kette zu Beginn der Beschleunigung nur teilweise mit Plasma gefüllt ist, und daß dieses Plasma bereits eine gerichtete Geschwindigkeit von einigen 10^7 cm/sec hat.

Im Folgenden wird nun die Berechnung des Energiespektrums des beschleunigten Plasmas nach dem "Freiteilchen"-Modell skizziert in Erweiterung einer Rechnung von P. Gräff. Die vollständige Berechnung ist im Anhang wiedergegeben (7.1).⁽²⁶⁾

Es wird dabei ein ebener Kolben angenommen, an dem die Teilchen des als kalt betrachteten Plasmas elastisch reflektiert werden. Da das Ausströmen des Plasmas aus der konischen Ringentladung in einem relativ engen Zeitbereich, meist in der 2. Halbwelle der Entladung, erfolgt⁽¹³⁾, ist die Verteilung der gerichteten Geschwindigkeit des in das Solenoid der Laufzeitkette eingeströmten Plasmas der Art, daß die schnelleren Teilchen jeweils vor den langsameren laufen. Damit ergibt sich, bestimmt durch die Anfangslage x der Teilchen in der Laufzeitkette zum Zeitpunkt des Starts der Wanderwelle, eine eindeutige Klassifizierung der Teilchen in Gruppen, entsprechend der Zahl der Stöße, die sie mit dem Kolben erfahren (Abb. 17). Die Grenzen

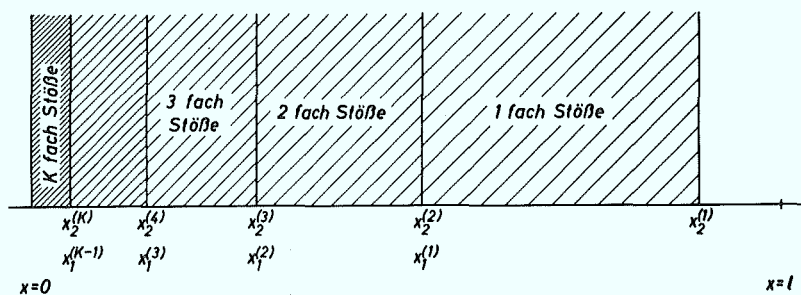


Abb. 17: Einteilung der Teilchengesamtheit in Teilmengen entsprechend ihrer Stoßzahl.

der Bereiche $(x_1^{(\nu)})$ und $x_2^{(\nu)}$ mit $\nu = 1, 2, \dots, K$, sowie die maximale Stoßzahl K hängen, bei gegebener Kolbenbewegung, nur von der Anfangsgeschwindigkeitsverteilung der Teilchen ab. Der Kolben soll dabei mit der Geschwindigkeit V_a bei $x = 0$ starten und nach konstanter Beschleunigung bei $x = l$ das Ende der Be-

beschleunigungsstrecke mit der Geschwindigkeit V_e erreichen. Verluste während der Beschleunigung werden vernachlässigt. Man erhält dann als Energieverteilungsfunktion $F(\frac{E}{E_e})$ der beschleunigten Teilchen (siehe Abschnitt 7.1):

$$F\left(\frac{E}{E_e}\right) = \sum_{\nu=1}^{\infty} F^{(\nu)}\left(\frac{E}{E_e}\right)$$

$$F^{(\nu)}\left(\frac{E}{E_e}\right) = \begin{cases} \frac{N^x(x)l'}{4\nu^2} \left(1 - \sqrt{\frac{E_0(x)}{E}}\right) \frac{1}{1 + 2l' \left(\frac{d}{dx} \sqrt{\frac{E_0(x)}{E_e}}\right) \left(\frac{4\nu^2-1}{4\nu^2} \sqrt{\frac{E_0(x)}{E_e}} + \frac{1}{4\nu^2} \sqrt{\frac{E}{E_e}} - \sqrt{\frac{E_0}{E_e}}\right)} & \text{für } E_1^{(\nu)} \leq E \leq E_2^{(\nu)} \\ 0 & \text{im übrigen Bereich.} \end{cases}$$

E_a und E_e sind die Energien der Teilchen, wenn sie sich mit V_a bzw. V_e bewegen und $N^x(x)$ und $E_0(x)$ sind die Verteilungen der Liniendichte (der über dem Querschnitt der Beschleunigungsstrecke integrierten Teilchendichte) und der Energie der Teilchen vor der Beschleunigung. l' entspricht dabei der Länge, die die Beschleunigungsstrecke hätte, wenn der Kolben bei gleicher Beschleunigung und gleicher Endgeschwindigkeit mit $V_a = 0$ starten würde. Die Energiegrenzen $E_1^{(\nu)}$, $E_2^{(\nu)}$ der einzelnen Bereiche sind durch die Anfangsenergieverteilung $E_0(x)$ der Teilchen bestimmt.

Am einfachsten wird die Verteilungsfunktion $F(\frac{E}{E_e})$ für den Fall, daß am Anfang die Liniendichte der Teilchen in der ganzen Beschleunigungsstrecke konstant ist, die Teilchen ruhen und der Kolben mit $V_a = 0$ startet. Die Verteilungsfunktion ergibt sich dann zu (siehe Abschnitt 7.1):

$$F\left(\frac{E}{E_e}\right) = \sum_{\nu=1}^{\infty} F^{(\nu)}\left(\frac{E}{E_e}\right)$$

$$F^{(\nu)}\left(\frac{E}{E_e}\right) = \begin{cases} \frac{N^x l'}{4\nu^2} & \text{für } \left(\frac{2\nu}{2\nu+1}\right)^2 \leq \frac{E}{E_e} \leq \left(\frac{2\nu}{2\nu-1}\right)^2 \\ 0 & \text{im übrigen Bereich.} \end{cases}$$

Das Energiespektrum erstreckt sich von $E = \frac{4}{9} E_e$ bis $4 E_e$ mit einem Maximum bei $E = E_e$ (Abb. 18).

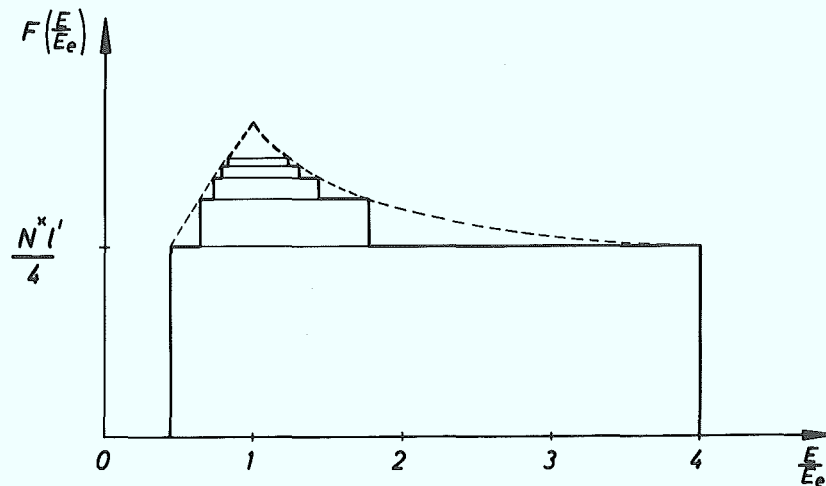


Abb. 18: Energieverteilungsfunktion der beschleunigten Teilchen unter der Annahme, daß die anfängliche Liniendichte N^x konstant und $E_a = E_0 = 0$ sind.

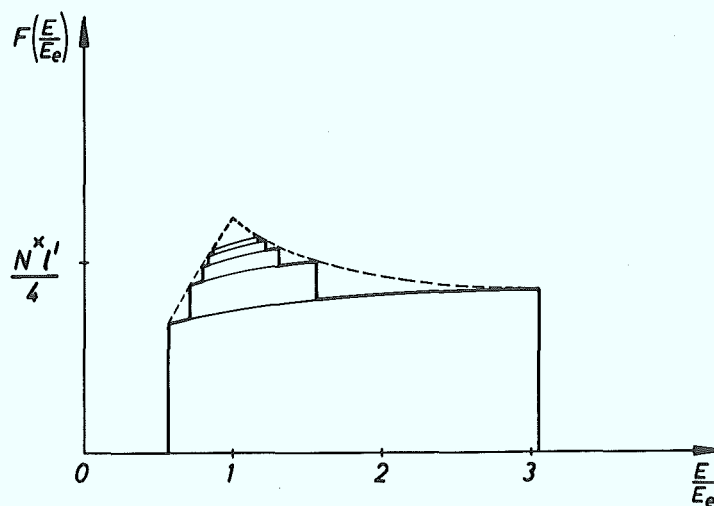


Abb. 19: Energieverteilungsfunktion der beschleunigten Teilchen unter der Annahme, daß die anfängliche Liniendichte N^x konstant und $E_0 = E_a = \frac{1}{16} E_e$ sind.

In Abb. 19 ist die Energieverteilungsfunktion dargestellt für den Fall, daß die Teilchen bei konstanter Liniendichte eine anfängliche Geschwindigkeit $v_0 = \sqrt{\frac{2 E_0}{m}}$ besitzen, die gleich ist der Anfangsgeschwindigkeit V_a des Kolbens. Dabei ist $V_a = \frac{1}{4} V_e$

gesetzt entsprechend den Verhältnissen auf der Laufzeitkette.
Die Energieverteilungsfunktion lautet dann:

$$F\left(\frac{E}{E_e}\right) = \sum_{\nu=1}^{\infty} F^{(\nu)}\left(\frac{E}{E_e}\right)$$

$$F^{(\nu)}\left(\frac{E}{E_e}\right) = \begin{cases} \frac{N_e^x e'}{4\nu^2} \left(1 - \frac{1}{4} \sqrt{\frac{E_e}{E}}\right) & \text{für } \frac{(2\nu + \frac{1}{4})^2}{(2\nu + 1)^2} \leq \frac{E}{E_e} \leq \frac{(2\nu - \frac{1}{4})^2}{(2\nu - 1)^2} \\ 0 & \text{im übrigen Bereich} \end{cases}$$

In beiden diskutierten Fällen ist die Beschleunigungsstrecke anfänglich so mit Teilchen gefüllt, daß Stöße mit dem Kolben auch am Ende der Strecke erfolgen. Ist die Füllänge kleiner, so wird das Energiespektrum an der hochenergetischen Seite beschnitten.

Durch gleichzeitige Messung von Anfangsdichte- und Anfangsenergieverteilung der Ionen in dem Teil des Plasmas, der sich zum

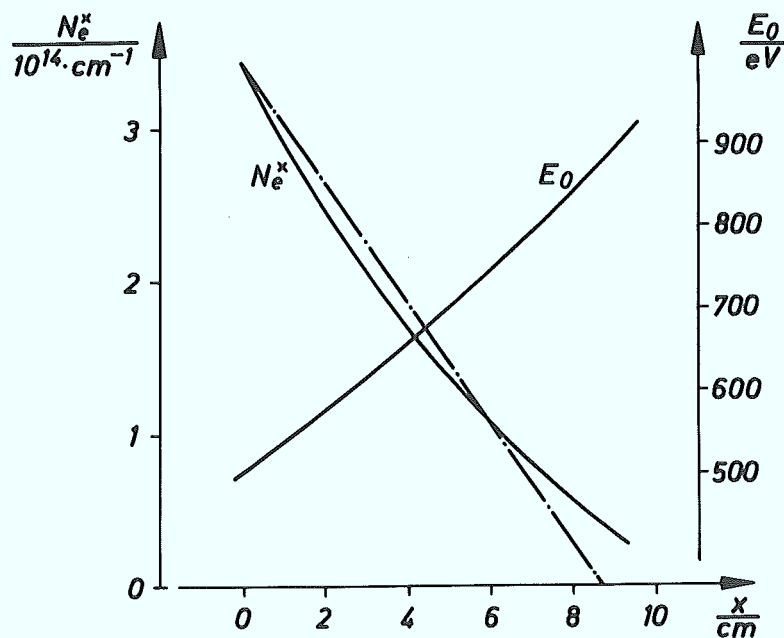


Abb. 20: Die anfängliche Liniendichte $N_e^x(x)$ und die Energie $E_0(x)$ in Abhängigkeit vom Abstand x vom Anfang der Kette zum Startzeitpunkt der Wanderwelle. (Die gestrichelte Linie entspricht der approximierten Dichteverteilung).

Startzeitpunkt der Wanderwelle im Solenoid der Laufzeitkette befindet, läßt sich ein unmittelbarer Vergleich des Modells mit dem Experiment ziehen. In Abb. 20 sind diese beiden Verteilungen in Abhängigkeit vom Abstand x vom Anfang des Solenoids für einen speziellen Fall dargestellt. Die Elektronendichteverteilung, die wegen der Quasineutralität im Plasma mit der der Protonen identisch ist, wurde dabei mit dem 8 mm - Mikrowelleninterferometer gemessen, während die zugehörige Energieverteilung aus dem mit dem Ionenspektrometer ermittelten Ionensignal unter Berücksichtigung der Laufzeit bestimmt wurde. Dies war aus dem schon vorhin erwähnten Grunde einer entsprechenden monotonen Geschwindigkeitsverteilung der Ionen im Plasma möglich. Die Verteilung der Anfangsenergie $E_0(x)$ läßt sich dann durch

$$E_0(x) = E_0(0)(1 + \beta x)^2$$

darstellen, während die Liniendichte $N_e^x(x)$ durch die Funktion

$$N_e^x(x) = N_e^x(0)(1 - \alpha x)$$

approximiert wurde (Abb. 20). Für α und β ergeben sich in diesem Fall dann die Werte $\alpha = 0,1155 \text{ cm}^{-1}$, $\beta = \frac{1}{27} \text{ cm}^{-1}$. Mit diesen Daten wurde die Energieverteilung der Ionen des beschleunigten Plasmas berechnet (IBM 1620). Das Ergebnis zeigt Abb. 21. Aufgrund der hier gewählten relativ hohen Anfangsenergie des Plasmas, treten nur Einfach-Stöße und Zweifach-Stöße der Ionen mit dem Kolben auf. Ein Vergleich mit der experimentell bestimmten Energieverteilung zeigt, daß vor allem im oberen Energiebereich ($E > 3,8 \text{ keV}$) die beiden aufeinander normierten Kurven gut übereinstimmen. Insbesondere wird der Sprung in der Verteilung bei etwa 4 keV durch das Modell erklärt, wo dieser Wert der oberen Energiegrenze der zweifach stoßenden Ionen entspricht. Die Abweichung im unteren Energiebereich ist dadurch zu erklären, daß Teilchenverluste während der Beschleunigung im Modell nicht berücksichtigt sind. Diese wirken sich vor allem, schon wegen der Geometrie des Entladungsrohres, bei Teilchen aus, die früher mit dem Kolben stoßen, also eine niedrigere Energie am Ende der Kette haben. Daß sich die experimentelle Verteilung in den Energiebereich unter 1,8 keV fortsetzt, liegt daran,

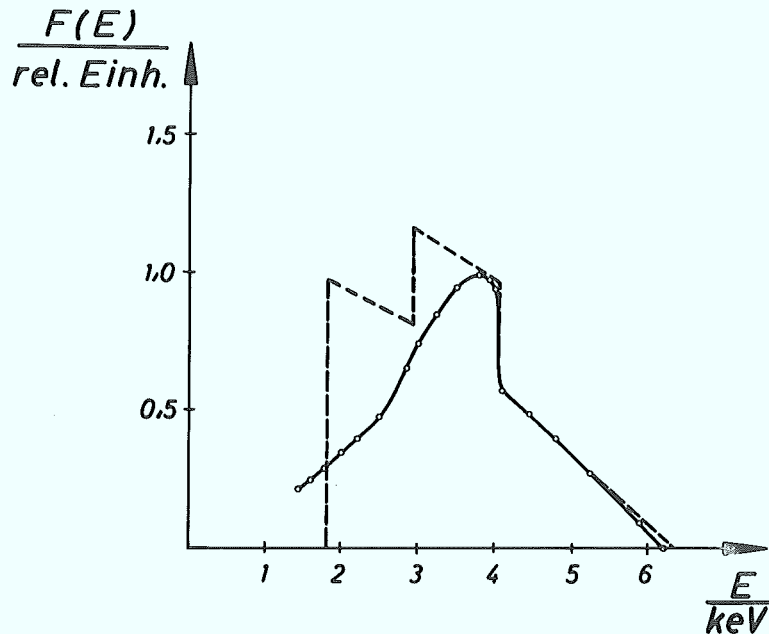


Abb. 21: Experimentelle (—) und berechnete (---) Energieverteilung des beschleunigten Plasmas.

daß schnelle Ionen in der Front des Anfangsplasmas vom Kolben nicht mehr erreicht werden, und daß Ionen mit niedrigeren Energien hinter dem Kolben nachströmen.

Ähnliche Vergleiche der gemessenen Energieverteilungen mit den berechneten zeigen, daß auch für andere Anfangsbedingungen, wenn z.B. die Geschwindigkeit des Plasmas am Anfang der Kette zum Zeitpunkt des Starts der Wanderwelle etwa gleich der Anfangsgeschwindigkeit dieser Welle ist, gute Übereinstimmung herrscht. So läßt sich durch verschiedene Wahl des Startzeitpunktes der Wanderwelle (Δt_2) die Anfangsdichteverteilung des Plasmas in dem Solenoid der Laufzeitkette in beschränktem Umfang in der Weise verändern, daß das Solenoid in verschiedener Länge mit Plasma gefüllt ist. Entsprechend dem dargelegten Modell ergibt das Experiment, daß mit wachsendem Δt_2 , d.h. bei zunehmender Fülllänge, eine Verschiebung des Energiespektrums der Ionen des beschleunigten Plasmas zu höheren Energien hin erfolgt.

Zusammenfassend kann man also sagen, daß das "Freiteilchen" - Modell den Beschleunigungsvorgang, soweit es die Energievertei-

lung der Ionen des Plasmas betrifft, gut beschreibt. Die Verluste während der Beschleunigung werden jedoch von dem Modell nicht erfaßt.

4.3.3 Verluste während der Beschleunigung

Um Aussagen über die Effektivität der Beschleunigung zu machen, wurde die Anzahl der Ionen in dem Teil des Plasmas, der sich zum Startzeitpunkt der Wanderwelle im Solenoid der Laufzeitkette befindet, mit der des beschleunigten Plasmas verglichen. Dabei waren bei den im Folgenden dargestellten Versuchen die Parameter der Plasmaquelle und die des Beschleunigers so wie bei den in den beiden vorhergehenden Abschnitten beschriebenen Messungen gewählt, so daß ein Plasma niedriger Anfangsdichte und relativ hoher Anfangsenergie vorlag. Aus der in Abb. 14 dargestellten Dichteverteilung ($B_0 = 0$) im Augenblick des Starts der Wanderwelle, ergibt sich dann mit dem durch Magnetfeldsonden bestimmten Plasmadurchmesser von 6 - 7 cm eine anfängliche Gesamtzahl der Ionen von etwa $1,5 \cdot 10^{15}$. Dabei muß man jedoch berücksichtigen, daß ein Teil des Anfangsplasmas, bedingt durch den sich verjüngenden Querschnitt des Beschleunigungsrohres, an die Wand gelangt, ehe es von dem Kolben erfaßt wird. Schätzt man aus dem Verhältnis von Plasmadurchmesser zu Rohrdurchmesser diesen Anteil ab, so ergibt sich eine effektive Zahl der Ionen im Anfangsplasma von $7 \cdot 10^{14}$.

Die Zahl der Ionen des beschleunigten Plasmas läßt sich dann aus dem mit Hilfe des Mikrowelleninterferometers bestimmten zeitlichen Dichteverlauf hinter der Laufzeitkette bestimmen. In Abb. 22 ist die über den Durchmesser des Plasmas integrierte Elektronendichte N_e dargestellt in Abhängigkeit von der Zeit t nach Ankunft der Welle am Ende der Kette. Dabei ist nur der Teil des Plasmas als beschleunigt zu betrachten, der das Ende der Kette vor dem Kolben erreicht und damit an der Meßstelle in der Zeit $t < 0,875 \mu s$ vorbeiströmt. Der Geschwindigkeitsverlauf im beschleunigten Plasma läßt sich, wie in Abschnitt 3,2 geschildert, durch eine Laufzeitanalyse aus den gleichzeitigen Messungen mit dem Ionenspek-

trometer ermitteln. Da auch der Plasmaradius aus dem radialen Verlauf des Energiespektrums der Ionen (Abb. 23) folgt, kann man die Gesamtzahl der Ionen im beschleunigten Plasma ermitteln:

$$N_{\text{ges}} = \int_0^{0,875 \mu s} N^*(t) \cdot v(t) dt$$

Sie ist in dem betrachteten Fall $1,2 \cdot 10^{14}$ ($B_0 = 0$). Daraus folgt, daß knapp 20% des Anfangsplasmas die Kette vor dem Kolben verläßt, wobei die Energie der Ionen größer ist als etwa 1,5 keV. Wahrscheinlich ist dieser Prozentsatz noch höher, da die Randschicht des Plasmas in der Nähe der Rohrwand möglicherweise so abgekühlt ist, daß sie vom Feld der Wanderwelle nicht erfaßt wird.

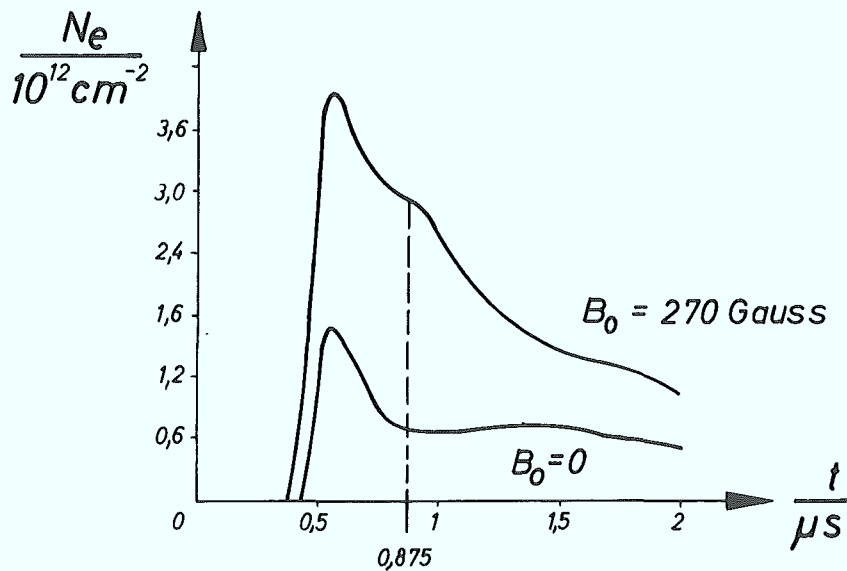


Abb. 22: Integrierte Elektronendichte im beschleunigten Plasma in Abhängigkeit von der Zeit t nach dem Eintreffen der Wanderwelle am Kettenende. (Bei der oberen Kurve ist ein zum Feld der Wanderwelle paralleles quasistatisches Magnetfeld von 270 G überlagert).

Die Verluste von Teilchen während der Beschleunigung sind einmal dadurch bedingt, daß Teilchen den magnetischen Kolben durchdringen, zum anderen, daß Teilchen von dem Kolben unter einem Winkel gegen die Beschleunigungsrichtung reflektiert werden.

Die Verluste durch den magnetischen Kolben entsprechen im gro-
ben den Verlusten durch die sogenannte "point cusp" in einer
"spindle cusp" - Geometrie, wo ein feldfreies Plasma in einem
Magnetfeld eingeschlossen ist, das zwischen zwei gleichen ko-
axialen Spulen erzeugt wird, die von entgegengesetzt gleichen
Strömen durchflossen werden. Im Gegensatz zu diesen Experimen-
ten ist allerdings die gerichtete Geschwindigkeit der Ionen des
Plasmas wesentlich größer als ihre thermische.

Die Verluste durch die "point-cusp", entsprechend einem "Loch"
im magnetischen Feld auf der Achse, hängen davon ab, ob in der
Grenzschicht zwischen Plasma und Magnetfeld ein elektrisches
Feld existiert oder ob dieses, z.B. durch Kurzschluß über die
Rohrwand, zusammengebrochen ist. Für die Schichtdicke und damit
für die Größe des Lochs im Kolben ist im ersten Fall der Elek-
tronengyrationsradius ein Maß, während im zweiten Fall der Ionen-
gyrationsradius bestimmend ist ⁽²⁸⁾.

Es läßt sich nun aus den Messungen indirekt auf die Existenz
eines elektrischen Feldes zwischen Plasma und Magnetfeld schlie-
ßen. Nimmt man nämlich an, daß ein solches Feld nicht existiert,
so läßt sich die Verlustrate durch das "Loch" in der Achse des
Magnetfeldes abschätzen, wenn man die gerichtete Geschwindigkeit
des Plasmas relativ zum Kolben gegenüber der thermischen Geschwin-
digkeit der Ionen vernachlässigt. Der Radius δ des fiktiven Lochs
im Magnetfeld ergibt sich dann zu ⁽²⁸⁾

$$\delta = \sqrt{\left| \frac{3\pi}{2} R_i R_p \left(1 + \sqrt{\frac{8}{2\pi}} \frac{R_i}{R_p} \right) \right|}$$

Dabei ist R_p der maximale Radius des Plasmas und R_i der Gyra-
tionsradius der Ionen im homogenen Teil des Magnetfeldes ($B_{\max} = 2,5 \text{ kG}$).
Mit einem Plasmaradius von 3 cm, entsprechend dem Rohrradius in
der Mitte der Beschleunigungsstrecke, erhält man einen Lochradi-
us von $\delta = 2,4 \text{ cm}$, wenn man eine thermische Geschwindigkeit der
Plasmaionen von $2 \cdot 10^7 \text{ cm/sec}$ annimmt.

Das betrachtete Plasma besitzt nun eine Relativgeschwindigkeit
zum Kolben, die sich aus den in Abb. 20 dargestellten Anfangs-
verteilungen von Liniendichte und Energie nach dem "Freiteilchen"-

Modell zu $1,2 \cdot 10^7$ cm/sec - $3,6 \cdot 10^7$ cm/sec, in Abhängigkeit vom Stoßort, berechnet. Sie beträgt im Abstände 25 cm vom Kettenanfang (Meßstelle in Abb. 16) etwa $2 \cdot 10^7$ cm/sec. Gegenüber dieser gerichteten Geschwindigkeit relativ zum Kolben, ist die thermische Geschwindigkeit der Plasmaionen klein, wenn man annimmt, daß Ionen- und Elektronentemperatur nicht wesentlich voneinander abweichen (Abschnitt 4,2.2). Die obige Berechnung des fiktiven Lochs in der Magnetfeldkonfiguration, die gültig ist für ein im Kolbensystem ruhendes thermisches Plasma mit einer mittleren Ionengeschwindigkeit von $2 \cdot 10^7$ cm/sec, ist daher nur als Abschätzung der unteren Grenze des Lochradius δ zu betrachten. Damit wird unter der gemachten Voraussetzung die Verlustrate so hoch, daß keine Beschleunigung stattfinden kann. Die experimentellen Ergebnisse lassen sich daher nur deuten, wenn ein Raumladungsfeld in der Grenzschicht zwischen Plasma und Magnetfeld existiert.

Aus Abb. 16 ist ersichtlich, daß mindestens bis zu einem Abstand von 0,4 cm von der Achse eine Stromschicht existiert. Die Messungen legen die Vermutung nahe, daß der Durchmesser des Lochs im Kolben höchstens in der Größenordnung von 1 cm liegt. Dies wird durch Messungen des radialen Verlaufs des Energiespektrums der Ionen des beschleunigten Plasmas mit Hilfe des Ionenspektrometers bestätigt. In Abb. 23 ist das über die Zeit integrierte Ionensignal J , das der Gesamtzahl der Ionen, die vor dem Kolben laufen und vom Spektrometer registriert werden, entspricht, als Funktion des Radius dargestellt.

Da das Spektrometersignal über einen Bereich von 3 cm innerhalb der Meßgenauigkeit gleich ist, ergibt sich für jede Ionenkomponente des beschleunigten Plasmas, unabhängig von ihrer Energie, innerhalb dieses Bereiches die gleiche radiale Abhängigkeit. Das Plasma besitzt also am Eintritt zum Ionenspektrometer keine Ringstruktur. Durch das Blendensystem des Spektrometers wird nun ein Strahl ausgeblendet, der im hinteren Bereich der Laufzeitkette einen Durchmesser von etwa 5 mm hat. Die Messungen bestätigen somit die Vermutung, daß das Loch im Kolben höchstens in der Größenordnung dieser Abmessung liegt. Die Möglichkeit, daß ein wesentlich größeres Loch durch eine radiale Dif-

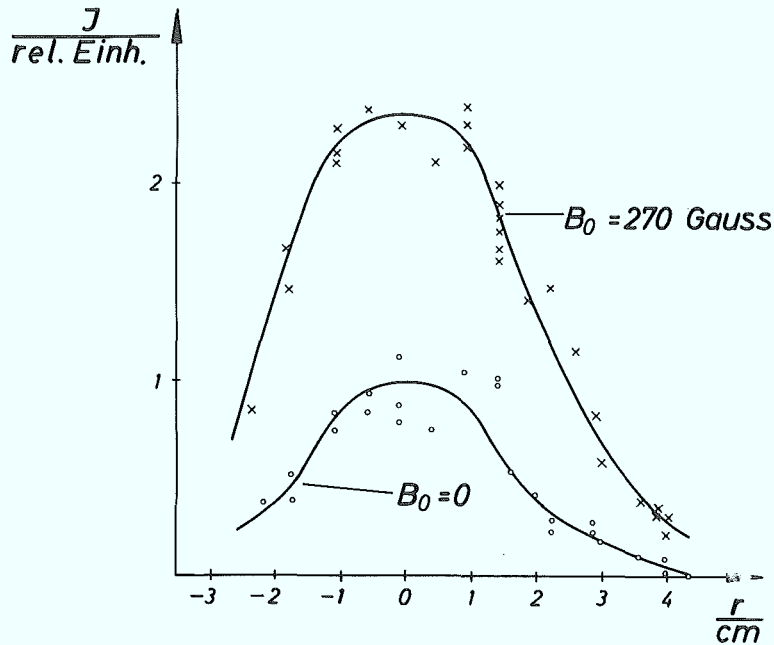


Abb. 23: Zeitlich integriertes Ionensignal als Funktion des Abstandes r von der Achse, wenn das überlagerte, zum Feld der Welle parallele Magnetfeld 0 ist und 270 Γ beträgt.

fusion des Randplasmas geschlossen und die Ionen durch Stöße in den ausgeblendeten Kegel gelangen, ist insofern unwahrscheinlich, als die maßgebliche Relaxationszeit⁽⁵⁾

$$t_q = \frac{11,4 \left(\frac{T}{eK} \right)^{3/2}}{\frac{n}{cm^{-3}} \cdot \ln \Lambda}$$

bei einer angenommenen maximalen Dichte von $10^{12} cm^{-3}$ und Temperaturen von einigen eV groß ist gegen die mittlere Flugzeit der Ionen vom Kettenende bis zur ersten Blende des Spektrometers, die 0,8 μs beträgt.

Der größte Teil der Verluste scheint demnach dadurch verursacht zu sein, daß am Kolben reflektierte Ionen in einem Winkel gegen die Achse gestreut werden. Um diese Streuung zu untersuchen, wurde die Winkelabhängigkeit der Energieverteilung der Ionen des beschleunigten Plasmas in verschiedenem Abstand von der Achse bestimmt. Es ergibt sich auch hier, daß zumindest für die allein interessierenden schnellen Ionen, die vor der Welle das Ende der

Kette erreichen, das Ionensignal in Amplitude und Form innerhalb des Winkels, unter dem das Plasma im Beschleunigungsrohr vom Spektrometer her erscheint, gleich ist. Es folgt daraus, daß die Streuung der Ionen am Kolben in dem ausgeblendeten Raumwinkel isotrop ist. Abb. 24 zeigt das zeitlich integrierte Ionensignal als Funktion des Winkels zwischen der Achse des Rohres und der des Spektrometers für den Fall, daß der Ort der 1. Blende auf der Achse liegt. Es ergibt sich, daß die Intensität außerhalb eines Winkels von $\alpha = 2,3^\circ$ verschwindend klein ist. Da $2\alpha = 4,6^\circ$ der Winkel ist, unter dem der Innendurchmesser des Entladungsrohres am Ende der Laufzeitkette vom Spektrometer her erscheint, folgt, daß Stöße im beschleunigten Plasma zwischen der Kette und dem Spektrometer relativ unwahrscheinlich sind. Die vorher gemachten Abschätzungen über die Größe des Lochs im Kolben werden somit bekräftigt.

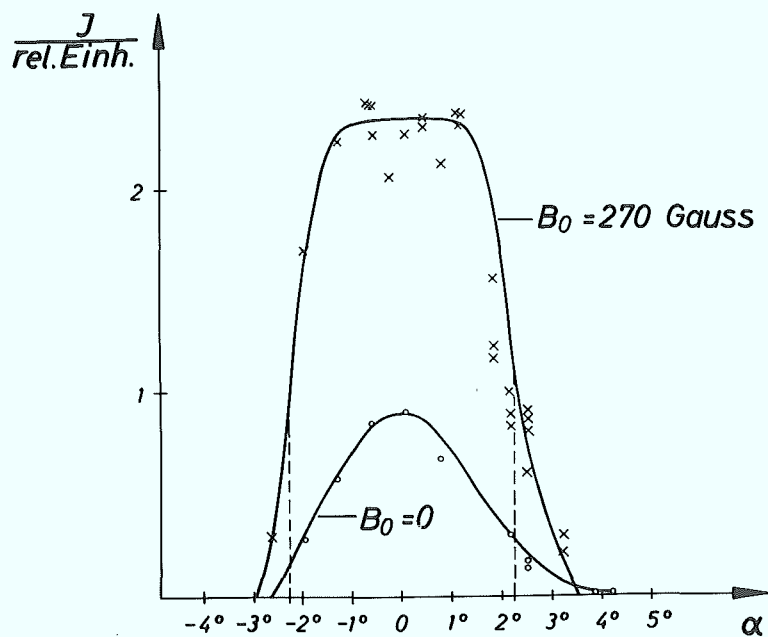


Abb. 24: Winkelverteilung des integrierten Ionensignals, wenn der Ort der Blende auf der Achse des Entladungsrohres liegt (B_0 ist ein parallel zum Feld der Wanderwelle quasistatisches Magnetfeld).

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß bei dem Beschleunigungsvorgang mit einer Wanderwelle in dem betrachteten Parame-

terbereich eine elektrostatische Schicht zwischen Plasma und Magnetfeld zu existieren scheint, die nicht durch Instabilitäten oder durch Kurzschluß über die Wände zerstört wird⁽²⁵⁾.

5. Beschleunigung bei überlagertem quasistatischem Magnetfeld

Wie in Abschnitt 2.2 dargelegt, läßt sich durch die zusätzliche Entladung einer Kondensatorbatterie auf die Laufzeitkette ein quasistatisches Magnetfeld B_0 dem Feld der Wanderwelle überlagern, so daß eine der Feldkonfigurationen der Abb. 8 entsteht. Durch die Überlagerung sollten die Verluste durch die Winkelstreuung am Kolben reduziert sowie die Beschleunigung in einer Magnetfeldanordnung studiert werden, die der in einer harmonischen Wanderwelle entspricht (siehe Abb. 1).

Bei kleinen Stärken des überlagerten Feldes sind die Eigenschaften des in das Solenoid der Laufzeitkette einströmenden Plasmas (Elektronentemperatur und Geschwindigkeitsverteilung) gleich denen des in 4.3.1 beschriebenen Plasmas. Nur die Dichten liegen etwas höher (siehe Abb. 14). Bei größeren Feldstärken wird der Radius des Plasmas zunehmend kleiner. Zugleich nimmt die Gesamtzahl der Teilchen, die sich zum Zeitpunkt des Starts der Wanderwelle im Solenoid der Kette befinden, mit wachsendem Magnetfeld B_0 ab. Bedingt ist diese Abnahme durch die Reflexion von Teilchen des einströmenden Plasmas am statischen Magnetfeld.

Auch in dem Fall eines überlagerten Feldes läßt sich die Energieverteilung der Ionen des beschleunigten Plasmas durch das "Freiteilchen" - Modell beschreiben. Die Vorgänge bei der Beschleunigung sind jedoch verschieden, je nachdem ob das überlagerte Feld parallel oder antiparallel zum Feld der Wanderwelle ist. Abb. 25 zeigt das zeitlich integrierte Spektrometersignal I in Abhängigkeit von der Stärke und der Polarität des überlagerten Feldes B_0 . Da sich die radiale Dichteverteilung im beschleunigten Plasma in dem betrachteten Parameterbereich nicht wesentlich ändert, ist I proportional zur Gesamtzahl der Ionen des beschleunigten Plasmas.

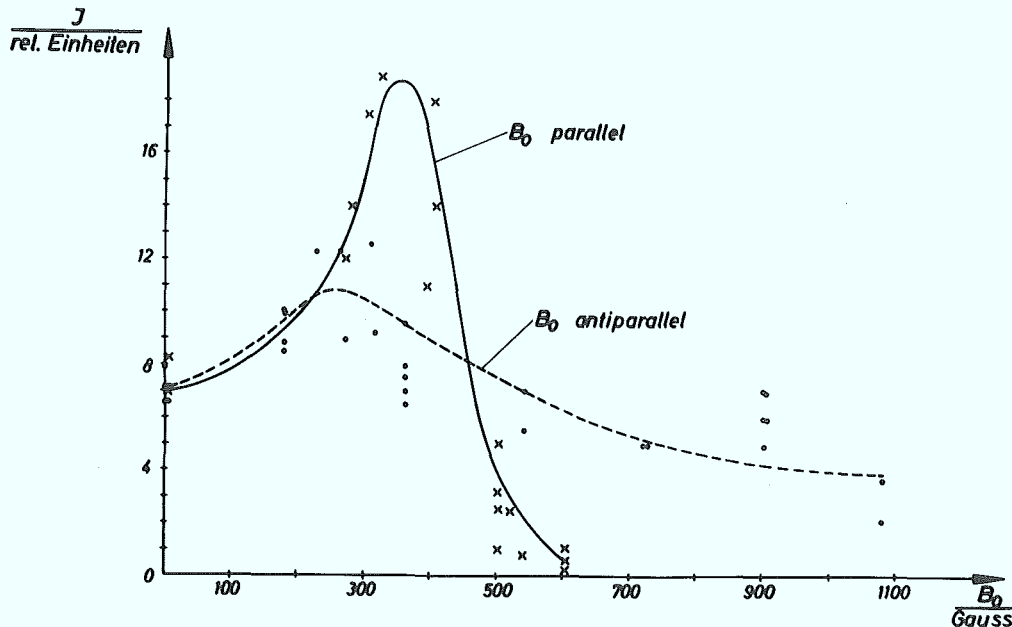


Abb. 25: Zeitlich integriertes Spektrometersignal als Funktion des überlagerten Feldes B_0 , wenn dieses parallel oder antiparallel zum Feld der Wanderwelle ist.

5.1 Beschleunigung bei parallelem Feld

Ist das überlagerte Feld B_0 parallel zum Feld der Wanderwelle, so steigt die Gesamtzahl der Ionen des beschleunigten Plasmas mit wachsendem B_0 zunächst an (Abb. 25). Das ist teilweise darauf zurückzuführen, daß die Dichte im Anfangsplasma, infolge einer Sammlung durch das quasistatische Feld, größer wird, zum anderen, daß die Winkelstreuung der Ionen am magnetischen Kolben durch einen Führungseffekt des überlagerten Feldes reduziert wird. Bei einer Stärke dieses Feldes von 270 T folgt aus Abb. 14 eine Gesamtzahl der Ionen des Anfangsplasmas von $3,3 \cdot 10^{15}$ bzw. $1,65 \cdot 10^{15}$, wenn man wieder berücksichtigt, daß etwa 50 % der Ionen, bedingt durch die Geometrie des Beschleunigungsrohres, auf dessen Wand trifft, noch ehe ein Stoß mit dem Kolben erfolgt ist. In entsprechender Weise wie in Abschnitt 4.3.3 berechnet sich aus der Dichteverteilung in Abb. 22 die Zahl der Ionen des beschleunigten Plas-

mas zu $3,6 \cdot 10^{14}$. Es erreichen mehr als 20 % der Ionen des Anfangsplasmas das Ende der Kette vor dem Kolben, etwas mehr als im Falle ohne überlagertes Magnetfeld. Daß die Reduzierung der Winkelstreuung so gering ist, liegt daran, daß der Führungseffekt des relativ schwachen überlagerten Feldes für die hochenergetischen Ionen des beschleunigten Plasmas gering ist.

Übersteigt das quasistatische Feld etwa 350Γ , so sinkt die Teilchenzahl des beschleunigten Plasmas schnell ab (Abb. 25). Wie Messungen mit Magnetfeldsonden zeigen, ist dies vor allem durch die radiale Kompression des Plasmas während der Beschleunigung infolge der spiegelähnlichen Magnetfeldkonfiguration bedingt (siehe Abb. 1). Dadurch wird die Teilchendichte in der Nähe der Rohrachse so hoch, daß das Plasma in seiner Gesamtheit durch den Kolben rutscht. Es treten in diesem Bereich dann auch Oszillationen in den Magnetfeldsensordensignalen auf, die, wie die gleichzeitig erscheinenden starken Schwankungen in den Signalen des Ionenspektrometers, möglicherweise auf Instabilitäten zurückzuführen sind.

5.2 Beschleunigung bei antiparallelem Feld.

Auch bei überlagertem antiparallelem Feld nimmt bis zu Feldstärken von etwa 250Γ die Teilchenzahl des beschleunigten Plasmas zu, bedingt wie im Falle des überlagerten parallelen Feldes durch eine höhere Dichte im Anfangsplasma und durch eine Reduzierung der Winkelstreuung der Ionen am Kolben. Bei höheren Feldstärken fällt dann die Teilchenzahl monoton ab, was dadurch zu erklären ist, daß mit zunehmendem Feld B_0 der Kolben schwächer und damit die Teilchenverluste größer werden. Zudem wird die Winkelstreuung mit wachsendem B_0 wegen der "cusp"-ähnlichen Geometrie des Feldes stärker und schließlich sinkt bei höheren überlagerten Feldern auch die Teilchenzahl im Anfangsplasma. Das Signal des Ionenspektrometers ist bis zu den höchsten überlagerten Feldern gut reproduzierbar.

5.3 Folgerungen für die kontinuierliche Beschleunigung

Aus den in den beiden letzten Abschnitten beschriebenen Messungen folgt, daß sich auch mit überlagertem quasistatischen Magnetfeld ein Kolben ausbildet, wobei mit den gleichen Argumenten, wie im Falle ohne überlagertes Feld, auf die Existenz eines elektrostatischen Feldes in der Schicht zwischen Plasma und Magnetfeld geschlossen werden kann.

Nimmt man nun die Reproduzierbarkeit der mit dem Ionenspektrometer und mit den Magnetfeldsonden gemessenen Signale als Stabilitätskriterium, so scheint der Kolben bei parallelem überlagertem Feld bis zu 350 G , bei antiparallelem im ganzen untersuchten Bereich bis zu etwa 1 kG stabil zu sein. Zumindest treten keine Instabilitäten auf, die die Magnetfeldkonfiguration wesentlich verändern und den Beschleunigungsvorgang beeinflussen. Die Verluste durch die Winkelstreuung der Ionen am Kolben werden durch die Überlagerung des quasistatischen Feldes geringfügig reduziert, so daß mehr als 20 % des Anfangsplasmas beschleunigt werden.

Extrapoliert man die Ergebnisse der Messungen bei überlagertem antiparallelen Feld auf den Fall einer harmonischen Wanderwelle (Abb. 1), so folgt, daß die Beschleunigung durch das Feld einer harmonischen Wanderwelle zumindest, wenn die Dichte des Plasmas genügend niedrig und seine Leitfähigkeit genügend hoch sind, so daß das Plasma nicht durch den Wellenberg rutschen kann, effektiv sein sollte.

Bei der Beschleunigung durch eine harmonische Wanderwelle wird man nicht von einem eingeschossenen Plasma hoher Leitfähigkeit, sondern von einem Neutralgas ausgehen, das durch die Welle selbst ionisiert wird. Der Beschleunigungsvorgang ist dann ein wesentlich anderer. Überlegungen zu diesen Problemen sollen im Folgenden diskutiert werden.

6. Überlegungen zur Beschleunigung mit einer harmonischen Wanderwelle.

Geht man bei der Beschleunigung mit einer harmonischen Wanderwelle von einem Neutralgas aus, so ist die Leitfähigkeit des entstehenden Plasmas zunächst gering. Das Plasma diffundiert durch das Magnetfeld und sollte dann bei zunehmender Leitfähigkeit mehr und mehr effektiv beschleunigt werden.

Um eine Vorstellung von dem Mechanismus dieser Beschleunigung zu erhalten, sei im Folgenden ein Modell betrachtet. Das Plasma soll dabei durch eine kreisförmige Leiterschleife, deren Achse mit der Symmetrieachse des Feldes (z-Richtung) zusammenfalle, simuliert werden. Drehbewegungen und Bewegungen der Schleife in radialer Richtung, d.h. Stabilitätsprobleme, sollen dabei unberücksichtigt bleiben. Man kann die Bewegungsgleichung dann in der Form

$$[1] \quad m \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{1}{\mu_0} M \frac{\partial}{\partial z} \bar{B}_z(z, t)$$

schreiben. M ist das magnetische Moment, m die Masse der Schleife und $\bar{B}_z$ ist der Mittelwert der B_z -Komponente des Wanderwellenfeldes über die Fläche F der Leiterschleife. Mit $M = \mu_0 F J$ ergibt sich

$$[2] \quad m \frac{d^2 z}{dt^2} = J F \frac{\partial}{\partial z} \bar{B}_z(z, t)$$

wobei der Strom I in der Leiterschleife der Gleichung

$$[3] \quad L \frac{dJ}{dt} + RJ = - \frac{d}{dt} \int B_z dF = - F \frac{d}{dt} \bar{B}_z$$

genügt. (L und R sind die Induktivität bzw. der Widerstand der Stromschleife).

Die harmonische Wanderwelle der Frequenz $f = \frac{\omega}{2\pi}$ laufe mit der Geschwindigkeit $v_{ph} = \frac{\omega}{k}$, wobei k die Wellenzahl ist, auf einer Laufzeitkette mit kontinuierlicher Induktivitäts- und Kapazitätsbelegung. Mit der resultierenden Feldverteilung (siehe Abschnitt 7.2) gehen die Gleichungen [2] und [3] über in

$$[4] \quad m \frac{d^2 z}{dt^2} = - R J F B_0 \cos(\omega t - R z) \frac{1}{F} \int_0^1 J_0 \left(R \sqrt{1 - \frac{v_{ph}^2}{c^2}} r \right) dF$$

und

$$[5] \quad L \frac{dJ}{dt} + RJ = - B_0 \cdot \int_0^1 J_0 \left(R \sqrt{1 - \frac{v_{ph}^2}{c^2}} r \right) dF \cdot \frac{d}{dt} \sin(\omega t - R z)$$

Dabei ist J_0 die modifizierte Bessel'sche Funktion erster Art, nullter Ordnung, und B_0 ist die maximale z-Komponente des Magnetfeldes auf der Achse.

Aus den Gleichungen [4] und [5] folgt unmittelbar der Energiesatz

$$[6] \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{L}{2} J^2 + \frac{m}{2} w^2 \right) + RJ^2 = 0$$

wobei $w = \frac{dz}{dt} - v_{ph}$ die Geschwindigkeit der Schleife im bewegten System der Welle ist.

Man kann nun bei der Integration der Gleichungen [4] und [5] die Fälle mit $R = 0$ und $R \neq 0$ unterscheiden.

6.1 Modell mit unendlich hoher Leitfähigkeit

Ist die Leitfähigkeit der Schleife so hoch, daß RI gegenüber $L \frac{dJ}{dt}$ zu vernachlässigen ist, so erhält man eine Differentialgleichung, die geschlossen integriert werden kann⁽³⁰⁾ (siehe Abschnitt 7.2). Dabei sei angenommen, daß die Schleife zur Zeit $t = 0$ bei $z = 0$ ruhe. Es sind dann zwei Fälle zu unterscheiden, je nachdem, ob eine charakteristische Größe α kleiner oder größer als 1 ist. $\alpha = \frac{B_0^2 F^2}{m v_{ph}^2 L}$ ist das Verhältnis der Arbeit, die das Feld an der Schleife bei deren Verschiebung bis zum Wellenberg leistet, zu der anfänglichen kinetischen Energie der Schleife im bewegten System der Welle.

In Abb. 26 ist die Bewegung der Schleife in diesem bewegten System dargestellt, wenn $\alpha = 2$ und $\alpha = 10$ ist. $\xi = \omega t - R z$ und $\frac{d}{dt} \xi = \frac{d\xi}{dt}$ sind dabei die dimensionslosen Lage- und Geschwindigkeitskoordinaten, wobei die Richtung in die negative z-Achse weist.

Die Schleife pendelt zwischen zwei Wellenbergen ($\xi = \pm 1$) und

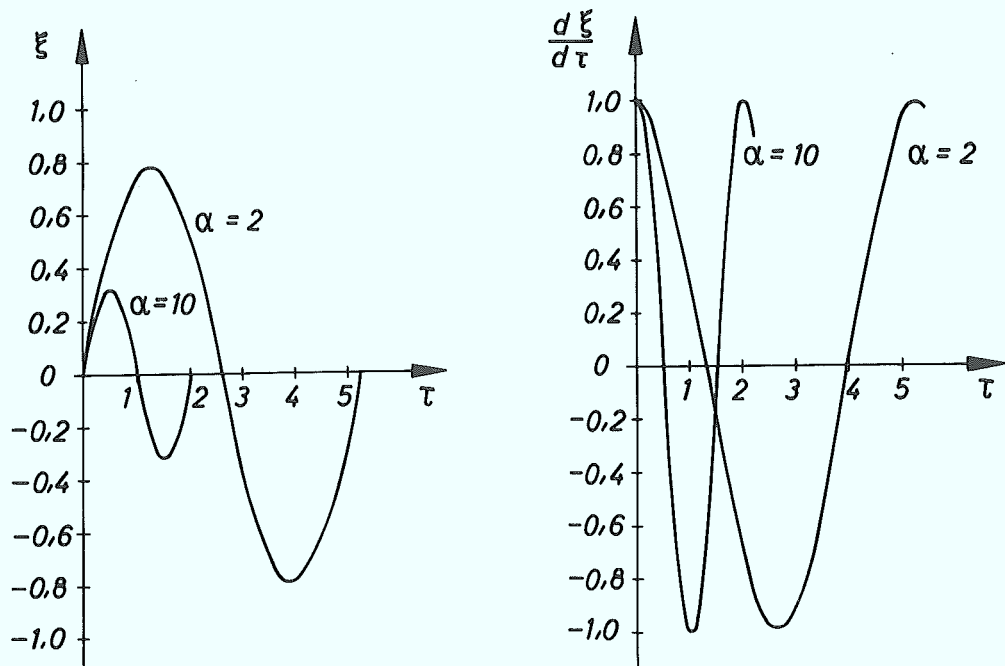


Abb. 26: Dimensionslose Lage- und Geschwindigkeitskoordinaten ξ , $d\xi/d\tau$ im bewegten System der Welle als Funktionen von τ für $\alpha = 2$ und $\alpha = 10$.

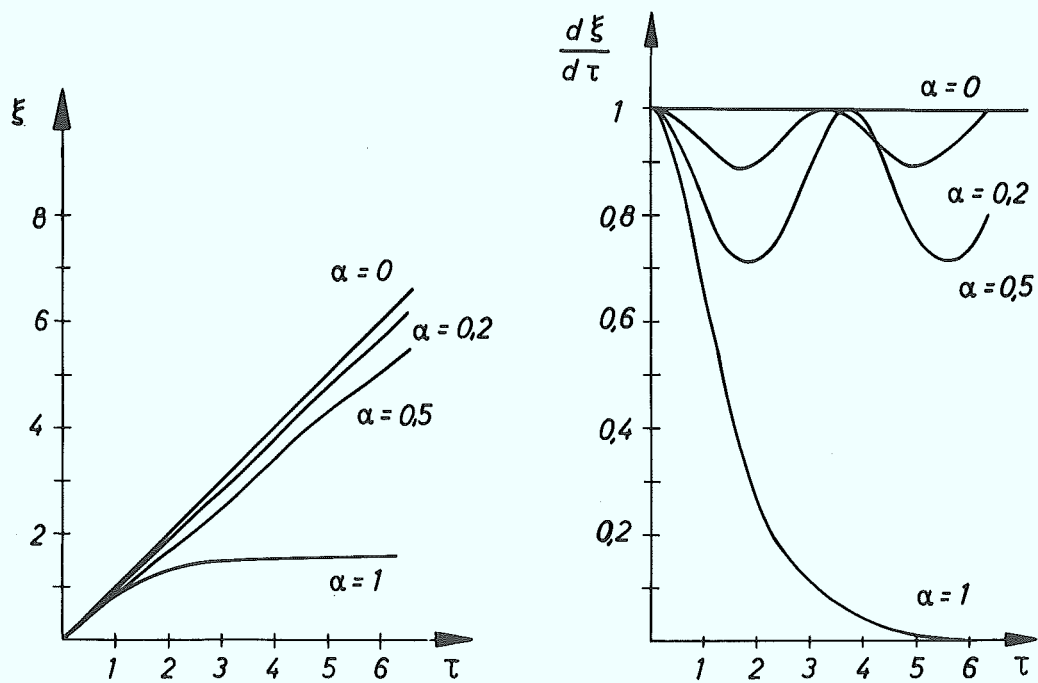


Abb. 27: Dimensionslose Lage- und Geschwindigkeitskoordinaten ξ , $d\xi/d\tau$ im bewegten System der Welle als Funktionen von τ für $\alpha = 0$; 0,2; 0,5 und 1.

bleibt im Wellental eingefangen. Sie verläßt den Wanderwellenbeschleuniger mit einer Endgeschwindigkeit v_e , die, bezogen auf das ruhende System der Laufzeitkette, zwischen $v_e = 0$ und $v_e = 2 v_{ph}$ liegt. Im Mittel wird also die Schleife eine Endgeschwindigkeit erreichen, die gleich der Phasengeschwindigkeit der Welle ist. Der Vorgang entspricht in diesem Fall der Beschleunigung von Teilchen nach dem "Freiteilchen" - Modell.

Ist dagegen $\alpha < 1$, so rutscht die Schleife durch den Wellenberg und bleibt im wesentlichen unbeeinflusst. Die Bewegung der Schleife ist in Abb. 27 dargestellt für $\alpha = 0; 0,2; 0,5$ und 1. Bei

$\alpha = 0,2$ ist die maximale Geschwindigkeit der Schleife im System der Laufzeitkette nur etwa 10 % der Phasengeschwindigkeit der Welle, so daß die Schleife mit einer mittleren Geschwindigkeit von 5 % der Phasengeschwindigkeit den Wanderwellenbeschleuniger verläßt. Nur bei höheren α -Werten ist die mittlere Endgeschwindigkeit größer und erreicht bei $\alpha = 1$ asymptotisch die Phasengeschwindigkeit der Welle. $\alpha = 0$ entspricht dabei dem Fall unendlich großer Masse der Schleife oder verschwindenden Magnetfeldes. Die im Abschnitt 4.2 beschriebene Beschleunigung bei hoher Dichte entspricht als einmaliger Vorgang diesem Modell.

6.2 Modell mit endlicher Leitfähigkeit

Berücksichtigt man den Widerstand der Leiterschleife, so ergibt die numerische Integration der Gleichungen [4] und [5] eine allmähliche Zunahme der Geschwindigkeit im Laborsystem, auch in den Fällen, bei denen $\alpha < 1$ ist, d.h. bei denen die Schleife über den Wellenberg gleitet. In den Abbildungen 28 und 29 sind die dimensionslosen Lage- und Geschwindigkeitskoordinaten im bewegten System aufgetragen für die Fälle, daß $\alpha = 0,2$ bzw. $\alpha = 0,5$ ist und das Widerstandsverhältnis $\gamma = \frac{R}{\omega L} = 0,1; 0,5; 1; 10$ und ∞ beträgt.

Die Geschwindigkeit im Laborsystem nähert sich schnell ihrem Grenzwert $v = v_{ph}$, wenn γ im Bereich 0,5 - 1 liegt, während bei höheren und kleineren Werten von γ die Geschwindigkeitszunahme kleiner ist. Z.T. treten starke Oszillationen auf (z.B. bei

$\alpha = 0,5$). In Abb. 30 ist das Verhältnis der Endgeschwindigkeit v_e zur Phasengeschwindigkeit aufgetragen als Funktion von γ für verschiedene Längen der Beschleunigungsstrecke l und verschiedene α -Werte.

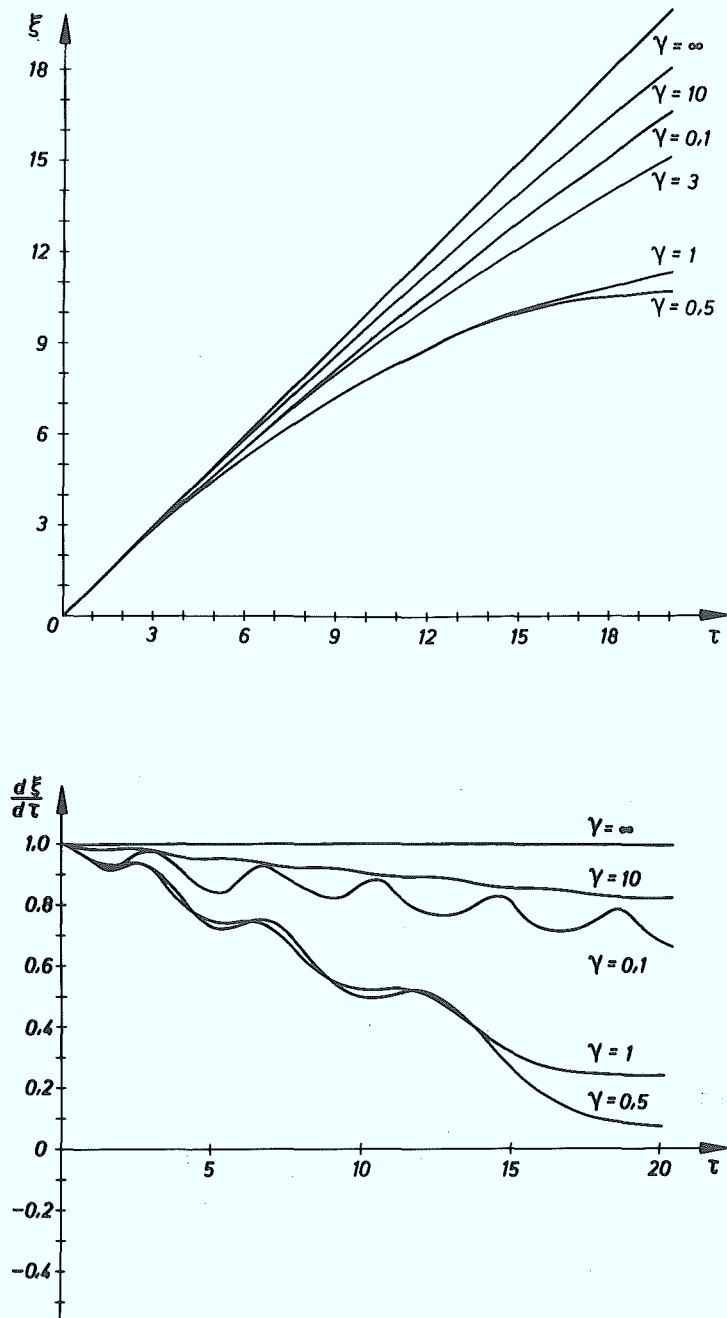


Abb. 28: Dimensionslose Lage- und Geschwindigkeitskoordinaten ξ und $d\xi/d\tau$ im bewegten System der Welle als Funktionen von τ für $\alpha = 0,2$ bei verschiedenen Werten des Widerstandsverhältnisses $\gamma = \frac{R}{\omega l}$.

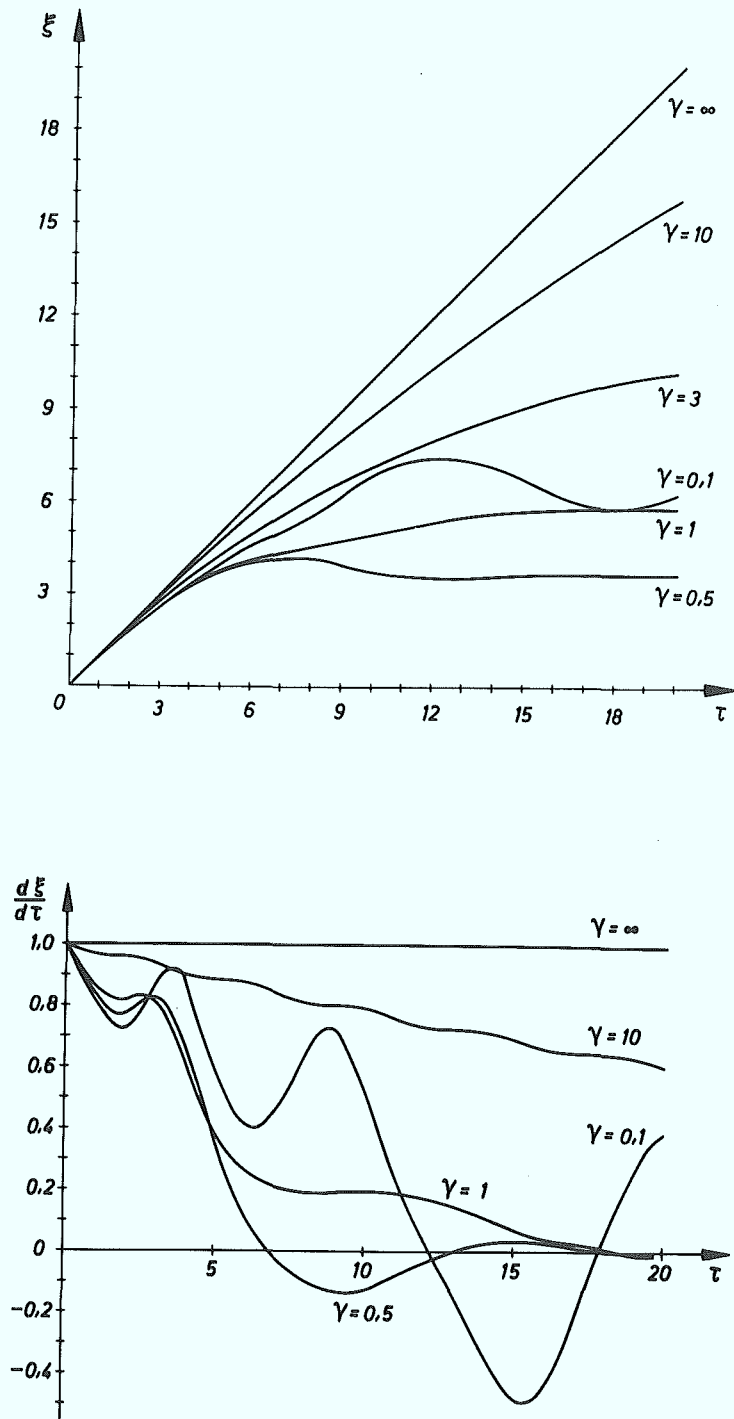


Abb. 29: Dimensionslose Lage- und Geschwindigkeitskoordinaten ξ und $d\xi/d\tau$ im bewegten System der Welle als Funktionen von τ für $\alpha = 0,5$ bei verschiedenen Werten des Widerstandsverhältnisses $\gamma = \frac{R}{\omega L}$.

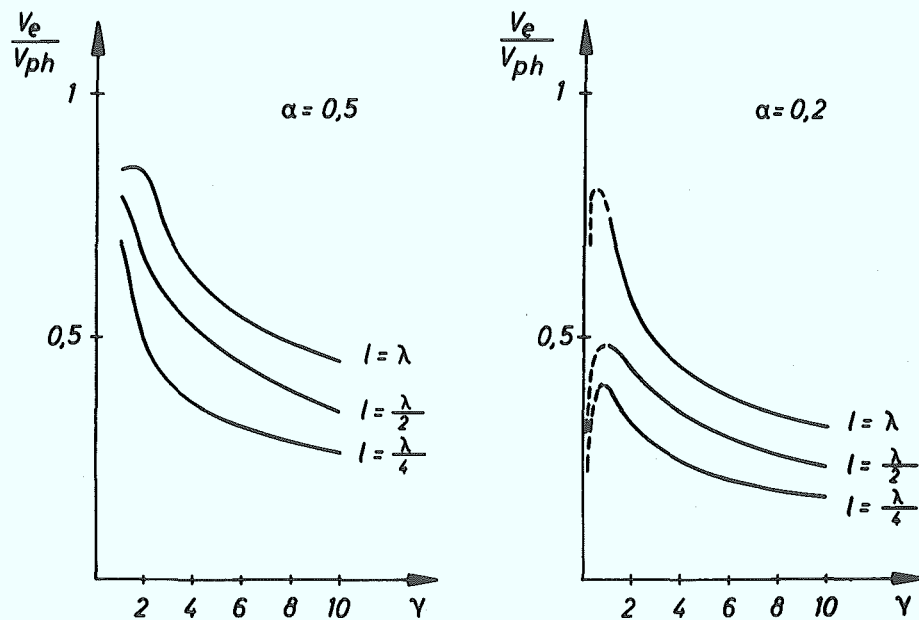


Abb. 30: Verhältnis der Endgeschwindigkeit v_e zur Phasengeschwindigkeit als Funktion von γ für verschiedene Längen der Beschleunigungsstrecke l ($\alpha = 0,5$ und $\alpha = 0,2$).

Es folgt, daß in dem betrachteten Bereich von $\gamma = 1$ bis $\gamma = 10$ bei $\alpha = 0,2$ schon bei einer Beschleunigungsstrecke von $l = \frac{\lambda}{4}$, wobei λ die Wellenlänge der Wanderwelle ist, eine effektive Beschleunigung der Leiterschleife auf $v_e > \frac{v_{ph}}{6}$ erfolgt.

Diese Ergebnisse lassen sich nur bedingt auf die Beschleunigung eines Plasmas durch eine elektromagnetische Wanderwelle übertragen. Vor allem sind zwei Erscheinungen bei der Modellvorstellung unberücksichtigt geblieben: die zeitliche Änderung der Leitfähigkeit und der Dichte des Plasmas.

Durch das Vorhandensein einer zunächst geringen Leitfähigkeit erfolgt eine Ohm'sche Aufheizung des Plasmas, die Leitfähigkeit nimmt zu und die Beschleunigung wird effektiver.

Auf der anderen Seite kann eine Aufsammlung des Plasmas erfolgen, wodurch die Möglichkeit des Durchrutschens durch den Wellenberg der Wanderwelle infolge der erhöhten Dichte vergrößert wird. (Dies entspricht in dem Modell einer Abnahme des α -Wertes).

Zudem kann durch Kurzschluß über die Rohrwand oder durch Instabilitäten das elektrostatische Feld zwischen Plasma und Magnetfeld zerstört werden, so daß eine Beschleunigung auch bei erfüllter Druckbilanz nicht erfolgt.

7. Anhang

7.1 Berechnung der Energieverteilung nach dem "Freiteilchen" - Modell

Im Folgenden wird die Berechnung der Energieverteilung der Ionen des durch das Feld der Wanderwelle beschleunigten Plasmas nach dem "Freiteilchen" - Modell wiedergegeben. Dabei wird die eindimensionale Beschleunigung einer Teilchenmenge mit einer anfänglichen Liniendichteverteilung $N^x(x)$ und einer anfänglichen, monoton mit x zunehmenden Energieverteilung $E_0(x)$ betrachtet. Der ebene Kolben starte zur Zeit $t = 0$ bei $x = 0$ mit der Anfangsgeschwindigkeit V_a und erreiche zur Zeit $t = T$ bei konstanter Beschleunigung b das Ende Beschleunigungsstrecke ($x = 1$) mit der Endgeschwindigkeit V_e . Die Gesamtheit der Teilchen läßt sich dann in Teilmengen unterteilen, entsprechend der Anzahl der Stöße, die sie mit dem Kolben erleiden (Abb. 17). Die Zahl der ν -fach stoßenden Teilchen ist gegeben durch

$$[1] \quad N^{(\nu)} = \int_{x_1^{(\nu)}}^{x_2^{(\nu)}} N^x dx = \int_{E_1^{(\nu)}}^{E_2^{(\nu)}} F^{(\nu)}(E) dE \quad \text{mit} \quad x_1^{(\nu)} = x_2^{(\nu+1)} \quad \text{für jedes } \nu$$

$F^{(\nu)}(E)$ ist die Energieverteilungsfunktion für die ν -fach stoßenden Teilchen. Die gesuchte Gesamtverteilungsfunktion ergibt sich dann durch Summation

$$[2] \quad F(E) = \sum_{\nu=1}^K F^{(\nu)}(E)$$

wobei K die maximale Stoßzahl ist, die ein Teilchen erfährt. Die in [1] auftretenden Grenzen sind durch die Anfangsgeschwindigkeiten der Teilchen und des Kolbens bestimmt. Es gilt dann

$$[3] \quad F^{(\nu)}(E) = \begin{cases} N^x(x(E)) \frac{dx}{dE} & \text{für } E_1^{(\nu)} \leq E \leq E_2^{(\nu)} \\ 0 & \text{im übrigen Bereich} \end{cases}$$

da wegen der angenommenen Monotonie eine eindeutige Beziehung zwischen der Anfangslage x und der Endenergie der ν -fach stoßenden Teilchen besteht.

Um nun $E(x)$ zu bestimmen, ist eine Transformation in das Kolbensystem zweckmäßig. In diesem beschreibt ein 2-fach stoßendes Teilchen eine in Abb. 31 dargestellte Bahn.

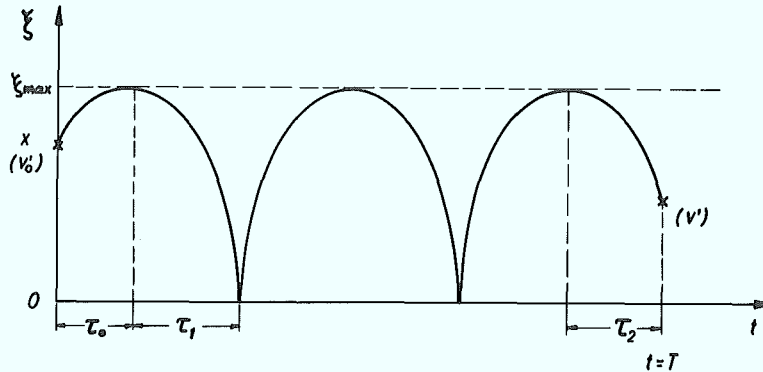


Abb. 31: Bahn eines 2-fach reflektierten Teilchens im Kolbensystem

Für ein ν -fach stoßendes Teilchen gilt dann

$$[4] \quad T = \tau_0 + 2\nu\tau_1 + \tau_2$$

Mit den aus den Bewegungsgleichungen im Kolbensystem folgenden Zeiten

$$[5] \quad \tau_0 = \frac{v'_0}{b} \quad \tau_1 = \sqrt{\frac{2}{b} \left(\frac{v'^2_0}{2b} + x \right)} \quad \tau_2 = -\frac{v'}{b}$$

wobei v'_0 und v' die auf dieses System bezogenen Geschwindigkeiten zur Zeit $t = 0$ und $t = T$ sind, erhält man

$$[6] \quad T = \frac{v'_0}{b} + 2\nu \sqrt{\frac{2}{b} \left(\frac{v'^2_0}{2b} + x \right)} - \frac{v'}{b}$$

Geht man in das Laborsystem über, so ergibt sich mit $v_0 = V_a + v'_0$, $v = V_e + v'$ und $V_e - V_a = bT$ und mit den zugehörigen Energien $E = \frac{m}{2}v^2$, $E_0 = \frac{m}{2}v_0^2$, $E_a = \frac{m}{2}V_a^2$ und $E_e = \frac{m}{2}V_e^2$, wobei m die Masse der Teilchen ist,

$$[7] \quad \sqrt{E} - \sqrt{E_0(x)} = 2\nu \sqrt{(\sqrt{E_0(x)} - \sqrt{E_a})^2 + mbx}$$

und durch Differentiation

$$[8] \quad \frac{dE}{dx} = \frac{4v^2 E_e}{\ell'} \frac{1}{1 - \sqrt{\frac{E_0(x)}{E_e}}} \left(1 + \frac{\ell'}{\sqrt{E_e E_0(x)}} \frac{dE_0}{dx} \left(\frac{4v^2 - 1}{4v^2} \sqrt{\frac{E_0(x)}{E_e}} + \frac{1}{4v^2} \sqrt{\frac{E}{E_e}} - \sqrt{\frac{E_0}{E_e}} \right) \right)$$

dabei ist $l' = \frac{E_e}{mb}$ die Länge der Beschleunigungsstrecke, wenn der Kolben mit $V_a = 0$ bei sonst gleichen Parametern startet. Damit ergibt sich die gesuchte Verteilungsfunktion [2] zu

$$[9] \quad F\left(\frac{E}{E_e}\right) = \sum_{v=1}^K F^{(v)}\left(\frac{E}{E_e}\right)$$

$$F^{(v)}\left(\frac{E}{E_e}\right) = \begin{cases} \frac{N^*(x)}{4v^2} \left(1 - \sqrt{\frac{E_0(x)}{E}}\right) \frac{1}{1 + 2\ell' \frac{d}{dx} \sqrt{\frac{E_0(x)}{E_e}} \left(\frac{4v^2 - 1}{4v^2} \sqrt{\frac{E_0(x)}{E_e}} + \frac{1}{4v^2} \sqrt{\frac{E}{E_e}} - \sqrt{\frac{E_0}{E_e}} \right)} & \text{für } E_1^{(v)} \leq E \leq E_2^{(v)} \\ 0 & \text{im übrigen Bereich} \end{cases}$$

Für die obere Grenze $x_2^{(v)}$ gilt

$$T = \tau_0 + (2v - 1) \tau_1 = \frac{v_0'}{b} + (2v - 1) \sqrt{\frac{2}{b} \left(\frac{v_0'^2}{2b} + x_2^{(v)} \right)}$$

und damit, entsprechend dem Übergang von [6] nach [7],

$$[10] \quad 1 - \sqrt{\frac{E_0(x_2^{(v)})}{E_e}} = (2v - 1) \sqrt{\left(\sqrt{\frac{E_0(x_2^{(v)})}{E_e}} - \sqrt{\frac{E_0}{E_e}} \right)^2 + \frac{x_2^{(v)}}{\ell'}}$$

Analog erhält man die untere Grenze $x_1^{(v)}$ aus

$$T = \tau_0 + (2v + 1) \tau_1 = \frac{v_0'}{b} + (2v + 1) \sqrt{\frac{2}{b} \left(\frac{v_0'^2}{2b} + x_1^{(v)} \right)}$$

zu

$$[11] \quad 1 - \sqrt{\frac{E_0(x_1^{(v)})}{E_e}} = (2v + 1) \sqrt{\left(\sqrt{\frac{E_0(x_1^{(v)})}{E_e}} - \sqrt{\frac{E_0}{E_e}} \right)^2 + \frac{x_1^{(v)}}{\ell'}}$$

Die entsprechenden Grenzen $E_1^{(v)}$, $E_2^{(v)}$ ergeben sich dann durch Substitution der $x_1^{(v)}$ gemäß der Gleichung [7]. Die maximale Stoßzahl K ist bestimmt durch die Bedingungen

$$x_2^{(K)} > 0 \quad x_1^{(K)} \leq 0$$

Für die K -fachen Stöße ist dann $x = 0$ die untere Grenze.

Betrachtet man den einfachsten Fall, bei dem die anfängliche Liniendichteverteilung N^x konstant, $E_0(x) = 0$ sind und der Kolben mit der Geschwindigkeit $V_a = 0$ startet, so erhält man die Energieverteilungsfunktion aus [9] zu

$$[12] \quad F\left(\frac{E}{E_e}\right) = \sum_{\nu=1}^{\infty} F^{(\nu)}\left(\frac{E}{E_e}\right)$$

$$F^{(\nu)}\left(\frac{E}{E_e}\right) = \begin{cases} \frac{N^x e'}{4 \nu^2} & \text{für } \left(\frac{2\nu}{2\nu+1}\right)^2 \leq \frac{E}{E_e} \leq \left(\frac{2\nu}{2\nu-1}\right)^2 \\ 0 & \text{im übrigen Bereich} \end{cases}$$

wobei sich das Maximum bei $\frac{E}{E_e} = 1$ zu

$$[13] \quad F(1) = \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{N^x e'}{4 \nu^2} = \frac{N^x e'}{4} \frac{\pi^2}{6} \quad \text{ergibt.}$$

7.2. Integration der Bewegungsgleichung einer Leiterschleife im Feld einer harmonischen Wanderwelle

Es sei die Bewegung einer kreisförmigen Leiterschleife mit dem Radius r_0 , dem Widerstand R und der Selbstinduktivität L in axialer Richtung in einem zylindersymmetrischen Feld einer harmonischen Wanderwelle betrachtet. Nimmt man einen dichten Induktivitäts- und Kapazitätsbelag der Laufzeitkette an, auf der die Welle mit der Frequenz $f = \frac{\omega}{2\pi}$, der Wellenzahl k in Richtung der positiven z -Achse läuft, so ist das Feld der magnetischen Induktion im Solenoid der Kette durch die Wellengleichung

$$[14] \quad \text{rot rot } \vec{B} = - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}$$

bestimmt. Mit dem Ansatz

$$[15] \quad \vec{B}(r, z, t) = \Re \left\{ \begin{pmatrix} b_r(r) \\ 0 \\ b_z(r) \end{pmatrix} e^{i(\omega t - k z + \varphi_0)} \right\}$$

und der Anfangsbedingung, daß sich zur Zeit t am Ort $z = 0$ ein Wellental befinde ($\varphi_0 = -\frac{\pi}{2}$), ergibt sich das Magnetfeld dann

zu

$$[16] \quad \vec{B}(r, z, t) = \begin{cases} \frac{B_0}{\sqrt{1 - (\frac{v_{ph}}{c})^2}} J_1(k \sqrt{1 - (\frac{v_{ph}}{c})^2} r) \cos(\omega t - k z) \\ 0 \\ B_0 J_0(k \sqrt{1 - (\frac{v_{ph}}{c})^2} r) \sin(\omega t - k z) \end{cases}$$

Dabei sind J_0 und J_1 die modifizierten Bessel'schen Funktionen erster Art, nullter bzw. erster Ordnung, und B_0 ist die maximale z-Komponente des Magnetfeldes auf der Achse.

Die Bewegungsgleichung der Schleife mit der Fläche F lautet dann

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{M}{\mu_0} \frac{\partial}{\partial z} \bar{B}_z = JF \frac{\partial}{\partial z} \bar{B}_z$$

$$[17] \quad m \frac{d^2 z}{dt^2} = -B_0 k J F' \cos(\omega t - k z)$$

wobei $M = \mu_0 J F$ das magnetische Moment des Schleifenstromes I und

$$F' = \int J_0(k \sqrt{1 - (\frac{v_{ph}}{c})^2} r) dF$$

sind. Mit der Annahme, daß $kr_0 \ll 1$ ist, wird $F' \approx F$. Entsprechend gilt für den Schleifenstrom

$$L \frac{dJ}{dt} + RJ = -F \frac{d}{dt} \bar{B}_z$$

$$[18] \quad L \frac{dJ}{dt} + RJ = -B_0 F' \frac{d}{dt} \sin(\omega t - k z)$$

Transformiert man in das mit der Welle bewegte System und macht Zeit- und Raumkoordinate dimensionslos durch die Substitutionen $\tau = \omega t$, $\xi = \omega t - k z$, wobei sich die Richtung der ξ -Koordinate zur z-Koordinate umkehrt, so erhält man die Gleichungen

$$[19] \quad \frac{d^2 \xi}{d\tau^2} = \alpha \times \cos \xi$$

$$[20] \quad \frac{dx}{d\tau} + \gamma x = -\frac{d}{d\tau} \sin \xi$$

mit $\alpha = \frac{B_0^2 F'^2}{m v_{ph}^2 L} \quad \beta = \frac{L}{B_0 F'} \quad \gamma = \frac{R}{\omega L} \quad x = \frac{L}{B_0 F'} J$

Dieses Differentialgleichungssystem läßt sich geschlossen nur für den Fall $\gamma = 0$ lösen⁽³⁰⁾. Dann folgt aus [20]

$$[21] \quad \ddot{x} + \sin \varphi = 0$$

wenn zur Zeit $t = 0$, x und φ verschwinden. Man erhält dann eine Gleichung, die auch bei der Bewegung eines mathematischen Pendels mit größerer Schwingungsamplitude auftritt:

$$[22] \quad \frac{d^2 \varphi}{d\tau^2} + K^2 \sin \varphi \cos \varphi = 0 \quad \text{mit } K^2 = \alpha$$

Es müssen nun drei Fälle unterschieden werden, je nachdem ob $K^2 \gtrless 1$ ist. Die Lösungen lauten dann

$$\begin{array}{lll} K^2 > 1 & \varphi = \arcsin \left(\frac{1}{K} \operatorname{sn} \left(\frac{1}{K}, K\tau \right) \right) & \frac{d\varphi}{d\tau} = \operatorname{cn} \left(\frac{1}{K}, K\tau \right) \\ K^2 = 1 & \varphi = \arcsin (\operatorname{sg} \tau) & \frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{1}{\operatorname{dn} \tau} \\ K^2 < 1 & \varphi = \operatorname{am} (K, \tau) & \frac{d\varphi}{d\tau} = \sqrt{1 - K^2 \operatorname{sn}^2 (K, \tau)} \end{array}$$

$\operatorname{am} (K, \tau)$ ist dabei die Jakobische Amplitude von τ , die Umkehrfunktion des unvollständigen elliptischen Integrals erster Gattung.

$$\tau = F(K, \operatorname{am} (K, \tau)) = \int_0^{\operatorname{am} (K, \tau)} \frac{d\psi}{\sqrt{1 - K^2 \sin^2 \psi}}$$

Und $\operatorname{sn}(K, \tau) = \sin (\operatorname{am}(K, \tau))$; $\operatorname{cn}(K, \tau) = \cos (\operatorname{am}(K, \tau))$ sind die entsprechenden trigonometrischen Funktionen der Jakobischen Amplitude.

Zusammenfassung

Der Vorgang bei der Beschleunigung eines Plasmas durch eine gepulste elektromagnetische Wanderwelle wird an einem Experiment untersucht, bei dem sich eine Welle mit zunehmender Geschwindigkeit über eine spezielle Laufzeitkette fortpflanzt. Das Plasma wird dabei in einer konischen Ringentladung erzeugt und in das Solenoid der Kette eingeschossen. Seine Temperatur ist genügend hoch, um ein Eindringen des Feldes der Wanderwelle während der Beschleunigungsdauer zu verhindern, so daß sich ein magnetischer Kolben ausbilden kann.

Ist die Dichte des Plasmas am Anfang der Beschleunigung genügend klein, so daß der magnetische Druck des Kolbens den kinetischen Druck des Plasmas überwiegt, so wird das Plasma auf Geschwindigkeiten bis zu 10^8 cm/sec beschleunigt. Der Vorgang ist dann durch ein "Freiteilchen" - Modell zu beschreiben, das eine Energieverteilung für die Ionen des beschleunigten Plasmas ergibt, die gut mit der experimentell ermittelten übereinstimmt.

Es folgt, daß während der ganzen Beschleunigungsdauer ein magnetischer Kolben existieren muß, wobei die relativ geringen Verluste nur zu erklären sind, wenn man ein elektrostatisches Feld in der Schicht zwischen Plasma und Magnetfeld annimmt. Die Verluste sind teilweise durch Reflexion der Ionen aus der Beschleunigungsrichtung beim Stoß mit dem Kolben bedingt. Sie lassen sich durch die Überlagerung eines quasistatischen Magnetfeldes zum Feld der Wanderwelle reduzieren. In dem Fall, daß diese Felder antiparallel sind, scheint der Kolben bis zu hohen Feldstärken des überlagerten Feldes stabil zu sein. Es folgt daraus, daß die Beschleunigung eines Plasmas durch eine harmonische Wanderwelle, zumindest für niedrige Dichten und hohe Leitfähigkeiten, effektiv sein sollte. Ein einfaches Modell für diesen Fall wird diskutiert.

Literaturverzeichnis

1. T.K. Allen, K. Doble, T.J.L. Jones, R.M. Payne, I.J. Spalding
The Physics of Fluids 9, 1394 (1966)
2. J. Jacquinet, G. Leloup, J.P. Poffé, M. de Prétis, F. Waelbroeck
Bulletin of the American Physical Society Series II 12, 792
(1967)
3. L. Danielsson, L. Lindberg
Arkiv för Fysik, 28 (1965)
4. Th. Peters
Astronautical Acta 7, 150 (1961)
5. L. Spitzer
"Physics of Fully Ionized Gases"
Interscience Publishers, New York (1956)
6. R.M. Patrick
Physics of Fluids, 2, 589 (1959)
J. Marshall
Physics of Fluids, 3, 134 (1960)
7. V. Josephson
Journal of Applied Physics 29, 30 (1958)
W. Bieger, H. Gresser, P. Noll, H. Tuzek
Bericht der Kernforschungsanlage Jülich Jül - 79 - PP (1962)
W. Fucks, R. Theenhaus
Zeitschrift für Physik 175, 257 (1963)
F. Waelbroeck, C. Leloup, J.P. Poffé, R. Der Agobian, D. Veron
Nuclear Fusion 2, 675 (1962)
8. F. Richter, H. Gresser, H. Tuzek
Berichte der Kernforschungsanlage Jülich Jül - 494 - PP, 53
(1967)
9. J. Marshall
Proceedings of the 2nd U.N. International Conference on Peaceful
Uses of Atomic Energy 31, 341 (1958)
10. H. Smotrich, G.S. Janes, A. Bratenahl
Proceedings of 4th Symposium on the Engineering Aspekts of
Magnetohydrodynamics, University of California, Berkeley, 73
(1963)
11. F. Heinlein
Bericht der Kernforschungsanlage Jülich Jül - 159 - PP, 26
(1964)
12. J. Marshall
in "Plasma Acceleration"
S.W. Kash (ed.) Stanford, 60 (1960)
13. W. Bieger, H. Gresser, P. Noll, H. Tuzek
Zeitschrift für Naturforschung 18a, 453, (1963)
14. W.L. Fite, R.T. Brackmann, W.R. Snow
The Physical Review 112, 1161 (1958)

15. J. Katzenstein
Nuclear Fusion 1, 224 (1960 - 1961)
16. I.A.D. Lewis, F.H. Wells
"Millimicrosecond Pulse Techniques"
Pergamon Press, London (1956)
17. L.M. Lidsky, D.J. Rose
The Review of Scientific Instruments, 34, 1223 (1963)
18. C. Leloup, H. Luc, J.P. Poffé, F. Waelbroeck
Groupe de Recherches de l'Association Euratom - CEA,
Fontenay - aux - Roses, Rapport Interne 112
19. J.F. Denisse, J.L. Delcroix
"Plasma Waves"
Interscience Publishers, New York (1962)
20. W. Bieger, D. Dorn, P. Noll, H. Tuzek
Proceedings of the 5th International Conference on Ionization
Phenomena in Gases, München 2, 1310 (1961).
21. H. Wittke
Frequenz 9, 49 (1955)
22. R. Läuter
Diplom-Arbeit T.H. Aachen (1965)
23. H.R. Griem
"Plasma Spectroscopy"
Mc Graw - Hill Book Company, New York (1964)
24. M. Rosenbluth
in "Plasma Physics and Thermonuclear Research", 2
Editors: C.L. Langmire, J.L. Tuck, W.B. Thompson,
Pergamon Press, London (1963)
25. D.E.T.F. Ashby
Culham Laboratory Report CLM - P 132 (1966)
26. W. Bieger, P. Gräff, H. Tuzek
Bericht der Kernforschungsanlage Jülich Jül - 336 - PP (1965)
27. W. Bieger, H. Tuzek
Bericht der Kernforschungsanlage Jülich Jül - 314 - PP (1965)
28. J. Berkowitz, K.O. Friedrichs, H. Goertzel, H. Grad, J.Killeen
E. Rubin
Proceedings of the 2nd U.N. International Conference on the
peaceful Uses of Atomic Energy, Genf, 31, 171 (1958)
29. J.B. Taylor, Culham Laboratory Report CLM - R 58 (1966)
30. W. Peschka, B. Tries
Forschungsbericht der Deutschen Versuchsanstalt für Luft- und
Raumfahrt Nr. 67 - 38 (1967).

Herrn Professor Dr. W. Fucks danke ich für die großzügige Unterstützung dieser Arbeit.

Herrn Dr. H.L. Jordan und Herrn Dr. F. Waelbroeck gilt mein Dank für ihr förderndes Interesse und für anregende Diskussionen.

Besonders bin ich Herrn Dr. H. Tuzek zu Dank verpflichtet für die Anregung zu dieser Arbeit und seine stete Unterstützung bei den Untersuchungen.

Weiter möchte ich Herrn Ing. F. Hoenen insbesondere für die Durchführung der Sondenmessungen und Herrn W. Carduck für seine Hilfe bei den Untersuchungen danken.

Herr H. Bach, Herr Ing. A. Cosler und Herr Ing. W. Kohlhaas waren bei der technischen Durchführung des Experimentes maßgebend beteiligt. Ihnen und allen anderen Mitarbeitern des Instituts, die zur Durchführung dieser Arbeit beitrugen, bin ich zu Dank verpflichtet.

