

Experimentelle Untersuchung der Mikro-  
instabilität im Kolbenbereich einer magneto-  
akustischen Stoßwelle

Helmut Niedermeyer

IPP 1/118

Juli 1971

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**GARCHING BEI MÜNCHEN**

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK  
GARCHING BEI MÜNCHEN

Experimentelle Untersuchung der Mikro-  
instabilität im Kolbenbereich einer magneto-  
akustischen Stoßwelle

Helmut Niedermeyer

IPP 1/118

Juli 1971

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem  
Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die  
Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

Juli 1972

Abstract

A micro-instability responsible for anomalous magnetic field diffusion and collisionless dissipation in magneto-acoustic compression waves with plasma parameters  $\beta < 10^{-2}$ ,  $T_e/T_i > 1$ ,  $\omega_{pi}/\omega_{ce} = 0.01 - 1$  was investigated experimentally. In a radially homogeneous plasma column ( $n < 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $B_0 < 500 \text{ G}$ ) generated by UV - preionization compression waves were excited by a fast theta-pinch (coil diameter 43 cm), which was fed by a Blumlein-Line. The time-development of the magnetic field profile measured by a fast miniature-probe showed an anomalous field diffusion in the region of the magnetic piston. In this region magnetic field oscillations with frequencies of 0.3 to  $0.5 \omega_{pi}$ , growth rates of about half that frequency and amplitudes up to 10 Gauß were observed. Simultaneously electric field fluctuations with amplitudes of 5 kV/cm were measured spectroscopically by the Helium-satellite-method. A numerical study of the linear dispersion-relationship predicts electron-cyclotron-waves to be the most unstable ones, with frequencies and growth rates corresponding to the observed values.

## Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1. Das Ziel der Arbeit	1
2. Übersicht über die angewandte Methodik	2
I. Erzeugung der Kompressionwellen	4
1. Das Ausgangsplasma	4
Methode der Erzeugung mit UV-Strahlung	
Eigenschaften des Plasmas	
2. Der Theta-Pinch MINIMAX	6
Überlegungen zur Dimensionierung	
Beschreibung der Anlage	
II. Makroskopische Beschreibung der Kompressionswellen	9
1. Prinzipielles über Stoßwellen	9
Stationäre Stoßwellen	
Rankine-Hugoniot-Beziehungen	
Kritische Machzahl	
2. Gemessene Magnetfeldprofile	11
3. Vergleich mit numerischen Rechnungen	17
3.1 Das physikalische Modell der Rechnung	17
3.2 Schlußfolgerungen aus dem Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Magnetfeldprofilen	19
III. Untersuchung von Feldfluktuationen	24
1. Die Diagnostik	25
1.1 Die Magnetfeldsonde	25
1.2 Die spektroskopische E-Feld-Messung	25
1.3 Die Empfindlichkeit der E-Feld-Messung	28
2. Ergebnisse der Fluktuationsmessungen	30
Zeitlicher und räumlicher Verlauf der Amplitude von Magnetfeldschwingungen	
Einfluß verschiedener Parameter auf die Magnetfeldschwingungen	
Zeitlicher Verlauf der elektrischen Energiedichte	
3. Theoretisch zu erwartende Instabilitäten	35
Abweichungen von der Maxwellverteilung	
Die Dispersionsbeziehung	
4. Die Magnetfeldkomponente einer elektrostatischen Welle	41
5. Vergleich mit anderen Experimenten	43
Zusammenfassung und Erörterung von Möglichkeiten zur Weiterführung der Untersuchungen	46

Anhang

A1.	Die schnelle Magnetfeldsonde	48
A2.	Technische Details der spektroskopischen Messung	51
A2.1	Aufbau der Messanordnung	51
A2.2	Der Gittermonochromator	54

Literaturverzeichnis		56
----------------------	--	----

## Einleitung

### 1. Das Ziel der Arbeit

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit dem Mechanismus der stoßfreien oder kollektiven Dissipation. In Magnetoplasmen wird Energie vor allem durch Ohm'sche Heizung und viskose Reibung dissipiert. Die klassische Beschreibung dieser Effekte beruht auf der Annahme von Stößen zwischen einzelnen Teilchen. Unter gewissen Bedingungen können andere Mechanismen jedoch um Größenordnungen stärker wirksam werden. Es können im Plasma durch Mikroinstabilitäten Wellen zu so hohen Amplituden angeregt werden, daß sie infolge nichtlinearer Effekte und Dämpfung den Charakter stochastischer Fluktuationen annehmen. In Magnetoplasmen sind dabei stets Fluktuationen der Dichte, des elektrischen Feldes und des Magnetfeldes gekoppelt. An diesen Feldfluktuationen werden Plasmateilchen gestreut, d.h. Energie und Impuls der Teilchen werden ähnlich wie beim Zweierstoß statistisch verändert.

Diese stoßfreien Prozesse treten bevorzugt in Stoßwellen auf, weil in Stoßwellen als Folge hoher Gradienten von Magnetfeld, Dichte, Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit besonders leicht Wellen angeregt werden können. Man nennt solche Stoßwellen, in denen Dissipation nicht überwiegend durch Zweierstöße erfolgt, stoßfreie Stoßwellen ("collisionless shockwaves"). Das klassische Beispiel dafür ist der Bow-Shock, der vom magnetischen Dipolfeld der Erde im solaren Wind erzeugt wird. Stoßfreie Stoßwellen sind aber auch in Laborplasmen von großer Bedeutung, weil sie einen sehr wirkungsvollen Heizmechanismus darstellen. Sie sind in einigen Fusionsexperimenten, den sogenannten Theta-Pinchen, mit verantwortlich für die bisher erreichten hohen Temperaturen.

Obwohl verschiedene Mechanismen der stoßfreien Dissipation in groben Zügen bekannt sind, kann die Problematik keineswegs als geklärt gelten. Die Kenntnisse über die möglichen Arten von Mikroinstabilitäten in Stoßwellen sowie über die

Amplitude und das Frequenzspektrum der angeregten Wellen sind noch lückenhaft. Es war deshalb das Ziel dieser Arbeit, experimentell Aussagen über stoßfreie Dissipationsprozesse in Kompressionswellen zu gewinnen und die Ergebnisse mit den schon vorhandenen Vorstellungen zu vergleichen.

## 2. Übersicht über die angewandte Methodik

Das durchgeführte Experiment wurde im Hinblick auf optimale Möglichkeit zur Diagnostik und möglichst großen Bereich der realisierbaren Stoßwellenbedingungen angelegt. Da für ein stoßfreies Plasma Ähnlichkeitsgesetze gelten, kann man die Längenskala so wählen, wie es für die experimentelle Untersuchung am günstigsten ist. Mit der gewählten relativ niedrigen Elektronendichte von maximal  $3 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$  erhält man Frontbreiten von einigen Zentimetern, so daß detaillierte Messungen der Frontstruktur möglich sind. Die Kompressionswellen wurden mit Hilfe eines magnetischen Kolbens in einem ruhenden Ausgangsplasma erzeugt. Wesentliche Forderungen an das Ausgangsplasma und den Kolben ergeben sich aus der notwendigen physikalischen Interpretierbarkeit der Messungen. Das Ausgangsplasma soll homogen sein, der magnetische Kolben soll über längere Zeit eine möglichst konstante Kraft auf das Plasma ausüben. All diese Bedingungen wurden mit dem MINIMAX-Experiment hinreichend gut erfüllt. Das MINIMAX ist ein Theta-Pinch mit einem ungewöhnlichen Energiespeicher und einer Spule von sehr großem Durchmesser. Das Ausgangsplasma wird durch Photoionisation von Gasen erzeugt, wodurch Dichte und eingefangenes Magnetfeld in einem weiten Bereich unabhängig voneinander variiert werden können. Für die Entladungsbedingungen ergeben sich folgende Beschränkungen:

- 1) Ausbreitungsrichtung der Kompressionwellen ausschließlich senkrecht zu einem Anfangsmagnetfeld
- 2) Gaskinetischer Druck des Ausgangsplasmas  $n_k(T_e + T_i)$  klein gegen den Magnetfelddruck  $B^2/8\pi$

3) Machzahlen etwa zwischen 1,5 und 5

Die Messungen wurden auf Kompressionswellen beschränkt, bei denen das Anfangsmagnetfeld parallel zum Kolbenfeld war. Es ergaben sich Hinweise darauf, daß beim andernfalls stattfindenden Nulldurchgang des Magnetfeldes an der Gefäßwand eine Entladung einsetzt, die ein weiteres Ansteigen des Magnetfeldes innerhalb des Gefäßes verzögert.

Für die angestrebte Untersuchung war es nicht erforderlich, stationäre Stoßwellen zu erzeugen, da in instationären Kompressionswellen im wesentlichen die gleichen Abweichungen von einer Maxwellverteilung auftreten, die letztlich für die stoßfreie Dissipation verantwortlich sind. Weiterhin war es nicht erforderlich, daß das Plasma im idealen Sinn stoßfrei war. Es ist nur erforderlich, daß Stoßprozesse die stoßfreien Prozesse nicht verhindern.

Zur Diagnostik wurde eine magnetische Miniatursonde verwendet sowie ein spektroskopisches Verfahren zur E-Feld-Messung. Mit der Sonde wurden sowohl Magnetfeldprofile aufgenommen als auch hochfrequente Magnetfeldschwingungen untersucht. Durch einen Vergleich der gemessenen Magnetfeldprofile mit berechneten Profilen /1/ wurde auf einen anomalen Ohm'schen Widerstand geschlossen. Die dafür verantwortliche Mikroinstabilität wurde mit der Sonde über die verursachten Magnetfeldschwingungen und spektroskopisch über die elektrischen Feldfluktuationen untersucht.

Diese Messungen ermöglichen es, durch einen Vergleich mit der Theorie den Typ der Mikroinstabilität zu bestimmen. Dazu wird die Dispersionsbeziehung untersucht, die nach der Vlasov-Theorie für ein stoßfreies Plasma berechnet werden kann. Ferner werden die Ergebnisse mit denen anderer Autoren verglichen /2,3,4/. Daraus ergeben sich einige allgemeine Schlußfolgerungen und Hinweise, wie diese Untersuchungen sinnvoll weitergeführt werden können.



## I. Erzeugung der Kompressionwellen

### 1. Das Ausgangsplasma

Die Methode der Photoionisation, die im MINIMAX-Experiment zur Erzeugung des Ausgangsplasmas angewandt wird, ist eingehend in einer Arbeit von KEILHACKER et al./5/ beschrieben. Die hervorstechenden Eigenschaften dieser Art der Vorionisation sind einmal die ausgezeichnete Homogenität und Reproduzierbarkeit des erzeugten Plasmas, zum anderen die Möglichkeit, Dichte und eingefangenes Magnetfeld sowie in einem gewissen Maß auch das Verhältnis von Elektronen- zu Iontemperatur unabhängig voneinander zu wählen.

In Abb. 1 ist das Wesentliche des technischen Aufbaus schematisch dargestellt.

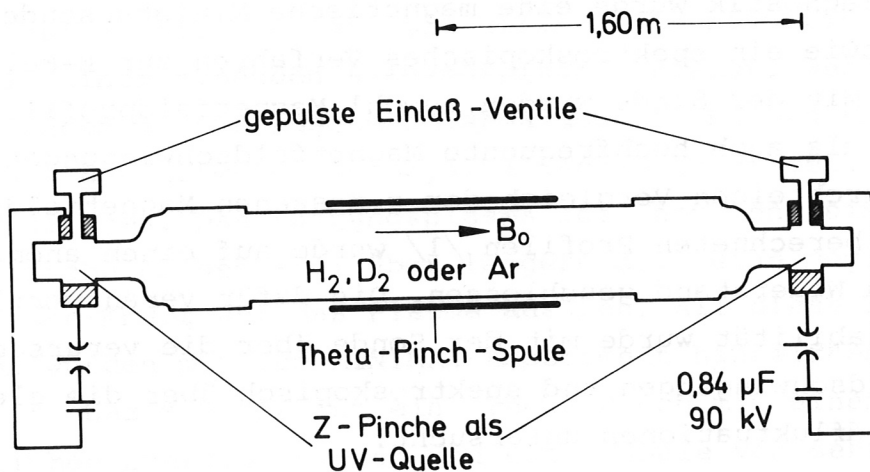


Abb. 1. Schema der Anordnung, mit der das Ausgangsplasma erzeugt wird.

Das Entladungsgefäß, ein Glasrohr von 40 cm Innendurchmesser, wird mit Wasserstoff, Deuterium oder Argon von maximal 10 mTorr Druck gefüllt. Dann wird innerhalb der Theta-Pinch-Spule ein quasistationäres Magnetfeld  $< 500$  Gauss erzeugt. Durch gepulste Einlaßventile werden die beiden Z-Pinche

an den Gefäßwänden mit Xenon oder Krypton gefüllt. Die Z-Pinch-Entladung wird gezündet, bevor eine wesentliche Menge des Edelgases den Z-Pinch-Bereich verlassen hat. Durch die starke UV-Strahlung des Edelgasplasmas wird innerhalb einiger Mikrosekunden im Entladungsgefäß das Ausgangs-plasma für das Kompressionsexperiment erzeugt. Die Elektronendichte fällt radial in einer Randschicht von weniger als 1 cm Dicke ab, die axiale Homogenität ist ebenfalls sehr gut. Nach Messungen von GATTINGER /6/ ist die Elektronendichte an den Enden der Theta-Pinch-Spule um 15 % höher als in der Spulenmitte. Für 2 charakteristische Fälle sind in der folgenden Tabelle alle wesentlichen Plasmaparameter angegeben.

Fülldruck / Füllgas		10 $\mu\text{D}_2$	0.15 $\mu\text{Ar}$
Überwiegende Ionenart		$\text{D}_2^+$	$\text{Ar}^+$
Massenzahl der Ionen	M	4	40
Elektronen - Dichte	$n_e$	$3.0 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$	$3.0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$
Elektronen - Temperatur	$T_e$	1.0 eV	1.0 eV
Ionen - Temperatur	$T_i$	0.4 eV	0.2 eV
Magnetfeld	$B_0$	350 G	350 G
El. - Plasmafrequenz	$\omega_{pe}$	$1.0 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$	$3.1 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$
El. - Gyrationfrequenz	$\omega_{ce}$	$6.1 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$	$6.1 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$
Ionen - Plasmafrequenz	$\omega_{pi}$	$1.1 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$	$1.1 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$
Ionen - Gyrationfrequenz	$\omega_{ci}$	$8.3 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	$8.3 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$
Untere Hybridfrequenz	$\omega_{lh}$	$7.1 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$	$2.2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
Alfvén-Geschwindigkeit	$v_A$	$2.2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$	$2.2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$
Debye - Länge	$\lambda_D$	$4.3 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$	$1.4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$
Stoßfreie Eindringtiefe	$c/\omega_{pe}$	0.30 cm	0.96 cm
El. - Ionen - Stoßfrequenz	$\nu_{ei}$	$1.2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$	$1.2 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
El. - Neutralteilchen - Stoßfr.	$\nu_{en}$	$7 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$	$3 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$
Zahl d. Teilchen in der Debyekugel		$1.0 \cdot 10^3$	$3.1 \cdot 10^3$
$\omega_{pe}/\omega_{ce}$		16	5.1
$T_e/T_i$		2.5	5
$\beta = 8\pi n_e k (T_e + T_i) / B_0^2$		$1.4 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-4}$
$m_i/m_e$		$7.34 \cdot 10^3$	$7.34 \cdot 10^4$

Tab.1 Die wichtigsten Parameter des Ausgangsplasmas für zwei charakteristische Fälle

## 2. Der Theta-Pinch MINIMAX

Im Ausgangsplasma, das im vorangehenden Abschnitt beschrieben wurde, wird mit Hilfe eines magnetischen Kolbens eine Kompressionswelle in radialer Richtung von der Gefäßwand zur Achse getrieben. Das Magnetfeld wird in einer Theta-Pinch-Spule erzeugt, die das Entladungsgefäß umgibt. Da dieser Pinch wesentlich von der üblichen Ausführung abweicht, soll er hier genauer beschrieben werden.

Wie bereits erwähnt, muß auf übersichtliche Versuchsbedingungen größter Wert gelegt werden, da sonst ein Vergleich zwischen Messungen und Rechnungen erschwert wird. Das bedeutet für die Dimensionierung des Pinches:

- 1) Die Kompressionswelle soll möglichst eben sein. Genauer: Der Gefäßradius muß groß gegen die zu erwartende Frontbreite der Kompressionswelle sein. Als technisch noch vertretbar erschien ein Spulendurchmesser von 43 cm. Die Spulenlänge wurde zu 1 m gewählt, damit die Kompressionswelle auch in Achsenrichtung als eben betrachtet werden kann.
- 2) Ein allzu hohes Kolben-Feld ist unnötig oder sogar schädlich, da die erzeugten Stoßwellen sonst so hohe Machzahlen erreichen, daß die Struktur der Front kaum mehr durch die Leitfähigkeit beeinflusst wird, sondern nur von den Trägheitskräften der Ionen bestimmt wird. Eine Abschätzung ergibt in unserem Fall einen günstigen Wert von ca. 1,5 kGauss.
- 3) Das Kompressionsfeld soll möglichst rasch auf seinen Maximalwert ansteigen und dann längere Zeit diesen Wert beibehalten. Anderenfalls wird die Kompressionswelle in undurchsichtiger Weise durch die Instationarität der Randbedingung verändert.
- 4) Der zeitliche Verlauf des Kompressionsfeldes soll nicht wesentlich durch die Dynamik des Plasmas beeinflusst werden.

Der konventionelle Theta-Pinch mit kapazitivem Energiespeicher entspricht nicht den genannten Forderungen. Deshalb

wurde vom Konzept der Kondensatorbatterie als Energiespeicher abgewichen und eine sogenannte Blumleinleitung verwendet. Das Prinzip ist in Abb.2 skizziert.

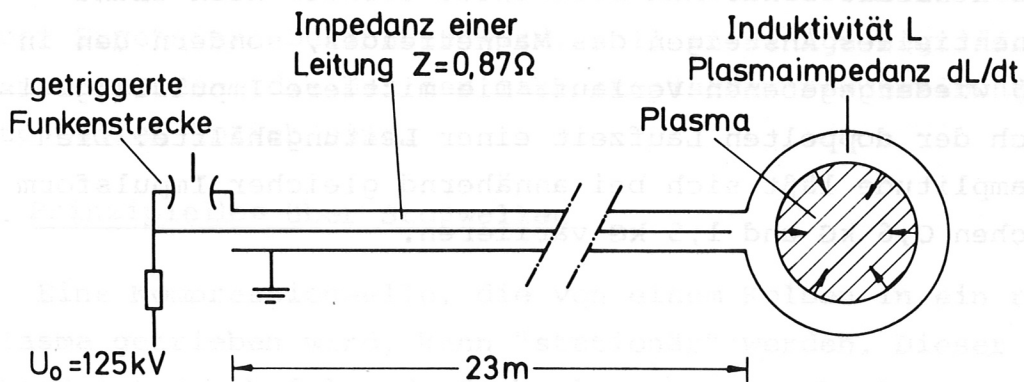


Abb.2 Prinzipskizze der Blumlein-Leitung des MINIMAX

Drei Metallbänder (23 m lang, 50 cm breit) liegen, durch Kunststoff-Folien voneinander isoliert, übereinander. Die beiden äußeren Leiter sind über die Theta-Pinch-Spule miteinander verbunden und geerdet. Zusammen mit dem Mittel-leiter bilden sie zwei über die Spule hintereinander ge-schaltete homogene Leitungen (Impedanz  $Z = 0,87 \text{ Ohm}$ ). Der mittlere Leiter wird auf maximal 125 kV aufgeladen. Schließt man eine Leitungshälfte über die getriggerte Funkenstrecke kurz, so läuft ein Puls über diesen Leitungsteil zur Spule. Nach seinem Eintreffen wird am Spulenanschluß eine EMK von der doppelten Ladespannung wirksam. Der Innenwiderstand dieser Blumleinleitung beträgt  $2Z = 1,74 \text{ Ohm}$ . Der Verbraucher besteht aus einer Serienschaltung einer Induktivität  $L(t)$  der Spule (zu der unter der Annahme idealer Leitfähigkeit nur

das Volumen außerhalb des Plasmas beiträgt) und der Plasmaimpedanz  $Z_p(t)$ , die gleich der Zeitableitung dieser Induktivität ist.

Der Spulenstrom steigt daher mit einer Zeitkonstanten  $L/(2Z+Z_p)$  gegen den Grenzwert  $U_0/(2Z+Z_p)$  an. Die Verhältnisse werden dadurch kompliziert, daß  $L$  und  $Z_p$  zeitlich nicht konstant sind. Man beobachtet deshalb kein exakt exponentielles Ansteigen des Magnetfeldes, sondern den in Abb.3 wiedergegebenen Verlauf. Die mittlere Impulslänge ist gleich der doppelten Laufzeit einer Leitungshälfte. Die Feldamplitude läßt sich bei annähernd gleicher Impulsform zwischen 0,6 kG und 1,5 kG variieren.

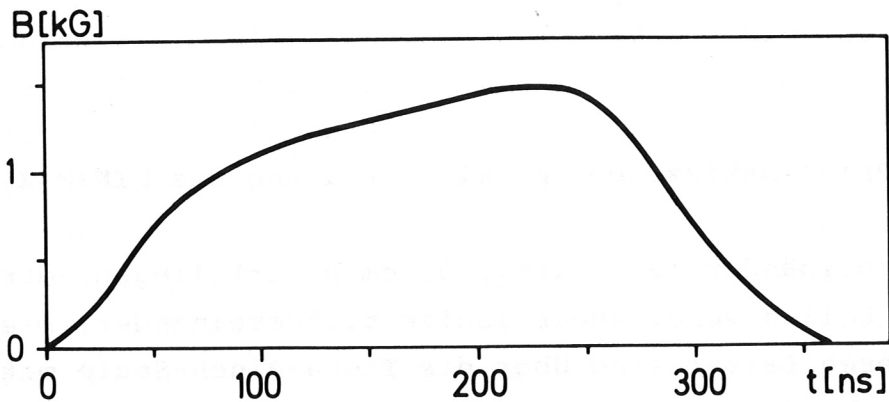


Abb.3 Zeitlicher Verlauf des Kompressionsfeldes

## II. Makroskopische Beschreibung der Kompressionwellen

Der folgende Abschnitt beschreibt anhand einiger charakteristischer Fälle das makroskopische Verhalten der Kompressionswellen, die im MINIMAX-Experiment erzeugt werden. Darunter ist der räumliche und zeitliche Verlauf von Magnetfeld, Dichte und Temperatur, aber auch der phänomenologisch beobachtete Ohm'sche Widerstand zu verstehen. Bevor über Ergebnisse berichtet wird, soll an einige Begriffe erinnert werden, die bei der makroskopischen Beschreibung von Stoßwellen üblich sind.

### 1. Prinzipielles über Stoßwellen

Eine Kompressionwelle, die von einem Kolben in ein ruhendes Plasma getrieben wird, kann "stationär" werden. Dieser Zustand ist durch folgende Merkmale gekennzeichnet:

- 1) Man beobachtet zwei getrennte, verhältnismäßig dünne Schichten, in denen sich Dichte und Magnetfeld sprunghaft ändern. Eine Schicht ist die Stoßfront, die andere der "Kolben". Front und Kolben entfernen sich immer weiter voneinander, dazwischen ist das Plasma homogen.
- 2) Die Front bewegt sich mit konstanter Geschwindigkeit ins ruhende Plasma. Das Verhältnis dieser Geschwindigkeit zur magnetoakustischen Geschwindigkeit vor der Welle heißt Mach-Zahl.
- 3) Die Struktur der Front ändert sich zeitlich nicht.

Unter diesen Bedingungen und unter der Voraussetzung, daß sich die ungerichtete Energie der Ionen und Elektronen auf die gleiche Zahl von Freiheitsgraden verteilt, sind die Plasmaparameter vor und hinter der Stoßfront durch die Erhaltungssätze von Teilchenzahl, Energie, Impuls und magnetischem Fluß verknüpft. Diese unabhängig von der speziellen Struktur der Front gültigen Gesetze heißen Rankine-Hugoniot-Beziehungen /7/.

Die Rankine-Hugoniot-Gleichungen machen, da es sich lediglich um Erhaltungssätze der genannten Größen handelt, nur Aussagen über das Magnetfeld sowie über die drei niedersten

Momente der Geschwindigkeitsverteilung  $f(\mathbf{w})$ , nämlich die Dichte, die gerichtete Geschwindigkeit  $v = \langle w \rangle$  (beide Größen sind für Elektronen und Ionen gleich), sowie die Summe der ungerichteten Energie beider Arten von Plasmateilchen, also einen Ausdruck der Form

$$m_e/2 \cdot \langle (w_e - v)(w_e - v) \rangle + m_i/2 \cdot \langle (w_i - v)(w_i - v) \rangle.$$

Die Auffassung, daß aus den Rankine-Hugoniot-Beziehungen auf eine Erhöhung der Entropie in Stoßwellen geschlossen werden kann, ist also nicht allgemein richtig, da eine Aussage über die Form der Geschwindigkeitsverteilung in einem stoßfreien Plasma nicht ohne weiteres möglich ist.

In einem stoßfreien Plasma ist Entropievermehrung streng genommen unmöglich. Da die ungerichtete Energie zunimmt, kann man trotzdem von Heizung sprechen. Wir müssen dabei zwei Fälle unterscheiden:

1) Durch Fluktuationen wird zwar die Entropie im strengen Sinn nicht vermehrt, wohl aber die Entropie, die aus einer gemittelten Verteilungsfunktion berechnet wird. Die Mittelung muß über ein hinreichend großes, aber immer noch mikroskopisches Volumen im 6-dimensionalen Phasenraum erfolgen. Diese Mittelung findet physikalisch durch die praktisch nie auszuschließenden Zweierstöße statt. Wir können diesen Vorgang als stoßfreie Dissipation bezeichnen.

2) Durch Ineinanderfließen von ruhendem und beschleunigtem Plasma entstehen Geschwindigkeitsverteilungen mit hoher ungerichteter Energie, ohne daß die Entropie vermehrt wird und ohne daß durch einen Mittelungsprozess eine effektive Entropieerhöhung plausibel gemacht werden kann. So können vor allem die Ionen "geheizt" werden, ohne daß die gerichtete Energie der Ionen dissipiert wird. Ein Beispiel für diesen Vorgang wird in einem späteren Abschnitt geschildert.

Die Struktur der Front läßt sich streng genommen nur durch Lösung der Bewegungsgleichungen aller Teilchen und

der Maxwell-Gleichungen berechnen. Man kann Näherungslösungen finden, wenn man Elektronen und Ionen als Flüssigkeiten behandelt, die keine Viskosität und Wärmeleitung aufweisen, sondern nur eine gegenseitige Reibung, was einer ausschließlich Ohm'schen Dissipation entspricht. Dieses System hat nur Lösungen für Machzahlen zwischen 1 und der "kritischen Machzahl", die in unserem Fall bei 2,5 liegt, wenn man Thermalisierung in zwei Freiheitsgrade annimmt (für  $f = 3$  wäre sie 2,8) /8/. Diese kritische Machzahl ist vom speziellen Wert des Ohm'schen Widerstands unabhängig, sofern dieser einen bestimmten Wert übersteigt. Man kann zeigen, daß in stationären Stoßwellen oberhalb der kritischen Machzahl ein weiterer Heizmechanismus auftreten muß. Häufig wird sogar die weitergehende Auffassung vertreten, daß die kritische Machzahl eine physikalische Grenze ist, unterhalb der vor allem Ohm'sche, oberhalb der überwiegend viskose Dissipation wirksam wird. Wenn diese Interpretation richtig ist, sollte die kritische Machzahl auch für instationäre Kompressionswellen eine gewisse Bedeutung haben.

## 2. Gemessene Magnetfeldprofile

Der zeitliche und räumliche Verlauf des Magnetfeldes in der Kompressionswelle wurde mit einer schnellen Miniatursonde gemessen. Die Sonde, die im Anhang beschrieben ist, wurde in der Spulenmitte radial so weit ins Gefäß eingeführt, daß sie die Spulenachse schnitt und die Wellenfront ungestört auf die Sondenspitze treffen konnte. Da nur der makroskopische Feldverlauf interessierte, wurde die Bandbreite der Sonde elektronisch auf 20 MHz begrenzt. Der räumliche Verlauf wurde durch Verschieben der Sonde um jeweils 1 cm abgetastet. Bei jeder Sondenstellung wurden mehrere Entladungen ausgeführt, um durch Mittelung den aufgrund möglicher Unreproduzierbarkeit entstehenden Fehler zu vermindern. Die oberen Hälften der Abb.4 bis 6 zeigen die zeitliche Entwicklung des Magnetfeldprofils von Kompressionswellen, die



unter verschiedenen Bedingungen in Deuteriumplasmen erzeugt wurden. Die Signale sind so gut reproduzierbar, daß der statistische Fehler der eingetragenen Werte nur wenige Prozent beträgt.

In allen gezeigten Fällen bilden sich Magnetfeldprofile mit einer detaillierten Struktur aus. Sie werden jedoch in keinem der zahlreichen untersuchten Fälle stationär. Dies stört bei der Untersuchung des Dissipationsmechanismus nicht wesentlich, macht es aber schwierig, Machzahlen anzugeben und Bereiche von Front und Kolben zu trennen. Um die gemessenen Profile besser zu verstehen, ist es jedoch nützlich, mit Hilfe der Rankine-Hugoniot-Beziehungen einige Abschätzungen über den entsprechenden stationären Fall zu machen.

Wenn man annimmt, daß an der Grenzschicht des Kolbens Druckgleichgewicht herrscht, daß ferner die ungerichtete Bewegung in zwei Freiheitsgraden erfolgt und daß  $nk(T_e + T_i) < B_0^2 / 8\pi$  ist, läßt sich eine einfache Formel für die Machzahl ableiten, die man bei gegebenem Ausgangsplasma und gegebenem Magnetfeld des Kolbens erreicht:

$$M = 1/2 \cdot \sqrt{1 + 3B_k^2 / B_0^2}$$

Unter  $B_k$  ist stets das gesamte treibende Magnetfeld (Anfangsfeld  $B_0$  + Pinch-Feld) zu verstehen. Die angegebene Formel ist für eine Abschätzung wohl auch in unserem Fall brauchbar, obwohl die Elektronen wegen ihrer kurzen Gyrationzeit in mindestens zwei, die Ionen aber wahrscheinlich nur in einem Freiheitsgrad geheizt werden. In Tab.2 sind die so berechneten Machzahlen für die drei dargestellten Fälle angegeben, wobei für  $B_k$  der zur Zeit  $t = 150$  ns gemessene Wert eingesetzt wurde. Mit diesen Machzahlen läßt sich die Höhe des Magnetfeldes hinter einer (stationären) Stoßfront abschätzen. Für Fall 1 (unterkritische Stoßwelle) wurde dabei mit zwei Freiheitsgraden gerechnet, während im Fall 2 und 3 (überkritische Stoßwelle mit starker Ionenheizung)

nur ein Freiheitsgrad angenommen wurde. Diese Magnetfelder sind in den Abb. 4 bis 6 gestrichelt eingetragen. Man kann also nach einer Stoßfront nur im Bereich unterhalb dieser Grenze suchen. Es ist naheliegend, als Geschwindigkeit der Front die Geschwindigkeit des Punktes zu definieren, an dem das Magnetfeld gerade den Mittelwert zwischen dem Anfangswert und dieser Grenze annimmt. Die so definierten Machzahlen sind ebenfalls in Tab. 2 eingetragen.

Fall	1	Abb.	4	$B_k/B_0 =$	1,9	ber. M =	1,8	gem. M =	1,4
	2		5		3,5		3,0		1,4
	3		6		5,8		5,0		2,5

Tab. 2 Mit den Rankine-Hugoniot-Gleichungen berechnete und gemessene Machzahlen für drei verschiedene Kompressionswellen in Deuterium

Es fällt auf, daß die gemessenen Machzahlen wesentlich kleiner sind als die nach der Abschätzung erwarteten. Zum Teil kann man dafür den Massenzuwachs verantwortlich machen der durch Ionisation des verhältnismäßig hohen Neutralgasuntergrundes entsteht und die Ausbreitung der Kompressionswelle verlangsamt. Zu einem wesentlichen Teil dürfte die Diskrepanz jedoch darauf zurückzuführen sein, daß am Ort des magnetischen Kolbens kein Druckgleichgewicht herrscht, daß vielmehr der Kolben durchlässig ist. Es ist bemerkenswert, daß die gemessenen Machzahlen im Fall 1 und 2 gleich sind, obwohl sich die Magnetfeldprofile stark voneinander unterscheiden. Diese Machzahl charakterisiert also die Kompressionswelle sicherlich schlechter als die berechnete Machzahl. Wir stufen deshalb zunächst die Kompressionswellen im Fall 1 als unterkritisch, im Fall 3 als überkritisch ein. Der Vergleich mit berechneten Profilen im nächsten Abschnitt wird zeigen, daß dafür eine gewisse Berechtigung besteht.





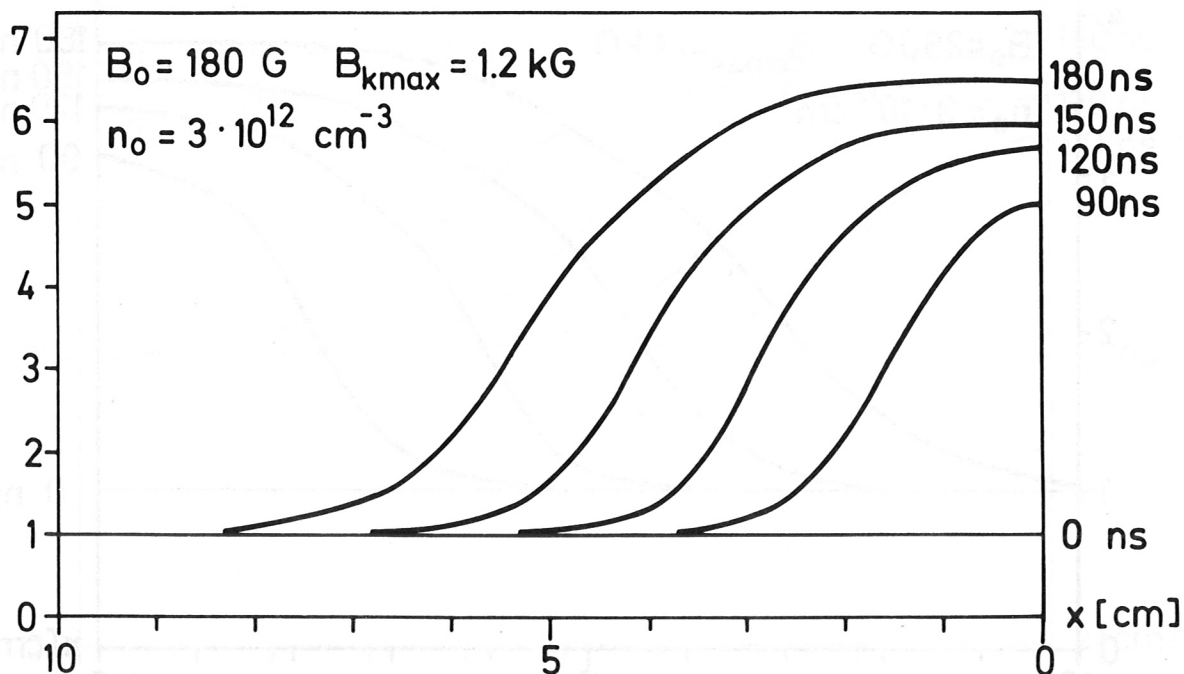
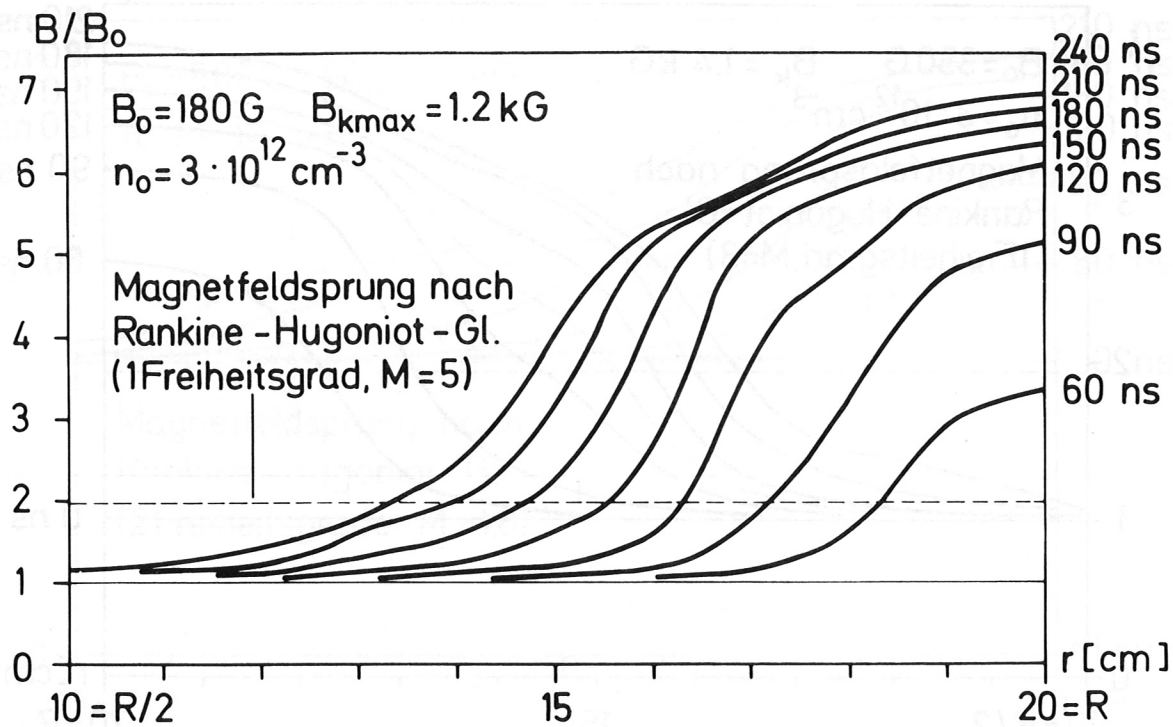


Abb.6 Zeitliche Entwicklung des Magnetfeldprofils einer Kompressionswelle in Deuterium. Machzahl weit über der kritischen Machzahl  
 oben: gemessen      unten: berechnet

### 3. Vergleich mit numerischen Rechnungen

#### 3.1 Das physikalische Modell der Rechnung

Es wurde bereits darauf hingewiesen, daß Elektronen und Ionen bei realistischen Machzahlen nicht ohne weiteres als Flüssigkeiten betrachtet werden dürfen. In unserem Fall ist diese Näherung für die Elektronen noch zulässig, da sie sich im Magnetfeld weitgehend adiabatisch bewegen (Ihre Gyrationperiode ist klein gegen die Zeiten, in denen sich das Magnetfeld am Ort eines Elektrons merklich ändert). Lediglich Instabilitäten können eine schwache Abweichung von einer Maxwellverteilung bewirken. Ein brauchbares numerisches Programm, das diese Tatsachen berücksichtigt, wurde von CHODURA und VON FINCKENSTEIN entwickelt /1/. Es beschreibt eine ebene Kompressionswelle, die sich unter dem Druck eines beliebig vorgegebenen Kolbenfeldes in einem beliebigen Ausgangsplasma senkrecht zu einem eingefangenen Magnetfeld ausbreitet. Für die Ionen wird die Vlasov-Gleichung gelöst, während die Elektronen als Flüssigkeit behandelt werden. Im einzelnen hat das Modell folgende Merkmale:

- 1) Der Phasenraum der Ionen ist im Ort und in der Geschwindigkeit eindimensional. Die Geschwindigkeitsverteilung entwickelt sich ohne den Einfluß von Stößen in einem elektrostatischen Feld, das seinerseits vom Plasma erzeugt wird (Vlasov-Theorie).
- 2) Die Elektronen bilden eine trägheitslose Flüssigkeit, die eine Temperatur und einen Druck aufweist und durch Reibung an den Ionen gebremst und auch aufgeheizt wird (Ohm'scher Widerstand und Ohm'sche Heizung). Der Reibungskoeffizient wird willkürlich vorgegeben.
- 3) Die Elektronen sind durch eine Quasineutralitätsbedingung an die Ionen gekoppelt, so daß elektrostatische Instabilitäten ausgeschaltet werden.

Dieses Modell ist gut auf das Experiment anwendbar, wenn die Ionenverteilung nicht durch Lorentz-Kräfte und durch kollektive Stöße verzerrt wird. Diese Annahme läßt sich nur experimentell überprüfen. Wie später gezeigt wird, ist sie in unserem Experiment gerechtfertigt. Unter dieser Voraussetzung ist die Ionenbewegung nahezu eindimensional ( die Ionengyrationszeit ist groß gegen die Experimentierzeit (Tab. 1)). Die Zylindergeometrie im Experiment dürfte gegenüber der ebenen Geometrie der Rechnung zu keiner wesentlichen Abweichung führen, solange man sich, wie es hier der Fall ist, auf den Randbereich des Plasmas bis zu einem Wandabstand von ca. 7 cm beschränkt. Eine merkliche Diskrepanz ist allerdings etwa ab 150 ns nach Beginn der Entladung zu erwarten, da die Rechnung Teilchenerhaltung annimmt, im Experiment aber Ionisierungsstöße nicht zu vernachlässigen sind. Ferner kann ein Energieverlust der Elektronen nur willkürlich in die Rechnung eingeführt werden. Energieverluste der Elektronen sind aufgrund der Wärmeleitung parallel zum Magnetfeld sowie der inelastischen Stöße mit dem Neutralgasuntergrund zu erwarten.

In den Abb. 4 bis 6 sind die berechneten Profile wiedergegeben, die den darüber abgebildeten gemessenen Profilen entsprechen. Der zeitliche Verlauf des treibenden Magnetfelds wurde entsprechend dem gemessenen Verlauf (Abb.3) vorgegeben. Für den spezifischen Widerstand wurde der Wert im Ausgangs- plasma eingesetzt, der sich aus den Stoßfrequenzen nach Tab.1 ergibt.

Trotz gewisser Unterschiede weisen berechnete und gemessene Profile charakteristische Gemeinsamkeiten auf, nämlich die Gliederung in eine steile Magnetfeldfront und einen flachen "Fuß", der dieser Front vorausseilt und sich ständig vergrößert. Daraus ist zu schließen, daß das Modell im Gegensatz zu den bisher verwendeten reinen Flüssigkeitsmodellen prinzipiell richtig ist und lediglich einige Feinheiten nicht enthält. Es ist deshalb ein wertvolles Hilfsmittel, um die

Vorgänge in den Kompressionswellen besser verstehen zu lernen. Analytische Methoden, die grundsätzlich vorzuziehen sind, ergeben in diesem komplizierten Fall der überkritischen Stoßwellen leider völlig unbefriedigende Resultate.

### 3.2 Schlußfolgerungen aus dem Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Magnetfeldprofilen

Im einzelnen lassen zahlreiche Rechnungen, die mit verschiedenen Werten für das Anfangsmagnetfeld, das Kolbenfeld und die elektrische Leitfähigkeit sowie mit und ohne Berücksichtigung des Elektronendrucks durchgeführt wurden, folgende Zusammenhänge erkennen:

Die Leitfähigkeit des Plasmas beeinflusst bei unter- und überkritischen Kompressionswellen vor allem die Breite des steilen Teils des Magnetfeldanstiegs. Verminderung der Leitfähigkeit bewirkt eine Abflachung des Profils. Nach der analytischen Theorie von SAGDEEV /9/ war das für unterkritische Stoßwellen zu erwarten, für überkritische Stoßwellen existiert bisher noch keine brauchbare Theorie.

Der flache "Fuß", der dem steilen Magnetfeldanstieg voraussetzt, wird durch Ionen verursacht, die vom magnetischen Kolben beschleunigt werden. Dieser Fuß gilt als Merkmal überkritischer Stoßwellen /10,11/. Die numerische Rechnung zeigt ihn aber auch noch bei unterkritischen Stoßwellen. In diesem "Fuß" weicht die Ionen-Geschwindigkeitsverteilung stark von einer Maxwell-Verteilung ab. Teilweise findet man zwei Maxima (eines von den noch ruhenden, das andere von den am Kolben reflektierten Ionen), teilweise verschmieren sich die Verteilungen so stark, daß eine breite Geschwindigkeitsverteilung mit einem Maximum auftritt. Diese Art der Ionenheizung wurde bereits von CHODURA und VON FINCKENSTEIN beschrieben /1/, ist aber noch nicht völlig geklärt.

Der flache Anstieg des Magnetfelds zwischen dem steilen Anstieg und dem Kolben (horizontale Kurvenbereiche) wird durch den Elektronendruck verursacht. Setzt man den Elektronendruck



willkürlich = Null, dann verschwindet diese Abflachung, wobei das Magnetfeld im steilen Anstieg die volle Höhe des Kolbenfeldes erreicht. Das ist plausibel, wenn man in diesem Bereich Druckgleichgewicht annimmt und berücksichtigt, daß in der Kompressionswelle die Elektronen so stark geheizt werden, daß ihr Druck mit dem des Magnetfeldes vergleichbar wird (im Ausgangsplasma ist der Plasmadruck gegen den Magnetfelddruck vernachlässigbar klein; s.Tab.1). Dieses Gebiet würde sich nach längerer Laufzeit der Welle wahrscheinlich zum Plateau der stationären Stoßwelle ausbilden.

In den gemessenen Magnetfeldprofilen finden wir diese Merkmale im wesentlichen wieder. Die Breite des steilen Anstiegs läßt sich durch die klassische, von Elektronen-Ionen- und Elektronen-Neutralteilchen-Stößen bestimmte Leitfähigkeit erklären. In diesem Gebiet treten also offenbar keine stoßfreien Dissipationsmechanismen auf. Der flache Fuß zeigt sich ebenfalls ähnlich wie in den Rechnungen. Daraus kann man schließen, daß sich die Ionen wie im berechneten Modell eindimensional und frei von kollektiven Stößen bewegen, d.h. daß die berechnete zweihöckerige und anisotrope Geschwindigkeitsverteilung der Ionen in unserem Experiment zu keiner Instabilität führt.

Die stärkste Abweichung macht sich im Gebiet des Kolbens bemerkbar. Wir beobachten auch hier eine Abflachung, teilweise sogar eine Eindellung des Magnetfeldprofils. Um dies durch den Elektronendruck erklären zu können, müßte man eine Elektronentemperatur von mehreren keV annehmen. Dieser Wert liegt wesentlich über dem numerisch berechneten, obwohl in der Rechnung keinerlei Wärmeabgabe der Elektronen berücksichtigt war. Man muß daraus schließen, daß im Gebiet des Kolbens Effekte auftreten, die durch die Rechnung nicht erfaßt werden. Wie schon erwähnt wurde, deutet darauf auch die Diskrepanz zwischen abgeschätzten und gemessenen Machzahlen (Tab. 2) hin. Diese Diskrepanz ist bei der unterkritischen Kompressionswelle (Fall 1, Abb.4) am kleinsten.

Das Magnetfeldprofil dieser schwachen Stoßwelle zeigt auch keine Eindellung im Bereich des Kolbens. Man beobachtet jedoch auch in diesem Fall, daß sich der steile Magnetfeldanstieg im Experiment mit einer kleineren Geschwindigkeit ausbreitet als in der Rechnung.

Man muß zur Erklärung dieser Unterschiede zwei verschiedene Erscheinungen heranziehen. Zum Teil läßt sich die Verringerung der Ausbreitungsgeschwindigkeit auf den Massenzuwachs durch neu gebildete Ionen zurückführen. Bei den stärkeren Stoßwellen drängt sich jedoch die Vermutung auf, daß im Bereich des Kolbens eine anomale Magnetfelddiffusion wirksam ist.

Im Fall 2 (Abb. 5) wird das besonders deutlich. Bis zur Zeit  $t = 90$  ns verhält sich das Magnetfeldprofil praktisch so wie im Modell. Das Magnetfeldprofil ist wegen der guten Leitfähigkeit des Plasmas zunächst schmal. Nach 120 ns flacht es sich jedoch beim Radius  $r = 160$  mm ab und es bildet sich bei einem kleineren Radius erneut ein schmales Profil aus. Dieses Verhalten, das keineswegs als Ablösen einer stationären Stoßfront aufgefaßt werden darf, läßt sich durch ein einfaches Modell erklären.

Wir gehen davon aus, daß anfangs die Leitfähigkeit an jedem Ort gleich hoch ist. Deshalb entwickelt sich das Magnetfeldprofil zunächst in Übereinstimmung mit dem numerischen Modell. Wir nehmen nun an, daß sich im Bereich hoher Stromdichte, also etwa zwischen  $r = 155$  mm und  $r = 170$  mm eine Mikroinstabilität entwickelt, die den Ohm'schen Widerstand stark erhöht. Deshalb diffundiert das Magnetfeld vom Kolben rasch bis zur Grenze des schlecht leitfähigen Gebiets ( $r = 155$  mm) ein. Dort bildet sich nun ein neuer Kolben aus. Durch eine neue Instabilität sollte das wiederum verhindert werden. Daß dies nicht beobachtet wird, kann durch den Dichteanstieg aufgrund der Nachionisation erklärt werden. Bei konstanter Stromdichte kann nämlich die Elektronen-Driftgeschwindigkeit dadurch unter den kritischen Wert sinken,

der zur Anregung von Instabilitäten erforderlich ist.

Wenn man die Elektronendrift als treibende Kraft einer Instabilität betrachtet, läßt sich auch das Fehlen der Eindelung im Magnetfeldprofil der schwachen Kompressionswelle (Fall 1, Abb.4) erklären, da in ihr die Stromdichte niedriger ist als in den anderen beiden Fällen.

Diese Überlegungen sind selbstverständlich noch kein definitiver Beweis für stoßfreie Prozesse im Bereich des magnetischen Kolbens. Eine Untersuchung von Fluktuationen des elektrischen und magnetischen Feldes, die im nächsten Abschnitt beschrieben wird, zeigt aber ihre grundsätzliche Richtigkeit.

Um weitere Messungen interpretieren zu können, sind wenigstens ungefähre Angaben über den Verlauf der Dichte und der Temperatur des Plasmas erforderlich. Exakte Messungen dieser Größen mit Hilfe von Laser-Lichtstreuung sind aus technischen Gründen am MINIMAX-Experiment nicht möglich. Mindestens die gleiche Genauigkeit wie andere durchführbare Meßmethoden erreicht jedoch eine Abschätzung, die sich auf das Ergebnis der numerischen Rechnungen stützt. Nach diesen Rechnungen steigt die Dichte in der Magnetfeldfront je nach der Machzahl um einen Faktor 2 bis 3 an. Der spezifische Widerstand ist dabei praktisch belanglos. Im Experiment dürfte die Dichte wegen der Nachionisation eher etwas höher sein. Als Schätzwert nehmen wir daher eine maximale Dichte von  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  mit einer Unsicherheit von + 100% - 30% an. Das Dichtemaximum dürfte in der Nähe der Abflachung im Magnetfeldprofil liegen. Die maximale Elektronentemperatur hängt nach den Rechnungen nur schwach von der Leitfähigkeit ab, jedoch stark von der Machzahl. Der berechnete Wert erreicht in unseren Fällen einige 100 eV. Wärmeverluste durch Wärmeleitung, Wärmeabgabe ans Neutralgas usw., die mit der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen zunehmen, dürften die Elektronentemperatur auf etwa 100 eV begrenzen. Deshalb nehmen wir diesen Wert unabhängig von

der Machzahl als Schätzwert an. Weiterhin nehmen wir in Übereinstimmung mit dem numerischen Modell an, daß die Ionen praktisch nur in radialer Richtung aufgeheizt werden.

zeitlichen Entwicklung der Magnetfeldstruktur auf eine anomale  
Magnetfeldstruktur und damit auf einen anomalen Ohm'schen  
Widerstand im Bereich des Kolbens, schätzten mit Hilfe der  
Scheinung wurde bereits in ähnlichen Experimenten festgestellt  
stand unterhalb  $M_A$ . Die Ionenenergieerzeugungswahrscheinlichkeit  
die die Heizung von Stoßwellen und Wellenleitung be-  
ging allgemein eine Kompression von dünnen Plasmen, wobei  
Änderung der Ionenenergieerzeugungswahrscheinlichkeit erwünscht  
wurde. Eine weitere Ionenenergieerzeugungswahrscheinlichkeit  
für Ionenenergieerzeugungswahrscheinlichkeit, der auf diese Weise  
näher untersucht werden kann, sind die Ionenenergieerzeugungswahrscheinlichkeit  
die Voraussetzung, daß dieser anomale Transportprozess auf  
feldstrukturellen Zuständen beruht, geht bereits auf ältere  
Arbeiten zurück. Als Ursache der Feldstrukturänderung  
wurden verschiedene Typen von Mikroinstabilitäten diskutiert,  
z.B. die Zweifeldstruktur  $M_A$ , die Ionenenergieerzeugungswahrscheinlichkeit  
stabilität  $M_A$ , die Voraussetzung von Ionenenergieerzeugungswahrscheinlichkeit  $M_A$ .  
Die meisten der aufgeführten Arbeiten basieren auf einer  
auf eine detaillierte analytische Behandlung von stark verdrängten  
Modellen, aber auf der Grundlage experimenteller Untersuchungen.  
Erst seit wenigen Jahren werden verdrängte Modellen entgeg-  
wärtig, um genaue Aussagen über das Frequenz- und Wellen-  
längenspektrum sowie die Amplitude dieser Fluktuationen zu  
erhalten. Aus dem Frequenzspektrum von gestörtem Plasma  
lässt sich die Amplitude und das Frequenzspektrum von  
Dichtefluktuationen in einem Laserplasma aus der Wellenlänge  
leicht berechnen.  $M_A$  spekroskopisch wurde die Frequenz  
der E-Feld-Fluktuationen in einem Helium-Plasma gemessen  $M_A$ .  
Eine solche spektroskopische Bestimmung der Amplitude der  
elektrischen Feldfluktuationen wurde am MINIMAX an den per-  
spektiven Kompressionswellen in Deuterium durchgeführt.  
Gleichzeitig wurden erstmals mit einer Sonde magnetische  
Fluktuationen untersucht, um besser fundierte Aussagen über

### III. Untersuchung von Feldfluktuationen

Im letzten Abschnitt wurde gezeigt, daß man aus der zeitlichen Entwicklung der Magnetfeldprofile auf eine anomale Magnetfelddiffusion und damit auf einen anomalen Ohm'schen Widerstand im Bereich des Kolbens schließen muß. Diese Erscheinung wurde bereits in ähnlichen Experimenten beobachtet und untersucht /12/. Sie ist einerseits unerwünscht, da sie die Erzeugung von stoßfreien Stoßwellen und vielleicht sogar allgemein eine Kompression von dünnen Plasmen erschwert. Andererseits ist sie, wie in der Einleitung bereits erwähnt wurde, ein spezieller Fall eines sehr weit verbreiteten und für Fusionsexperimente wichtigen Effekts, der auf diese Weise näher untersucht werden kann.

Die Vorstellung, daß dieser anomale Transportprozeß auf Feldfluktuationen zurückzuführen ist, geht bereits auf ältere Arbeiten zurück /13/. Als Ursache der Feldfluktuationen wurden verschiedene Typen von Mikroinstabilitäten diskutiert, z.B. die Zweistrominstabilität /14/, die Ionenschallinstabilität /15/, die Instabilität von Bernstein-Wellen /16,17/. Die meisten der zahlreichen Arbeiten beschränken sich aber auf eine genäherte analytische Berechnung an stark vereinfachten Modellen oder auf unzulängliche experimentelle Untersuchungen. Erst seit wenigen Jahren werden verfeinerte Methoden angewandt, um genauere Aussagen über das Frequenz- und Wellenlängenspektrum sowie die Amplitude dieser Fluktuationen zu erhalten. Aus dem Frequenzspektrum von gestreutem Rubin-Laserlicht wird die Amplitude und das Frequenzspektrum von Dichtefluktuationen in einem festen schmalen Wellenlängenbereich berechnet /2,4/, spektroskopisch wurde die Energiedichte der E-Feld-Fluktuationen in einem Helium-Plasma gemessen /18/. Eine solche spektroskopische Bestimmung der Amplitude der elektrischen Feldfluktuationen wurde am MINIMAX an den beschriebenen Kompressionswellen in Deuterium durchgeführt. Gleichzeitig wurden erstmals mit einer Sonde magnetische Fluktuationen untersucht, um besser fundierte Aussagen über

die Art der Instabilitäten zu erhalten.

## 1. Die Diagnostik

### 1.1 Die Magnetfeldsonde

Eine Magnetfeldsonde hat gegenüber elektrischen Sonden den Vorteil, daß der Meßkreis vom Plasma gut isoliert ist und daher besser gegen Störungen abgeschirmt werden kann als eine elektrische Sonde, die mit dem Plasma in Berührung steht. Die verwendete Sonde (technische Beschreibung im Anhang) hat einen Außendurchmesser von 1,5 mm und eine sehr hohe Zeitauflösung. Sie war im allgemeinen durch den verwendeten Oszillografen auf 150 MHz begrenzt, in einigen Fällen wurden auch Messungen mit einem schnelleren Oszillografen ausgeführt. In diesem Fall lag die Nachweisgrenze für starke Magnetfeldschwingungen bei 1 GHz. Wie bei den Profilmessungen wurde die Sonde radial ins Gefäß eingeführt.

### 1.2 Die spektroskopische E-Feld-Messung

Von BARANGER und MOZER /19/ wurde vorgeschlagen, zur Messung mikroskopischer, mit hoher Frequenz oszillierender E-Felder eine mit dem Stark-Effekt verwandte Erscheinung zu benutzen, die an allen Atomen oder Ionen mit quadratischem Stark-Effekt zu beobachten ist.

Das Prinzip der Methode soll anhand eines Ausschnitts aus dem Termschema des atomaren Heliums (Abb.7) kurz erklärt werden. Der eingetragene Übergang 2P-4D im Singulett-System entspricht einer relativ starken Spektrallinie bei 4922 Å. In unmittelbarer Nachbarschaft des 4D-Niveaus liegt das 4F-Niveau. Die verbotene Linie 2P-4F, die von der erlaubten 2P-4D-Linie einen Abstand von ca. 1,3 Å hat, ist normalerweise nicht zu beobachten. Ein äußeres elektrisches Feld bewirkt, daß die Übergangswahrscheinlichkeit endlich wird. Bei gleicher Besetzung der 4D- und 4F-Niveaus ist das Intensitätsverhältnis von verbotener und erlaubter Linie proportional zum Quadrat

der Feldstärke, also direkt proportional zur Energiedichte des angelegten E-Feldes. Man kann also durch Messung eines Intensitätsverhältnisses die elektrische Energiedichte messen, ohne die Anregung des oberen Niveaus genauer zu kennen. Gleiche Besetzung der oberen Niveaus ist in allen nicht zu dünnen Plasmen wegen der zahlreichen schwachen Stöße der Elektronen zu erwarten.

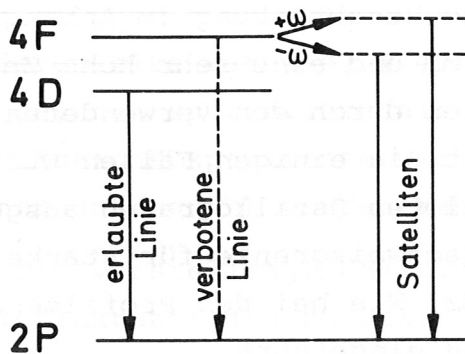


Abb.7 Ausschnitt aus dem Termschema des Helium-Atoms

Die Methode gestattet es im Prinzip auch, die Frequenz des Feldes zu messen. Oszillierende Felder erzeugen virtuelle Niveaus, deren Frequenzabstand vom 4F-Niveau gleich der Schwingungsfrequenz des Feldes ist. Durch Aufnahme oder Abgabe von Quanten an das elektrische Feld gehen Elektronen aus dem 4F-Niveau in diese virtuellen Niveaus über, von denen sie unter Licht-Emission einen weiteren Übergang in den 2P-Zustand ausführen können. Die verbotene Linie spaltet also in einem hochfrequenten Feld in zwei sogenannte Satelliten auf. Das Intensitätsverhältnis ist dann nach BARANGER und MOZER in erster Näherung gleich

$$I_{\text{Sat}} / I_{\text{erl}} \sim \langle E^2 \rangle / (\Delta\omega \pm \omega)^2$$

$\langle E^2 \rangle$  ist das zeitlich gemittelte Quadrat der elektrischen Feldstärke,  $\Delta\omega$  ist der Frequenzabstand zwischen dem 4D -

und dem 4F-Niveau,  $\omega$  ist die Schwingungsfrequenz des Feldes. Die lineare Näherung ist für Intensitätsverhältnisse bis ca. 0,05 brauchbar. Da in unserem Fall dieser Wert nicht wesentlich überschritten wird, kann von der durch GRIEM /18/ angebrachten Korrektur abgesehen werden.

Zur Messung wurde dem Füllgas (Deuterium) Helium zugesetzt, und zwar meistens 2 mTorr Helium bei 10 mTorr Deuterium. Das Helium wird durch die UV-Vorionisation wegen seiner hohen Bindungsenergie nicht ionisiert und bleibt auch während der Entladung weitgehend im nichtionisierten Zustand. Ein 10 mm breiter bogenförmiger Bereich des Plasmaquerschnitts (Abb.8) wurde parallel zur Gefäßachse betrachtet. Das Licht wurde in einem 8-Kanal-Gittermonochromator zerlegt und mit Photomultipliern registriert (genauere Beschreibung im Anhang). Die Wellenlängenauflösung betrug  $0,3 \text{ \AA}$ , die Zeitauflösung ca. 20 ns. Sie ist praktisch gleich der Zeitauflösung der verwendeten Elektronik (Multiplier und Oszillografen). Prinzipiell stellt die Einschwingzeit des Vorgangs eine absolute Grenze für die Zeitauflösung dar, die mit dieser Methode zu erzielen ist. Es ist plausibel, daß diese Zeitkonstante gleich der reziproken Frequenzbreite der verbotenen Linie ist und damit gleich der Lebensdauer des 4F-Zustandes. Sie ist wegen der zahlreichen schwachen Stöße durch Elektronen wesentlich kleiner als die natürliche Lebensdauer (72 ns), fällt also nicht ins Gewicht.

Ein Beispiel für gemessene Linienprofile ist in Abb. 9 dargestellt. Die eingetragenen Fehlerschranken geben den berechneten statistischen Fehler des entsprechenden Kurvenpunktes an, der durch Mittelung über zahlreiche Meßwerte gewonnen wurde. Die verbotene Linie ist zu allen Zeiten zu beobachten, zur Zeit  $t = 120 \text{ ns}$  tritt sie jedoch deutlich erhöht auf. Sie ist zu dieser Zeit infolge des quadratischen Stark-Effekts (der in der Theorie von BARANGER und MOZER /19/ nicht berücksichtigt ist) zu kürzeren Wellenlängen verschoben.



Verbotene und erlaubte Linie sind zu frühen Zeiten nur wenig breiter als das Apparateprofil, ihre Stark-Verbreiterung ist also gering. Das bestätigt, daß die Dichte nicht wesentlich höher als  $10^{13}\text{cm}^{-3}$  ist (s. /20/). Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, ist eine zu hohe Dichte die gefährlichste Ursache für eine Falschmessung.

Am MINIMAX-Experiment war eine Aufspaltung der verbotenen Linie nicht nachzuweisen. Das war zu erwarten, denn selbst die höchste Eigenfrequenz des Plasmas, nämlich die Elektronen-Plasmafrequenz, verursacht eine Aufspaltung, die kleiner als die Linienverbreiterung durch Doppler- und Stark-Effekt ist.

### 1.3 Die Empfindlichkeit der E-Feld-Messung

Die Empfindlichkeit dieser Methode der E-Feld-Messung ist verhältnismäßig gering. Wenn wie in unserem Fall eine hohe Zeitauflösung erforderlich ist, können Intensitätsprobleme die Messung einer allzu schwachen verbotenen Linie unmöglich machen. Im allgemeinen ist die Empfindlichkeit aber durch störende elektrische Felder begrenzt, die nicht beseitigt werden können. Neben den makroskopischen azimuthalen und radialen Feldern, die prinzipiell in Kompressionswellen auftreten, sind dies vor allem die Mikrofelder der Plasmateilchen. Das azimuthale Feld beträgt außerhalb des Plasmas zu Beginn der Entladung maximal 1 kV/cm und fällt nach der Phase des schnellen Magnetfeldanstiegs ab. Innerhalb des Plasmas dürfte dieses Feld nach 100 ns nur noch einige 100 V/cm betragen. Von ähnlicher Größe ist das radiale Feld, das die Ionen in radialer Richtung beschleunigt. Die Mikrofelder der Ionen können nach der Theorie von HOLTSMARK /21/ abgeschätzt werden. Man kann die Höhe der verbotenen Linie auch direkt der Arbeit von BARNARD et al./20/ entnehmen, in der vollständige Linienprofile für verschiedene Dichten unter Berücksichtigung der Elektronenstöße tabelliert sind. Danach erzeugen diese Mikrofelder in einem Plasma der Dichte  $10^{13}\text{cm}^{-3}$  eine verbotene Linie der gleichen Intensität wie ein elek-

trisches Feld von  $0,5 \text{ kV/cm}$ , eine Dichte von  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  entspricht einem Feld von  $2,5 \text{ kV/cm}$ . Wie aus den Messergebnissen (s. Abb.12) hervorgeht, sind die beobachteten Felder etwa um eine Größenordnung höher als die Mikrofelder bei der im Kolben vorliegenden Dichte von etwa  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

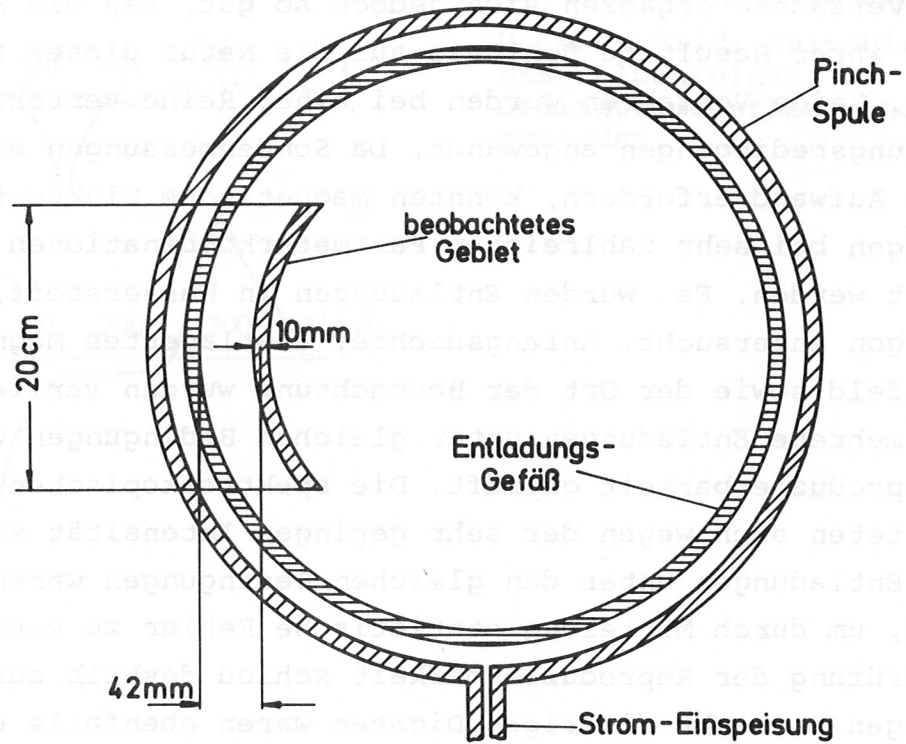


Abb.8. Spektroskopisch beobachteter Plasmabereich

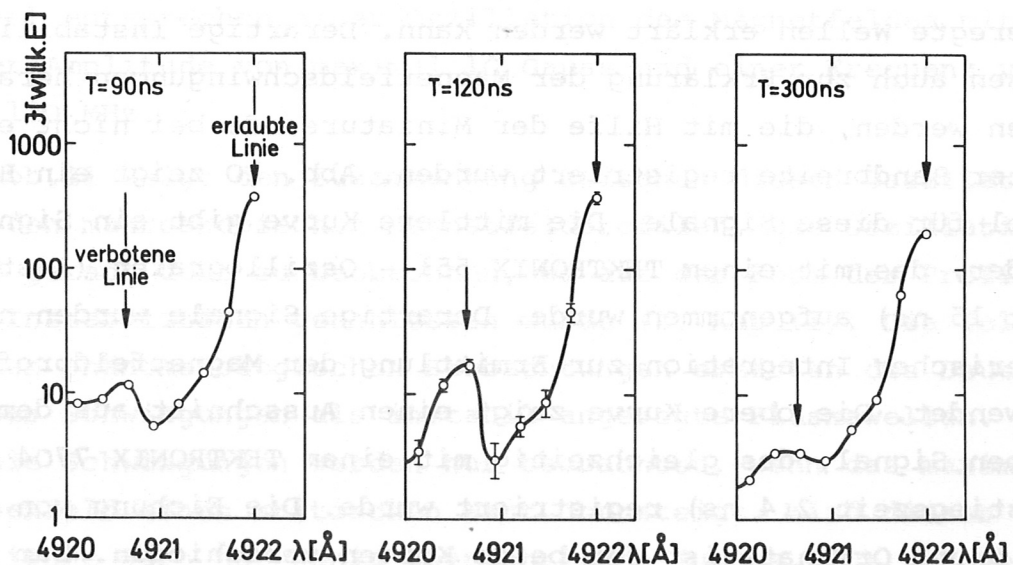


Abb.9 Gemessene Spektren aus drei verschiedenen Phasen der Entladung.

## 2. Ergebnisse der Fluktuationsmessungen

Wie aus den vorangehenden Abschnitten hervorgeht, sind mit den beiden beschriebenen Meßmethoden getrennt nur sehr beschränkte Aussagen über etwaige stoßfreie Prozesse möglich. Beide Verfahren ergänzen sich jedoch so gut, daß die Kombination ihrer Resultate Schlüsse auf die Natur dieser Prozesse zuläßt. Beide Verfahren wurden bei einer Reihe verschiedener Entladungsbedingungen angewandt. Da Sondenmessungen einen geringen Aufwand erfordern, konnten magnetische Fluktuationsmessungen bei sehr zahlreichen Parameterkombinationen durchgeführt werden. Es wurden Entladungen in Wasserstoff, Deuterium und Argon untersucht. Anfangsdichte, überlagertes Magnetfeld, Kolbenfeld sowie der Ort der Beobachtung wurden variiert. Durch mehrere Entladungen unter gleichen Bedingungen wurde die Reproduzierbarkeit geprüft. Die spektroskopischen Messungen gestalteten sich wegen der sehr geringen Intensität schwieriger. Viele Entladungen unter den gleichen Bedingungen waren notwendig, um durch Mittelung statistische Fehler zu verringern. Eine Prüfung der Reproduzierbarkeit schied deshalb aus. Messungen bei sehr niedrigen Dichten waren ebenfalls unmöglich.

Im letzten Abschnitt wurde bereits gezeigt, daß ein starkes elektrisches Feld beobachtet werden kann, das nur durch stark angeregte Wellen erklärt werden kann. Derartige Instabilitäten müssen auch zur Erklärung der Magnetfeldschwingungen herangezogen werden, die mit Hilfe der Miniatursonde bei nicht eingengerter Bandbreite registriert wurden. Abb. 10 zeigt ein Beispiel für diese Signale. Die mittlere Kurve gibt ein Signal wieder, das mit einem TEKTRONIX 551 - Oszillografen (Anstiegszeit 15 ns) aufgenommen wurde. Derartige Signale wurden nach numerischer Integration zur Ermittlung der Magnetfeldprofile verwendet. Die obere Kurve zeigt einen Ausschnitt aus demselben Signal, das gleichzeitig mit einem TEKTRONIX 7704 (Anstiegszeit 2,4 ns) registriert wurde. Die Eichung von Abszisse und Ordinate ist für beide Kurven verschieden. Zum Vergleich ist umseitig die Zeitableitung des Kolbenfeldes dargestellt.

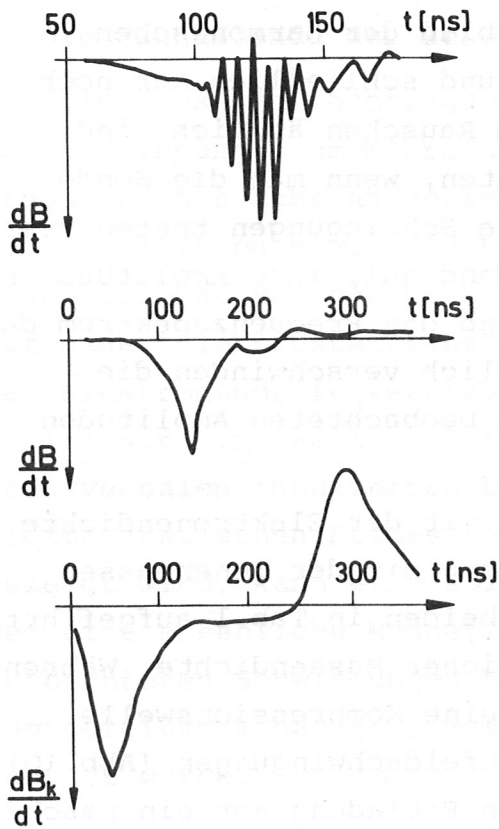


Abb.10 Typische Sondensignale

Oberes und mittleres Bild:  
Identisches Signal, aufge-  
nommen mit 2,4 ns (oben)  
bzw. 15 ns Anstiegszeit

Unteres Bild: Zeitableitung  
des Kolbenfeldes  
Ordinatenmaßstäbe sind ver-  
schieden.

Die hochfrequenten Schwingungen des Sondensignals (obere Kurve) entsprechen einer Oszillation des Magnetfeldes mit einer Amplitude von maximal 10 Gauss und einer Frequenz von ca. 170 MHz.

Abb.11 zeigt den Zusammenhang zwischen diesen Oszillationen und den makroskopischen Magnetfeldprofilen. Die Oszillationen sind gerade dort zu beobachten, wo aus der Form der Profile auf Instabilitäten geschlossen wurde (s. Kap.II). Die folgenden phänomenologischen Beobachtungen erhärten die Deutung dieser Schwingungen als instabil angeregte Plasmawellen.

1) Die Schwingungen werden nur beobachtet, wenn das maximale Kolbenfeld einen kritischen Wert übersteigt. Wird dieser kritische Wert nur wenig überschritten (um ca. 10%), so beobachtet man einige fast sinusförmige Kurvenzüge kleiner Am-

plitude. Die Amplitude wächst mit zunehmender Stärke des Kolbenfeldes, bis das Erscheinungsbild der harmonischen Schwingungen langsam verschwindet und schließlich nur noch Fluktuationen auftreten, die einem Rauschen ähnlich sind. Die gleiche Tendenz ist zu beobachten, wenn man die Sonde zu kleineren Radien verschiebt. Die Schwingungen treten erstmals in ca. 1 cm Abstand von der Wand auf, ihre Amplitude nimmt zunächst mit dem Wandabstand zu, und das Frequenzspektrum der Schwingungen wird breiter, schließlich verschwinden die Schwingungen wieder. Die maximalen beobachteten Amplituden betragen etwa 10 Gauss.

2) Das kritische Kolbenfeld steigt mit der Elektronendichte des Ausgangsplasmas. Ein Zusammenhang mit der Ionenmasse konnte nicht gefunden werden. Die beiden in Tab.1 aufgeführten Anfangsbedingungen entsprechen gleicher Massendichte. Während im Fall des Deuteriumplasmas sich eine Kompressionswelle (Abb.5) und fast harmonische Magnetfeldschwingungen (Abb.10) ausbildeten, wurde im Fall der Argon-Entladung nur ein rasches Eindiffundieren des Kolbenfelds festgestellt. Die Magnetfeldschwingungen glichen völlig einem Rauschen.

3) Die Frequenz der Schwingungen lag meist zwischen 70 und 200 MHz. Im Fall der Deuteriumentladung (Fall 2 der Tab.2) liegt die Frequenz zwischen 100 und 170 MHz, also zwischen der drei- bis fünffachen unteren Hybridfrequenz und  $1/3$  bis  $1/2$  der Ionenplasmafrequenz. Die Anwachsrate ist stets mit der Frequenz vergleichbar. Eine eindeutige Gesetzmäßigkeit über den Einfluß der Parameter auf die mittlere Frequenz konnte nicht gefunden werden. Die höchsten zu beobachtenden Frequenzen scheinen mit der Breite des Frequenzspektrums der Schwingungen zuzunehmen, also mit zunehmendem Kolbenfeld und abnehmender Dichte. Schwingungen mit Frequenzen von mehreren 100 MHz konnten nur in einigen Fällen und auch nur sehr schwach registriert werden.

4) In manchen Fällen konnten anharmonische Schwingungen beobachtet werden. Die Kurvenform glich einer periodischen Folge von Impulsen.

5) Die Einhüllende der Schwingungen ist schlecht reproduzierbar.

Alle diese Beobachtungen deuten darauf hin, daß es sich bei den Schwingungen um Mikroinstabilitäten handelt. Die hohe Frequenz, die hohe Anwachsrate und die Abhängigkeit der Stärke der Oszillationen von der Dichte und dem treibenden Magnetfeld, also offenbar von der Elektronendriftgeschwindigkeit, lassen auf eine "elektrostatische" Instabilität schließen, die von der Elektronendrift verursacht wird. Als "elektrostatisch" wollen wir eine Welle bezeichnen, in der der Einfluß eines transversalen induzierten E-Feldes gegen den des longitudinalen elektrostatischen Feldes vernachlässigbar ist. Wie später gezeigt wird, kann eine solche "elektrostatische" Welle trotzdem eine erhebliche Magnetfeldkomponente aufweisen. Bei den beobachteten Schwingungen handelt es sich zweifellos um Magnetfeldschwingungen, was durch Drehen der Sonde um  $90^\circ$  geprüft wurde.

Bevor die Art dieser Wellen und der Zusammenhang zwischen elektrischen und magnetischen Feldschwingungen eingehend diskutiert werden, soll mit dem Ergebnis der spektroskopischen E-Feld-Messung die Behauptung weiter belegt werden, daß die beobachteten Schwingungen von "elektrostatischen" Wellen herühren.

Abb. 12 gibt den zeitlichen Verlauf des Quadrats der elektrischen Feldstärke wieder (gemittelt über den in Abb. 8 und Abb. 11 angegebenen Bereich). Der dargestellte Verlauf wurde in einer Kompressionswelle des Falls 2 (Abb. 5 und 11) gemessen. Bei gleichem Kolbenfeld, aber anderen Anfangsmagnetfeldern ergab sich ein ähnlicher Verlauf, das Maximum war jedoch niedriger und lag meist bei einem etwas späteren Zeitpunkt. Sowohl die Lage als auch die Höhe des Maximums dürfen nicht überinterpretiert werden, da der statistische Meßfehler verhältnismäßig hoch ist. Die in Abb. 12 eingetragenen Fehlerschranken geben den mittleren statistischen Fehler des entsprechenden Werts an. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß der wahre Wert außerhalb dieser Schranken liegt, beträgt ca 30%.

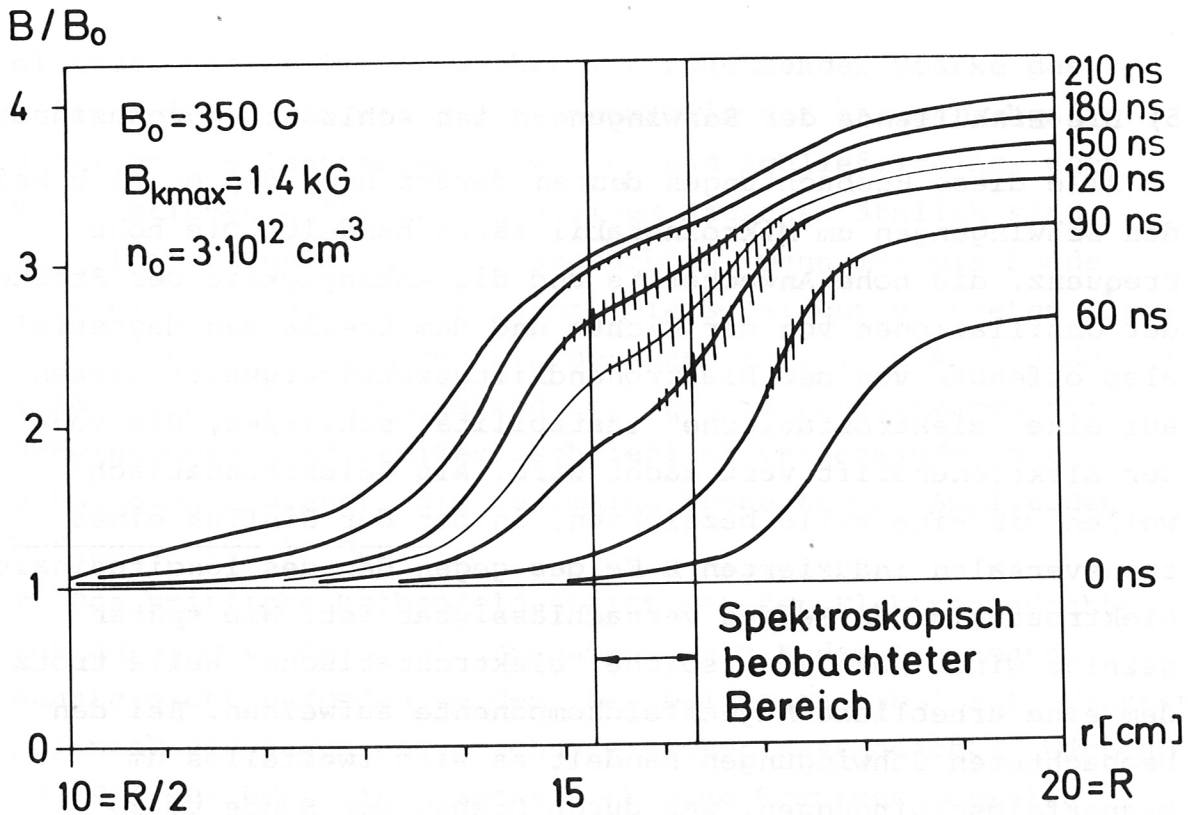


Abb.11 Auftreten von Magnetfeldoszillationen im Kolbenbereich einer Kompressionswelle  
 Die Höhe der Schraffierung an den Magnetfeldprofilen gibt schematisch die Amplitude der Magnetfeldoszillationen an. (Maximale Amplitude 10 Gauss)

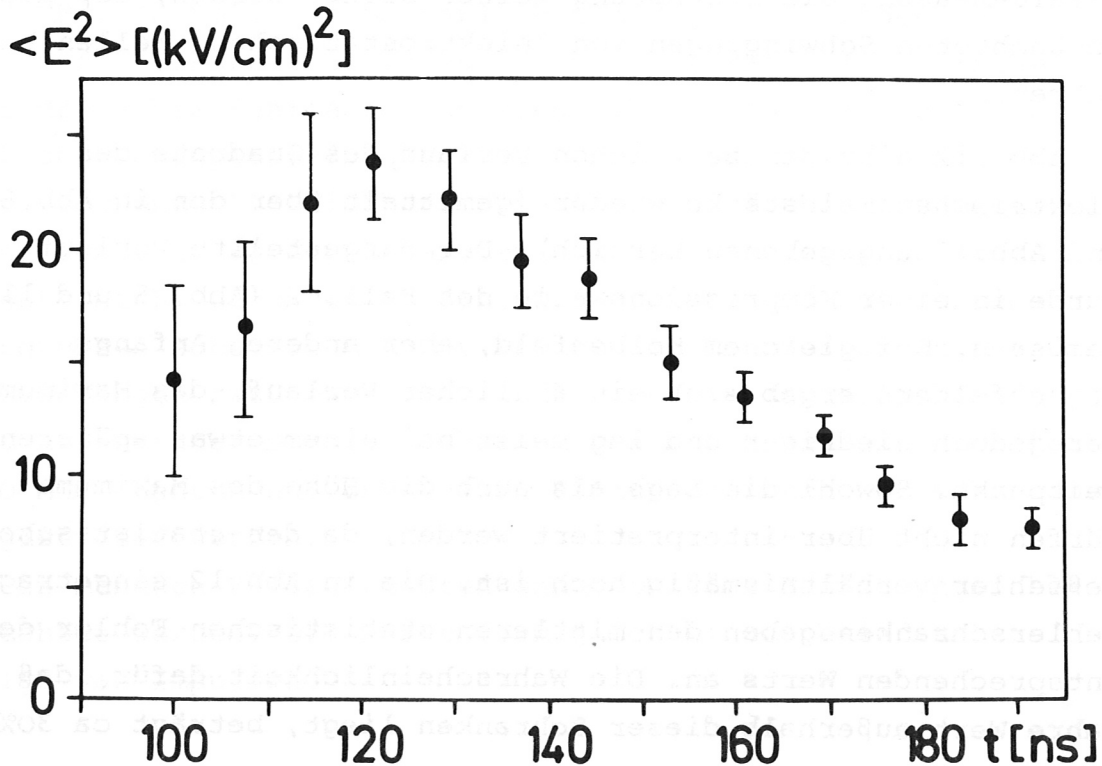


Abb.12 Zeitlicher Verlauf des Quadrats der elektrischen Feldstärke in dem in Abb.11 angegebenen Bereich. Fehler-schranken: statistischer Fehler des eingetragenen Werts.

Ein Vergleich zwischen Abb.11 und Abb.12 zeigt, daß die elektrischen Feldfluktuationen innerhalb der Meßunsicherheit gleichzeitig mit den magnetischen Fluktuationen in dem in Abb.11 angegebenen Bereich auftreten. Weitere Messungen ergaben, daß auch das örtliche Maximum von elektrischen und magnetischen Fluktuationen ungefähr zusammenfällt. Es wurde ferner festgestellt, daß die elektrischen Fluktuationen wie die Magnetfeldschwingungen bei kleinerem Kolbenfeld schwächer werden und schließlich nicht mehr eindeutig nachweisbar sind. Das alles zeigt, daß elektrische und magnetische Fluktuationen mit hoher Sicherheit von der gleichen elektrostatischen Instabilität herrühren.

Die einzelnen experimentellen Ergebnisse lassen sich also zu einem einheitlichen Bild von den Vorgängen in den Kompressionswellen zusammenfügen, allerdings ohne daß zunächst detaillierte Aussagen über die Natur der Instabilität möglich sind. Diese Lücke läßt sich jedoch zum Teil durch theoretische Betrachtungen schließen.

### 3. Theoretisch zu erwartende Instabilitäten

Es soll nun untersucht werden, wie weit sich die experimentell gewonnenen Aussagen über die Art der im Kolbenbereich beobachteten Mikroinstabilität, ihre Frequenz, Anwachsrate und maximale Amplitude theoretisch bestätigen lassen. Die Problematik wird durch zwei Fragen umrissen:

- 1) Welche Instabilitäten haben bei den Plasmabedingungen im Kolbenbereich die maximale Anwachsrate, wie hoch ist sie und bei welcher charakteristischen Frequenz tritt sie auf?
- 2) Zu welcher Amplitude wachsen die Wellen maximal an?

Zur Beantwortung der ersten Frage benötigt man die vollständige Dispersionsbeziehung für kleine Störungen. Durch qualitative Argumente kann man mehrere Zweige dieser Dispersionsbeziehung ausscheiden, so daß das Problem überschaubar wird und sich mit den bekannten theoretischen Methoden lösen läßt.



Die zweite Frage kann bisher nicht theoretisch beantwortet werden, da die Nichtlinearität der Vlasov-Gleichung, die bei großen Amplituden zu beachten ist, eine Kopplung zwischen allen Moden verursacht und so das Problem ungemein erschwert. Eine gewisse Lösung bahnt sich mit der sogenannten numerischen Plasmasimulation an, in der mit sehr hohem Aufwand an Computer-Rechenzeit ein Plasma aus mehreren  $10^5$  Modellteilchen durch Lösung ebenso vieler Bewegungsgleichungen und der Maxwell-Gleichungen numerisch beschrieben wird /22, 23/. Ein Vergleich mit diesen Rechnungen ist jedoch noch verfrüht. Der gemessene Wert der maximalen elektrischen Feldstärke kann deshalb nur als Anregung für weitere theoretische Arbeiten betrachtet werden. Wir werden uns also auf eine Diskussion der ersten Frage beschränken und zeigen, daß die Messergebnisse im Rahmen ihrer Genauigkeit mit der Theorie übereinstimmen. Dabei stützen wir uns im wesentlichen auf Arbeiten von GARY and SANDERSON /16,17/.

Mikroinstabilitäten haben ihre Ursache stets in einer Abweichung der Geschwindigkeitsverteilungen von einer Maxwellverteilung. Im Fall von Kompressionswellen senkrecht zu einem Magnetfeld sind diese Abweichungen

- 1) die Driftbewegung der Elektronen,
- 2) eine Anisotropie der Elektronen- und Ionenverteilung
- 3) eine Nicht-Maxwell'sche Ionenverteilung mit mehreren Maxima.

Wie bereits gezeigt werden konnte, scheint die Anisotropie und Mehrhöckerigkeit der Ionenverteilung nicht zu einer Instabilität zu führen. (Wahrscheinlich sind die Anwachsraten so klein, daß eine Instabilität innerhalb der Meßzeit nicht beobachtet werden kann).

Die Anisotropie der Elektronen-Verteilung ist nicht bekannt. Da die Aufheizung der Elektronen im wesentlichen durch Zweierstöße erfolgt, dürfte sie gering sein. Wir verzichten deshalb auf eine genauere Untersuchung von Anisotropie-Instabilitäten. Es wird sich auch zeigen, daß für unsere Versuchsbedingungen

eine Driftinstabilität existiert, deren Anwachsrate höher ist, als sie bei Anisotropie-Instabilitäten zu erwarten ist (s. /16/).

Als Beispiel soll im folgenden der Fall 2 (Abb.5 und 11) diskutiert werden. Bei  $r = 158$  mm und zur Zeit  $t = 150$  ns beträgt die Driftgeschwindigkeit  $v_D$  etwa  $1/5$  der thermischen Elektronengeschwindigkeit  $v_{eth} = \sqrt{2kT_e / m_e}$  ( $T_e = 100$  eV,  $n = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) oder 24-fache Ionenschallgeschwindigkeit  $s = \sqrt{kT_e / m_i}$ . Die Anregung elektrostatischer Elektronenschwingungen (BUNEMAN -Instabilität /14/) scheidet aus, da für sie die Anregungsbedingung  $v_D > v_{eth}$  nicht erfüllt ist. Weiterhin scheiden Wellen parallel zum Magnetfeld aus, da die Phasengeschwindigkeit der Wellen eine Komponente in Drift-Richtung haben muß. Damit reduziert sich das Problem auf die Untersuchung von Ionenwellen, die sich ungefähr parallel zur Drift ausbreiten.

Wie GARY /17/ zeigt, existiert unter unseren Bedingungen die bekannte Dispersionsbeziehung für den Ionenschall nur für  $k$ -Vektoren, die von der Senkrechten zu  $\vec{B}$  um einen bestimmten Mindestwinkel abweichen. Für Wellen, die sich fast senkrecht zum Magnetfeld ausbreiten, hat die Dispersionsbeziehung infolge der Wechselwirkung zwischen Ionenschall und (durch die Driftgeschwindigkeit  $v_D$ ) Doppler-verschobenen Elektronen-Cyclotron-Wellen (BERNSTEIN-Wellen) einen wesentlich anderen Verlauf. In Abb.13 ist der Realteil  $\omega$  der komplexen Frequenz in Abhängigkeit von der reellen Wellenzahl  $k$  (für Ausbreitung parallel zur Drift) dargestellt.

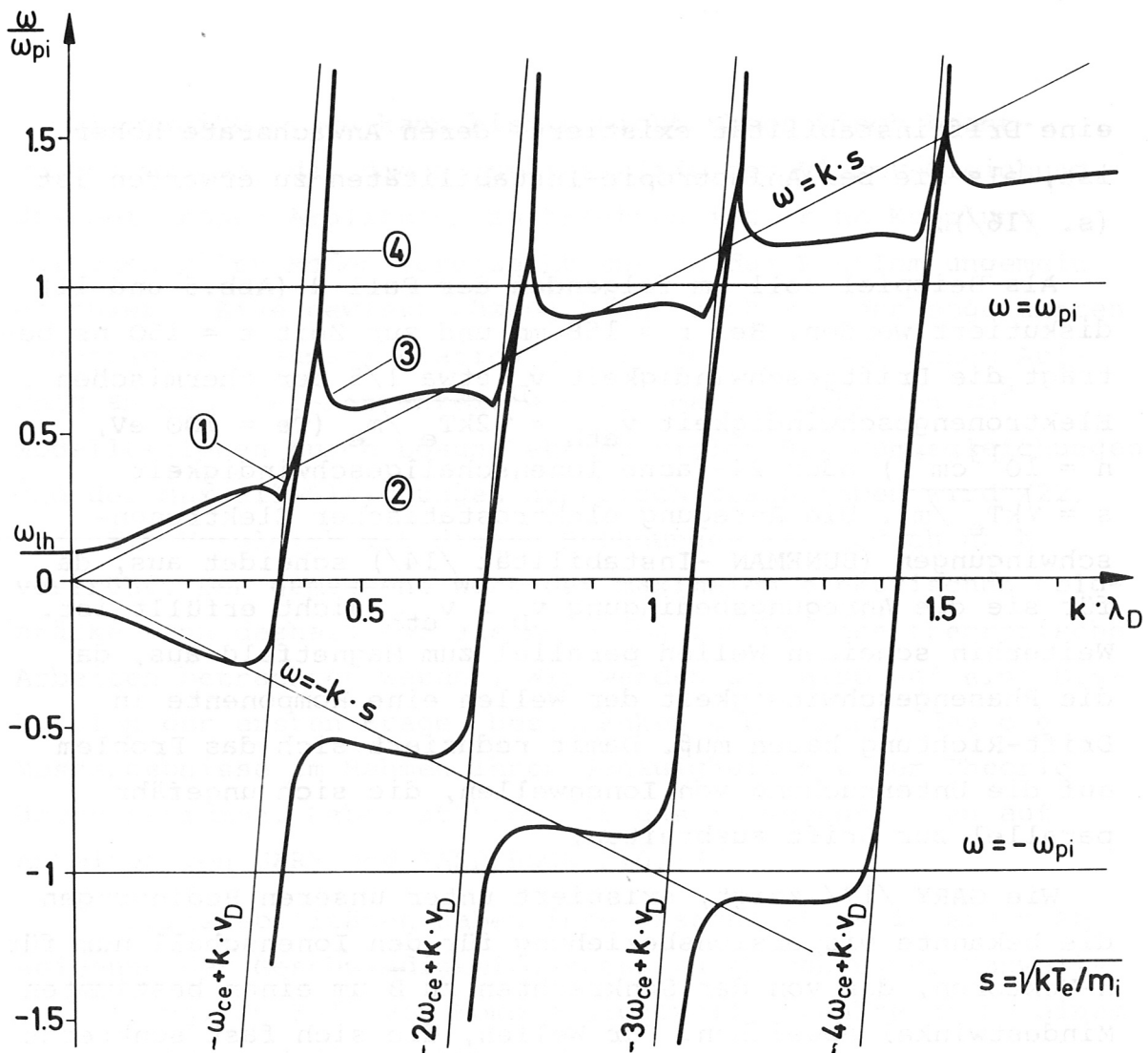


Abb.13 Dispersionsbeziehung für den Fall einer Kopplung von Ionenschall mit Elektronen-Cyclotron-Wellen.

$k \parallel v_D \perp B$ .  $m_i/m_e = 7344$  ( $D_2^+$ -Ionen)  $T_e/T_i = 10$ ,  $\omega_{ce}/\omega_{pi} = 8,5$ ,  $v_D/s = 24$ . Diese Zahlenwerte entsprechen dem Fall 2 (Deuteriumentladung) bei  $r = 158$  mm und  $t = 159$  ns.

Negatives  $\omega$  bedeutet Ausbreitung der Wellen entgegengesetzt zu  $v_D$ .

Positives  $\omega$  bedeutet Ausbreitung der Wellen in Richtung der Drift, negatives  $\omega$  Ausbreitung entgegen der Drift. Die steil verlaufenden schrägen Geraden  $\omega = -m\omega_{ce} + kv_D$  ( $m = 1, 2, \dots$ ) sind die Asymptoten der Doppler-verschobenen Elektronen-Cyclotron-Wellen. Die Dispersionsbeziehung für Ionenschall wird für  $k\lambda_D \ll 1$  durch die Geraden  $\omega = \pm ks$  angenähert, für  $k\lambda_D \gg 1$  durch  $\omega = \pm \omega_{pi}$ . An den (imaginären) Schnittpunkten der Dis-

persionskurven beider Wellentypen tritt eine starke Resonanz auf, die zu erhöhter Dämpfung oder zu Instabilität führen kann. Abb.14 zeigt einen Ausschnitt aus Abb.13. Zusätzlich ist gestrichelt der Imaginärteil  $\gamma$  der komplexen Frequenz eingetragen. Positives  $\omega$  bedeutet wieder Ausbreitung parallel zur Drift, positives  $\gamma$  bedeutet Anwachsen der Welle (Instabilität), negatives  $\gamma$  Dämpfung.

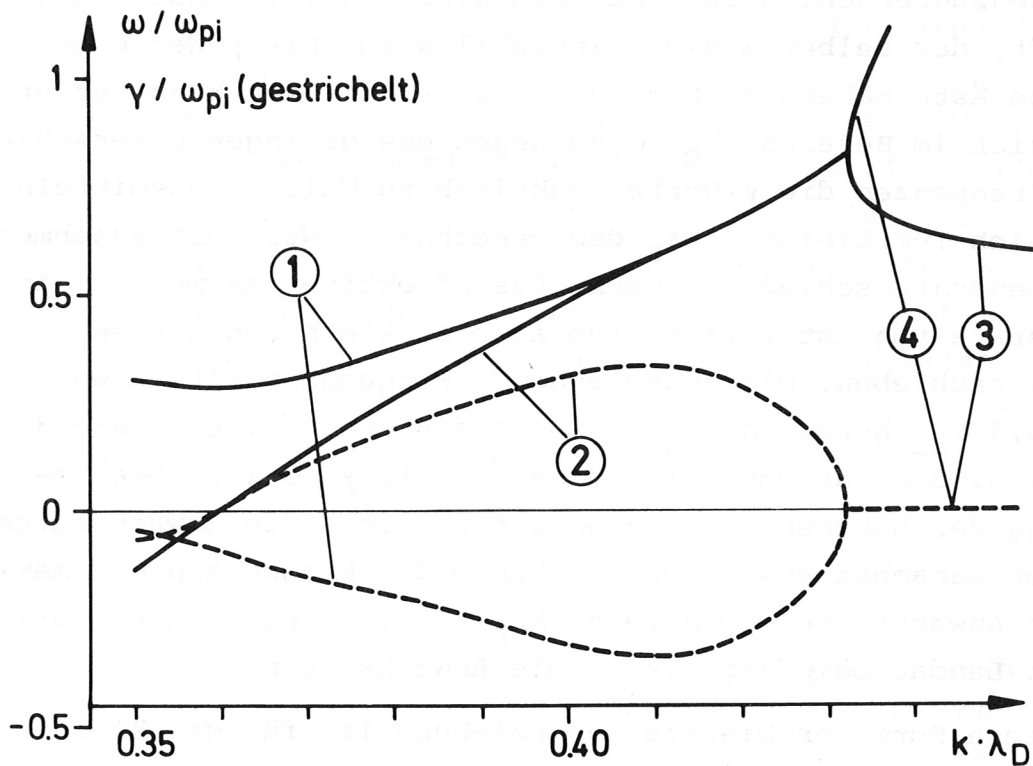


Abb.14 Ausschnitt aus Abb.13. Die gestrichelte Kurve stellt den Imaginärteil der komplexen Frequenz dar. Positives  $\gamma$  bedeutet Instabilität, negatives  $\gamma$  Dämpfung der Wellen.

Die Dispersionsbeziehung wurde numerisch mit einem Programm berechnet, das freundlicherweise von Herrn Dr. Chodura zur Verfügung gestellt wurde. Es verwendet Gleichungen von GARY und SANDERSON /16/, die unter sehr allgemeinen Annahmen aus der Vlasov-Gleichung abgeleitet sind.

Die Frequenzen  $\omega$  der Äste 1 und 2 nähern sich bis  $k\lambda_D = 0,43$  einander an (ab  $k\lambda = 0,41$  ist die Differenz kleiner als die Rechenungenauigkeit), wobei Ast 1 eine hohe Dämpfungsrate und Ast 2 eine dem Betrag nach fast ebenso hohe Anwachsrate aufweist. Obwohl es sich in der linearisierten Theorie um zwei voneinander unabhängige Wellentypen handelt, muß in einem realistischen Plasma aufgrund von Inhomogenitäten oder niederfrequenten Wellen ein Energieaustausch zwischen beiden Ästen angenommen werden, der umso stärker ist, je kleiner der Frequenzunterschied ist. Dadurch wird Ast 1 von Ast 2 entdämpft, der selber weniger instabil wird. Die  $\gamma$ -Werte der beiden Äste nähern sich also einander an. Man kann vermuten, daß sich im Bereich  $k\lambda_D > 0,40$  wegen des geringen Unterschieds der Frequenzen die  $\gamma$ -Werte praktisch zu Null herausmitteln und sich für kleinere  $k\lambda_D$  dem berechneten Wert mit zunehmendem Frequenzunterschied annähern. Das effektive Maximum der Anwachsrate von Ast 2 wird sich also zu kleineren Werten von  $k\lambda_D$  verschieben. Die entsprechende Frequenz dürfte etwa  $\omega = 0,3 \omega_{pi}$  betragen, die Anwachsrate  $\gamma = \omega/2$ . Die Äste 3 und 4 sind nicht von Belang, da für sie  $\gamma \approx 0$  ist. Die Umgebung der höheren Resonanzen ist ähnlich, die Anwachsrate werden zunächst etwas höher, ebenso die Frequenzen mit maximaler Anwachsrate. Im Bereich  $k\lambda_D \gg 1$  verringert die starke Ionen-Landau-Dämpfung wieder die Anwachsrate.

Diese Form der Dispersionsbeziehung ist für den kleinen Bereich des Winkels  $\alpha$  zwischen R und der Normalen zu B gültig, in dem die Elektronen-Cyclotron-Wellen schwach gedämpft sind, nämlich für

$$\alpha < \omega_{ce} / kv_{eth} \approx 1^\circ$$

Für größere Winkel  $\alpha$  gilt die Dispersionsbeziehung des Ionenschalls.

GARY hat bereits festgestellt, daß die Anwachsrate für Wellen, die sich genau senkrecht zu B ausbreiten, wesentlich höher ist als für den Ionenschall schräg zu B. Er schließt aus dem kleinen Winkelbereich von  $\alpha$ , daß im Experiment dem

Ionenschall trotz der kleineren Anwachsrate eine größere Bedeutung zukommt. Wir möchten diese Meinung nicht übernehmen. Es ist nämlich zu bedenken, daß ein kleiner Unterschied in der Anwachsrate nach mehreren Anwachszeiten einen großen Amplitudenunterschied bewirkt. Da unsere Messungen am MINIMAX sich mit den berechneten Frequenzen und Anwachsrate sehr gut decken, schließen wir vielmehr, daß auch in unserem Fall mit  $T_e \gg T_i$  bevorzugt die Instabilität der Elektronen-Cyclotron-Wellen angeregt wird.

Eine gewisse Problematik ergibt sich durch Inhomogenitäten, und langsame Veränderung der Parameter. Es ist nicht klar, wie sich das Plasma verhält, wenn die relativ scharfe Resonanz zwischen Ionenschall und Elektronen-Cyclotron-Wellen nicht zu jeder Zeit und an jedem Ort für die gleiche Wellenzahl  $k$  angeregt wird. Eine adiabatische Änderung der Parameter könnte auch ohne nichtlineare Effekte zu einer Heizung der Elektronen führen, wenn dadurch Wellenenergie aus einem instabilen Mode in einen gedämpften Mode übergeht. Die numerische Plasmasimulation sollte sich sehr gut für solche Untersuchungen eignen.

#### 4. Die Magnetfeldkomponente einer elektrostatischen Welle

Wie gezeigt wurde, deutet alles darauf hin, daß sowohl spektroskopisch als auch mit der Magnetfeldsonde die beschriebene Instabilität beobachtet wurde. Da es sich bei den angeregten Wellen um elektrostatische Wellen handelt, von denen meist angenommen wird, daß ihre Magnetfeldkomponente gegenüber der elektrischen Feldkomponente vernachlässigbar ist, erscheint die Angabe einer oszillierenden Magnetfeldkomponente von mehreren Gauss zunächst sehr hoch. Man kann jedoch zeigen, daß diese Annahme für die hier diskutierten Wellen nicht richtig ist. Da für diese Wellen die Berechnung der Magnetfeldkomponente schwierig ist und hier nur eine grobe Abschätzung erforderlich ist, wurde sie mit linearisierten Flüssigkeitsgleichungen für vergleichbare Wellen durchgeführt. Im Gegen-

satz zur Vlasov-Theorie hat das Zwei-Flüssigkeitsmodell die Elektronen-Cyclotron-Wellen nicht als Lösung, sondern liefert auch mit Drift für alle Ausbreitungsrichtungen den Ionenschall. Die Verkoppelung von Elektronen-Cyclotron-Wellen mit dem Ionenschall, die aus der Vlasov-Theorie folgt, sollte aber eine ähnliche Magnetfeldkomponente haben wie der Ionenschall der Flüssigkeitsnäherung. Für den Ionenschall kann man unter Vernachlässigung des transversalen Verschiebungsstroms, der Lorentzkraft der Ionen und der longitudinalen Komponente der Trägheitskraft der Elektronen sowie mit der Annahme  $T_i = 0$  aus den Gleichungen 133 bis 135 in FÜNFER-LEHNER /24/ das Verhältnis der Energiedichten des oszillierenden Magnetfeldanteils  $\langle E^2/8\pi c^2 \rangle$  berechnen. Es ergibt sich zu

$$\frac{\langle B^2/8\pi \rangle}{\langle E^2/8\pi c^2 \rangle} = \left( \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \cdot \frac{\omega_{ce}}{\omega} \cdot \frac{\omega}{ck} \cdot \frac{1 - \omega^2/\omega_{pi}^2}{1 + \omega_{lh}^2/k^2 v_A^2} \right)^2$$

In dieser Näherung ist also der Ionenschall im Bereich der Ionenplasmaresonanz ( $\omega = \omega_{pi}$ ) rein elektrostatisch. Für Frequenzen  $\omega^2 \ll \omega_{pi}^2$  jedoch ist die Energie der Magnetfeldkomponente  $\sim \omega^{-6}$  ( $\omega/ck$  ist nahezu konstant). Das aus den gemessenen Effektivwerten von E und B (5 kV/cm bzw. 5 Gauss) berechnete Verhältnis beträgt ca. 0,1. Die angegebene Formel ergibt das gleiche Verhältnis für  $\omega \sim \omega_{pi}/4$ . Eine oszillierende Magnetfeldkomponente von der beobachteten Stärke ist also plausibel.

Eine gewisse Schwierigkeit ergibt sich allerdings daraus, daß die Wellenlänge dieser Mikroinstabilität  $2\pi/k = 1 \dots 2 \cdot 2\pi\lambda_D = 0,15 \dots 0,30$  mm (s. Abb.11) wesentlich kleiner ist als der Sondendurchmesser. Wegen dieses Größenunterschieds ist das Wellenfeld in der Umgebung der Sonde sicher stark gestört. Man darf daraus jedoch nicht folgern, daß für Wellenlängen, die kleiner sind als der Sondendurchmesser, kein Magnetfeld gemessen werden dürfte. Unter der Annahme, daß die Dichte an der Sondenoberfläche in einer dünnen Schicht auf Null ab-

nimmt, erhält man eine völlige Reflexion der Wellen. In der reflektierenden Schicht fließt dann ein oszillierender Strom in  $\vec{k} \times \vec{B}$  - Richtung, der doppelt so groß ist wie im ungestörten Wellenfeld. Dieser Strom erzeugt im Inneren der Sonde ein Magnetfeld, das in der Größenordnung mit dem ungestörten Feld übereinstimmt. Da aus dem Zahlenwert für die Amplitude der Magnetfeldfluktuationen keinerlei Schlüsse gezogen wurden, bleibt die bisherige Argumentation durch diese Unsicherheit unberührt.

Nachdem die in Abschnitt 3 gezogenen Schlüsse nun als gesichert betrachtet werden können, wollen wir unsere Ergebnisse mit denen anderer Experimente vergleichen, in denen ähnliche Effekte bei anderen Parameterkombinationen untersucht wurden.

### 5. Vergleich mit anderen Experimenten

Zuverlässige Messungen der Frequenz instabil angeregter Wellen wurden an Stoßwellen von DAUGHNEY, HOLMES und PAUL /4/ ("TARANTULA"-Experiment) und von KEILHACKER und STEUER /2/ ("TURBULENZEXPERIMENT") mit Hilfe von Laser-Licht-Streuung durchgeführt. Die Laserstreuung liefert im Gegensatz zu Sondenmessungen, wie sie am MINIMAX durchgeführt wurden, das Frequenzspektrum der Wellen in einem kleinen Bereich  $\Delta \vec{k}$ , um einen bestimmten Wellenvektor  $\vec{k}$ . Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß Wellenlänge und Ausbreitungsrichtung der Wellen durch die Streugeometrie festgelegt und damit bekannt sind, ihr Nachteil ist, daß ein mühsames Abtasten des  $\vec{k}$ -Spektrums notwendig ist, um die Frequenz mit maximaler Amplitude zu ermitteln.

In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten Plasmaparameter dieser drei Experimente sowie die Frequenz der angeregten Wellen zusammengestellt.

	$\omega_{pe}/\omega_{ce}$	$\delta\pi n k T/B^2$	$T_i/T_e$	$m_i/m_e$	$v_D/S$	$k\lambda_D$	$\omega/\omega_{pi}$
TURBULENZEXP.	60	1,5	$\sim 1$	3672 ( $D^+$ )	1,7	0,8	0,4
TARANTULA	44	0,3	$\ll 1$	1836 ( $H^+$ )	6	0,8	0,5
MINIMAX	10	0,04	$\ll 1$	7344 ( $D_2^+$ )	24	-	0,3-0,5



Das Turbulenzexperiment und TARANTULA arbeiten in einem Bereich höherer Dichte ( $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ) und erzeugen stationäre Stoßwellen. Mikroinstabilitäten werden an diesen Experimenten in der Stoßfront beobachtet. Trotzdem ist ein Vergleich mit den Ergebnissen von MINIMAX sinnvoll, da die Instabilitäten in allen drei Experimenten von einer Elektronendrift senkrecht zum Magnetfeld verursacht werden. Wegen der geringen Frontbreite von 1,4 mm (aufgrund der hohen Dichte) ist am TARANTULA eine genaue Lokalisierung der Instabilitäten nicht möglich. Es ist jedoch anzunehmen, daß sie wie beim TURBULENZEXPERIMENT in der Nähe des Übergangs zwischen Stoßfront und Plateau maximal angeregt sind. Deshalb wurden in der Tabelle für TARANTULA die Dichte, die Temperatur und die Magnetfeldstärke im Plateau zugrundegelegt, während beim TURBULENZEXPERIMENT und beim MINIMAX von den lokal gemessenen bzw. geschätzten Werten ausgegangen wurde.

Es zeigt sich, daß in allen drei Experimenten die mittlere Frequenz der Wellen etwa gleich ist, nämlich  $\omega_{\text{pi}}/3$  bis  $\omega_{\text{pi}}/2$ . Sowohl am TURBULENZEXPERIMENT als auch am TARANTULA wurde in einem schmalen k-Bereich ( $\Delta k/k = 0,4$  im TURBULENZEXPERIMENT) ein relativ breites Frequenzspektrum beobachtet (seine Breite war ungefähr gleich der mittleren Frequenz). Die Dispersionsbeziehungen, die für die untersuchte Ausbreitungsrichtung ( $\vec{k} \perp \vec{B}$ ) in beiden Fällen ähnlich der in Abb. 13 dargestellten verlaufen, lassen eine zwanglose Erklärung der Meßergebnisse zu: Wegen des steilen Verlaufs von Ast 2 und seiner höheren Harmonischen ist auch in einem schmalen k-Bereich mit einem breiten Frequenzspektrum zu rechnen. DAUGHNEY et al./4/ nehmen dagegen an, daß in TARANTULA die Ionenschall-Instabilität angeregt wird. Wegen des flachen Verlaufs der Dispersionskurve für den Ionenschall kann die Frequenzbreite dann nicht so erklärt werden. Die Autoren führen sie deshalb auf eine starke zeitliche Inkohärenz der Wellen zurück.

An beiden Experimenten wurden also wahrscheinlich Elektronen-Cyclotron-Wellen beobachtet. Im TURBULENZEXPERIMENT sind nach

der linearisierten Theorie nur diese Wellen instabil, da der Ionenschall wegen der hohen Ionentemperatur stark gedämpft ist. Im TARANTULA könnten die Elektronen-Cyclotron-Wellen durch nichtlineare Wechselwirkung mit dem Ionenschall angeregt werden, der hier für Ausbreitungsrichtungen schräg zum Magnetfeld instabil ist. Die einfachere Erklärung ist jedoch, daß auch hier diese Wellen aufgrund ihrer eigenen Instabilität angeregt werden.

Auch im MINIMAX-Plasma, das wegen  $T_i \ll T_e$  mehr dem TARANTULA-Plasma entspricht, tritt die Elektronen-Cyclotron-Instabilität auf. Diese Instabilität hat also offenbar unabhängig vom Verhältnis  $T_i/T_e$  eine größere Bedeutung, als bisher angenommen wurde. Da sie von der Elektronen-Drift angeregt wird, sollte sie nicht nur in Kompressionswellen auftreten, sondern allgemein in Plasma, in denen eine genügend große Komponente des Stroms senkrecht zu einem Magnetfeld fließt.

## Zusammenfassung und Erörterung von Möglichkeiten zur Weiterführung der Untersuchungen

Es wurde gezeigt, daß in Kompressionswellen senkrecht zu einem Magnetfeld im Bereich des "magnetischen Kolbens" eine anomal hohe Magnetfelddiffusion auftritt. Sie ist auf eine Mikroinstabilität zurückzuführen, die mit einer schnellen Magnetfeldsonde und mit einer spektroskopischen E-Feld-Messung nachgewiesen wurde. Die gemessenen Frequenzen und Anwachsraten ( $\omega = 0,3 \dots 0,5 \cdot \omega_{pi}$ ,  $\gamma \sim \omega/2$ ) lassen sich gut durch die Dispersionsbeziehung für elektrostatische Wellen erklären, die aus der Vlasov-Gleichung unter Berücksichtigung des Magnetfeldes und der Elektronendrift berechnet wurde /16/. Die beobachtete Instabilität ist eine driftgetriebene Elektronen-Cyclotron-Instabilität. Es zeigt sich, daß diese Instabilität nicht nur, wie bisher angenommen wurde, im Fall hoher Iontemperatur als Ursache eines erhöhten Widerstandes betrachtet werden muß, sondern daß ihr eine weit allgemeinere Bedeutung zukommt. Insbesondere tritt diese Instabilität wahrscheinlich in vielen Fällen auf, in denen bisher eine Ionenschallinstabilität angenommen wurde.

In weiteren Untersuchungen sollte der Bereich der Plasma-parameter abgegrenzt werden, in dem die Elektronen-Cyclotron-Instabilität dominiert. Die Experimente könnten sehr gut am MINIMAX oder einer ähnlichen Anlage durchgeführt werden, da es die hier angewandte Methode der UV-Strahlungsvorionisation gestattet, die Plasmamparameter in einem weiten Bereich unabhängig voneinander zu variieren. Zunächst sollten die Untersuchungen auf die Anfangsphase der Instabilität konzentriert werden, in der die linearisierte Theorie der Plasmawellen anwendbar ist. Dazu sollten die beschriebenen Meßmethoden systematisch angewandt werden. Die magnetischen Sondenmessungen könnten durch elektrische Sondenmessungen ergänzt werden. Eine numerische Fourier-Analyse der beobachteten Schwingungen ist anzustreben. In absehbarer Zukunft dürfte die Technik der CO<sub>2</sub>-Laser-Streuung so weit entwickelt werden,

daß auch in dünnen Plasmen (mit großer Debye-Länge) eine Bestimmung der Wellenlänge und Ausbreitungsrichtung der instabilen Wellen möglich ist.

Mit Hilfe derartiger Methoden sollte man eindeutig klären können, wie weit die lineare Theorie des homogenen stoßfreien Plasmas in der Praxis anwendbar ist, d.h. wann Inhomogenitäten, zeitliche Veränderung der Parameter oder Zweierstöße eine Erweiterung der vorhandenen Theorie notwendig machen. Besseres Verstehen dieser und ähnlicher Instabilitäten ist eine wichtige Voraussetzung für viele Fusionsexperimente. Es ermöglicht, eine Instabilität entweder zu "züchten", um sie zur Plasmaheizung zu verwenden, oder Maßnahmen gegen sie zu ergreifen, falls sie z.B. einen Plasmaeinschluß oder eine magnetische Kompression von Plasmen verhindert.

## Anhang

### A 1 Die schnelle Magnetfeldsonde<sup>+)</sup>

Zur Messung lokaler Magnetfelder im Plasma sind Sonden mit einer oberen Grenzfrequenz von ca. 30 MHz und einem Außendurchmesser von mindestens 3 mm üblich. Sie haben im Prinzip folgenden Aufbau: die beiden Drahtenden einer kleinen Spule mit etwa 20 Windungen werden auf einer Länge von ca. 50 cm zu einer Doppelleitung verdrillt und an ein Koaxkabel angeschlossen. Verdrillte Leitung und Spule werden zur Abschirmung von einem Metallröhrchen umgeben, das wiederum von einem Quarzröhrchen gegen das Plasma insoliert wird. Solche Sonden zeigen eine Resonanz bei einer Frequenz von einigen 10 MHz, da auf eine Anpassung des Wellenwiderstands der verdrillten Leitungen an den des Koaxkabels meist verzichtet wird. Störende Eigenschwingungen einer Sonde werden vermieden, wenn eine homogene Leitung bis unmittelbar an die Sonden­spule herangeführt wird. Die Zeitkonstante der Sonde ist dann durch den Quotienten Spuleninduktivität / Kabelimpedanz gegeben. Daraus folgt unmittelbar, daß die Anstiegszeit verringert wird, wenn man den Windungsquerschnitt und die Windungszahl der Spule reduziert. Möglichst kleine Abmessungen der Sonde sind auch anzustreben, um die räumliche Auflösung zu verbessern. Denn im allgemeinen ist die Wellenlänge einer magnetischen Störung im Plasma umso kleiner, je höher ihre Frequenz ist. Man kann deshalb das verbesserte Zeitverhalten einer Sonde meist nur dann ausnützen, wenn auch die Ortsauflösung verbessert wird.

Aufgrund dieser Überlegungen wurde die in Abb.1 dargestellte Sonde gebaut. Sie basiert auf einer von G.Decker und D.L.Honea entwickelten Sonde, die ein schlechteres Zeitverhalten hat, aber noch kleiner ist /25/.

<sup>+)</sup>  Die beschriebene Sonde wurde in Zusammenarbeit mit Herrn Dr. M.Kornherr entwickelt.

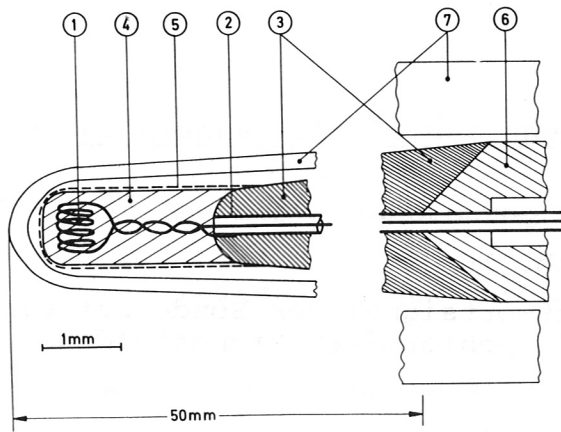


Abb.15 Schema der schnellen Sonde

- (1) Sondenspule
- (2) Mikro-Koaxkabel
- (3) Kupferüberzug
- (4) Epoxydharz
- (5) Silberschicht
- (6) Silberröhrchen
- (7) Quarzröhrchen

Die Seele eines Mikro-Koaxkabels (2) (Typ UT8,  $Z = 50 \text{ Ohm}$ , Außendurchmesser  $0,2 \text{ mm}$ ) von ca.  $60 \text{ cm}$  Länge ist zu einer Spule (1) gewickelt (Innendurchmesser ca.  $0,5 \text{ mm}$ , 5 Windungen,  $L = 3 \text{ nHy}$ ). Das Kabel ist bis auf ein Stück von  $50 \text{ mm}$  Länge durch ein dickwandiges Silberröhrchen (6) gegen schnell veränderliche Magnetfelder abgeschirmt. Damit der Außendurchmesser der Sondenspitze möglichst klein bleibt, ist das vordere Ende mit einer dicken elektrolytisch aufgebracht und dann konisch abgeätzten Kupferschicht (3) magnetisch abgeschirmt. Die Sondenspule ist in Epoxydharz eingebettet, das zur elektrostatischen Abschirmung chemisch versilbert ist (5). Die Silberschicht ist so dünn, daß sie von Magnetfeldern genügend schnell durchdrungen wird, aber so dick, daß ihre Leitfähigkeit zur elektrostatischen Abschirmung ausreicht (ca.  $1000 \text{ \AA}$ ). Zur Isolation ist die Sonde von einem konisch ausgezogenen Quarzröhrchen (7) umgeben. Der gesamte Durchmesser beträgt am Ort der Spule  $1,5 \text{ mm}$ .

Das Zeitverhalten der Sonde wurde nach folgender Methode geprüft. Der treppenförmige Puls aus einem Pulsgenerator TEKTRONIX Type 109 (Anstiegszeit  $< 0,25 \text{ ns}$ ) wurde in eine Drahtschleife eingespeist, die um die Sondenspitze gelegt wurde. Das Ausgangssignal der Sonde wurde mit einem Sampling - Oszillografen (TEKTRONIX 551 mit 1Sl-Einschub, Anstiegszeit  $0,3 \text{ ns}$ ) aufgenommen. Es ist in Abb. 16 dargestellt.

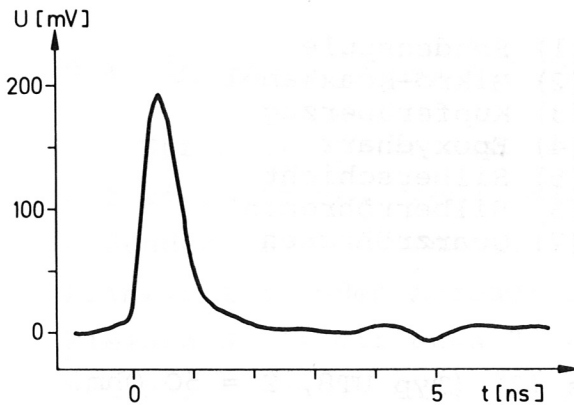


Abb. 16

Antwortsignal der Sonde auf einen treppenförmigen Magnetfeldanstieg

Der Puls ist länger, als es nach der Zeitkonstanten  $L/Z$  von 0,06 ns und der Anstiegszeit des Meß-Systems zu erwarten wäre. Er wird durch den Silberüberzug der Spule und wahrscheinlich im wesentlichen durch die Dämpfung des dünnen Koaxkabels verschliffen. Die Sonde ist mit einem erträglichen Verlust an Empfindlichkeit bis ca. 500 MHz brauchbar.

Zur Prüfung der elektrostatischen Abschirmung wurde die Sondenspitze in ein Metallröhrchen gesteckt, das an den Ausgang des Pulsgenerators angeschlossen war. Ferner konnte bei der Magnetfeldmessung im Plasma gezeigt werden, daß durch Verdrehen der Sonde um die eigene Achse das Signal auf einen Bruchteil des ursprünglichen Signals vermindert werden konnte. Das bedeutet, daß das Signal hauptsächlich durch das Magnetfeld erzeugt wurde und die elektrostatische Einstreuung hinreichend klein ist.

Die magnetische Einstreuung ins Sondenkabel wurde mit einer Sonde untersucht, bei der die Spule durch einen Kurzschluß ersetzt war. Diese blinde Sonde wurde unter verschiedenen Drehwinkeln dem Vakuumfeld des MINIMAX ausgesetzt. Die beobachtete Störung lag bis 300 ns nach Einschalten des Magnetfeldes unter der Meßgrenze von 1 mV.

## A 2 Technische Details der spektroskopischen Messung

### A 2.1 Aufbau der Meßanordnung

Die zeitaufgelöste Messung eines Linienprofils wirft in unserem Fall meßtechnische Probleme auf, die einen optimalen Aufbau der Meßapparatur notwendig machen. Deshalb wird hier die spektroskopische Meßanordnung eingehend beschrieben.

Die Schwierigkeit der Messung besteht darin, daß ein ganzes Linienprofil mit guter spektraler Auflösung (ca.  $0,3 \text{ \AA}$ ) und guter Zeitauflösung (ca. 20 ns) gemessen werden soll, und zwar mit möglichst wenigen Entladungen. Dabei ist die Leuchtdichte des Plasmas relativ klein, da die Elektronendichte niedrig ist und das leuchtende Gas (Helium) dem Entladungsgas (Deuterium) nur zu einem geringen Prozentsatz zugesetzt werden darf.

Ein lichtstarker Gittermonochromator in Verbindung mit Glasfaseroptik und acht empfindlichen Multipliern erfüllte die Forderungen befriedigend und bot zudem eine bequeme Handhabung. Der Aufbau ist in Abb. 17 schematisch dargestellt.



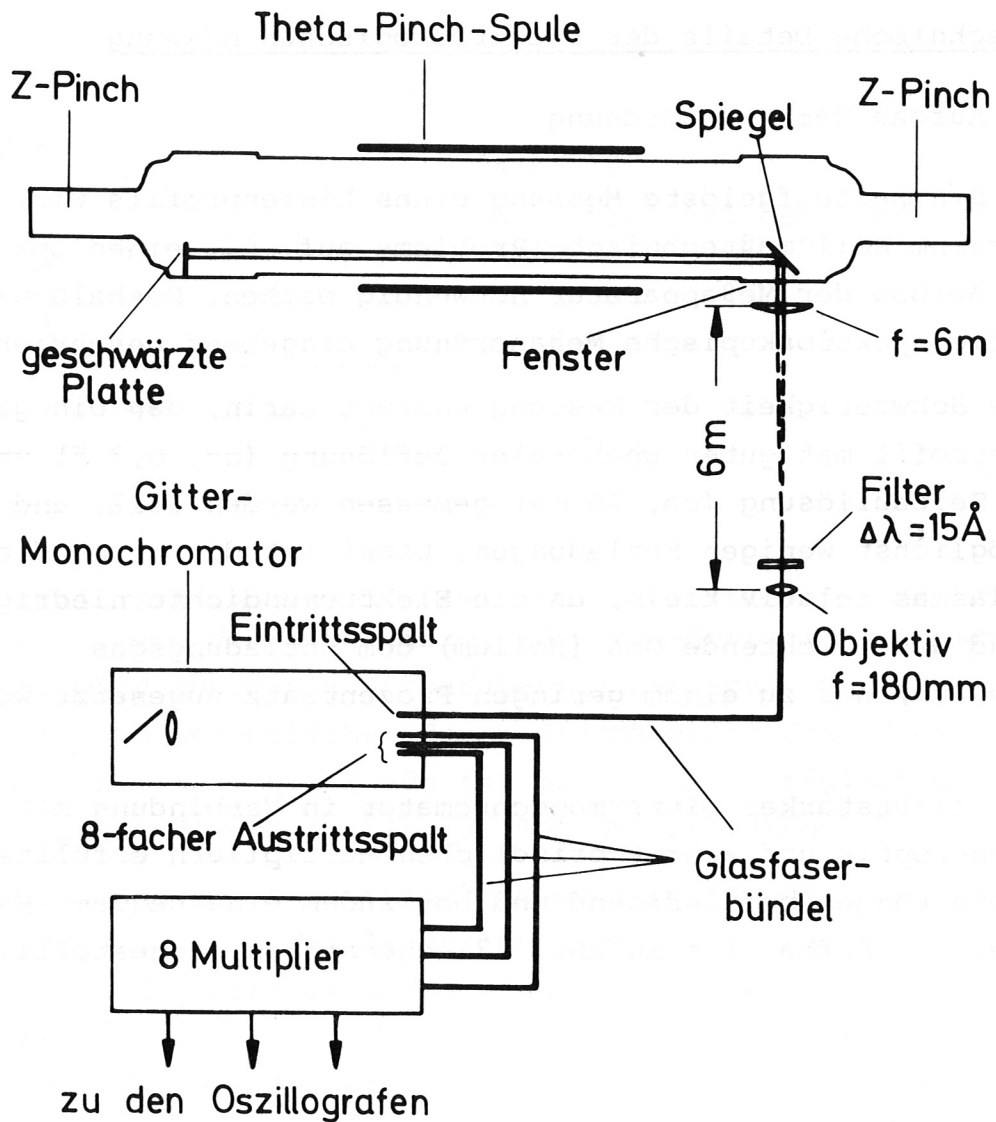


Abb. 17 Schema der Meßanordnung

Ein Ausschnitt aus einem Plasmahohlzylinder wird mit einem Objektiv  $f = 180 \text{ mm} / 1:3,5$  durch eine langbrennweitige Linse hindurch ( $f = 6 \text{ m}$ ) auf ein Glasfaserbündel abgebildet. Der Umlenkspiegel hat elliptisch zugeschnittene Ränder, damit er sich der Krümmung des Entladungsgefäßes anpaßt und möglichst wenig von der UV-Strahlung der Z-Pinche abschneidet. Das dem Plasma zugewandte Ende des Lichtleiters hat einen kreis-

bogenförmigen Querschnitt mit einem Radius von 5,6 mm, einer Sehnenlänge von 7 mm und einer Breite von 0,35 mm. Es begrenzt den beobachteten Plasmabereich. Das andere Ende des Bündels bildet den Eintrittsspalt des Monochromators, der im nächsten Abschnitt beschrieben wird. Da der Monochromator in der 5. Ordnung arbeitet, ist es notwendig, das Licht vorzuzerlegen. Diese Aufgabe erfüllt ein Interferenzfilter mit einer Halbwertsbreite von 15 Å, das unmittelbar vor dem Objektiv aufgestellt ist. Das Licht von 8 aneinandergrenzenden Wellenlängenbereichen wird über Glasfaser-Austrittsspalte zu 8 Photomultipliern RCA 7265 geleitet. Mit 4 Zweistrahloszillografen wird gleichzeitig die Lichtintensität aller Kanäle mit guter Zeitauflösung (Anstiegszeit 20 ns) registriert. Es ist notwendig, diese 8 Oszillografenspuren und das Signal der Magnetfeldsonde einander mit einer Genauigkeit von etwa 10 ns zeitlich zuzuordnen, da die Laufzeit des Signals in den Multipliern etwa 80 ns beträgt und bei den einzelnen Multipliern nicht gleich groß ist. Zu diesem Zweck wurde im Monochromatorgehäuse 200 ns vor der Plasmaentladung ein Blitzlämpchen extrem kurzer Leuchtdauer gezündet. So entstand auf den Oszillografenspuren eine Zeitmarke. Die Spannung an der Blitzlampe wurde zum SONDENSIGNAL elektronisch addiert, wodurch auch die zeitliche Zuordnung der Lichtsignale zum Magnetfeldverlauf gesichert wurde. Kabelllaufzeiten sowie die Laufzeit des Lichts zwischen Plasma und Monochromator wurden dabei berücksichtigt.

Gewisse Schwierigkeiten entstanden durch die intensive Lichtstrahlung der beiden Z-Pinche, die zur UV-Vorionisierung dienen, da trotz einer geschwärzten Blende im Entladungsgefäß Licht in den Strahlengang gelangte. Die Z-Pinche konnten deshalb nicht wie üblich mit Xenon betrieben werden, da eine starke Xe-Linie im untersuchten Spektralbereich liegt. Stattdessen wurde Krypton verwendet. Der Wirkungsgrad der Strahlungsvorionisierung sank dadurch nur um 15% /26/.

## A 2.2 Der Gittermonochromator

Der Monochromator wurde speziell für dieses Experiment aufgebaut, da seine Eigenschaften optimal dem Meßproblem angepaßt werden mußten. Die wichtigste Forderung war, daß er bei einer vorgegebenen Auflösung von ca.  $0,3 \text{ \AA}$  möglichst lichtstark sein sollte. Das bedeutet, daß die Lichtstärke des Kollimators und die Querschnittsfläche des Eintrittsspalts möglichst groß gewählt werden mußten. Mit vernünftigem Aufwand ließ sich das durch folgende Dimensionierung erreichen:

Gitter:	600 Strich/mm in 5.Ordnung Größe 107 mm x 130 mm Littrow-Aufstellung
Kollimator:	Fernbildlinse $f=640 \text{ mm/l} : 5$
Eintrittsspalt:	Gekrümmter Glasfaser-Spalt, Krümmung justierbar, $0,07 \text{ mm}$ breit, $40 \text{ mm}$ hoch
Austrittsspalt:	Gerader Vielfachspalt aus 8 aufeinander- geklebten Lagen von Glasfasern zu je $0,07 \text{ mm}$ x $40 \text{ mm}$

Dadurch ergab sich folgende Auflösung

Halbwertsbreite:  $0,33 \text{ \AA}$

Abstand der Kanäle:  $0,27 \text{ \AA}$

Die Fläche des Gitters und des Kollimators sind einander angepaßt. Die als Kollimator verwendete Fernbildlinse hat wegen ihres einfachen Aufbaus eine gute Transmission, aber keine gute Bildfeldkorrektur, so daß die verwendbare Spalthöhe auf ca.  $40 \text{ mm}$  begrenzt ist. Bei dieser Spalthöhe läßt sich die Krümmung des biegsamen Eintrittsspalts noch verhältnismäßig gut justieren. Eine Krümmung des Ein- oder Austrittsspalts ist notwendig, da die Strahlen von den Spaltändern schräg auf das Gitter auftreffen und deshalb anders abgelenkt werden als die Strahlen aus der Spaltmitte. Der Krümmungsradius beträgt bei der eingestellten Wellenlänge von  $4922 \text{ \AA}$  ca.  $350 \text{ mm}$ .

Der Eintrittsspalt wurde mit Hilfe der schmalen  $4922 \text{ \AA}$  - Linie aus einer Helium-Glimmentladung justiert. Dazu wurde

die Lichtintensität von drei benachbarten Kanälen über einen TEKTRONIX M-Einschub gleichzeitig auf dem Oszillografenschirm sichtbar gemacht. Das Gitter wurde so gedreht, daß der mittlere Kanal maximale Intensität zeigte. Dann wurde mit Justierschrauben die Krümmung des Spalts so lange verändert, bis die Seitenkanäle möglichst wenig Intensität erhielten. So konnte ein Apparateprofil mit steil abfallenden Flanken erzielt werden. Gitter-Geister oder sonstige Nebenmaxima hatten eine Stärke von maximal 0,1 % des Transmissionsmaximums.

## Literaturverzeichnis

- /1/ R.Chodura, K.Graf Finckenstein, IPP-Bericht 1/113 (1970)
- /2/ M.Keilhacker, K.-H.Steuer, Phys.Rev.Lett. 26, 694 (1971)
- /3/ M.Keilhacker, M.Kornherr, K.-H.Steuer, Z.Physik 223, 385  
(1969)
- /4/ C.C.Daughney, L.S.Homes, J.W.M.Paul, Phys.Rev.Lett. 25,  
497 (1970)
- /5/ M.Keilhacker, F.Pecorella, G.C.Vlases, Phys.Fluids 13,  
2253 (1970)
- /6/ A.Gattinger, private Mitteilung
- /7/ R.Lüst, Z.Naturforschg. 8a, 277 (1953)
- /8/ M.Kornherr, Z.Physik 233, 37 (1970)
- /9/ R.Z.Sagdeev, Sov.Phys.Tech.Phys. 6, 867 (1962)
- /10/ J.W.M.Paul, Nature 216, 363 (1967)
- /11/ L.C.Woods, Plasma Physics 13, 289 (1971)
- /12/ A.W.DeSilva, W.F.Dove, I.J.Spalding, G.C.Goldenbaum,  
Phys.Fluids 14, 42 (1971)
- /13/ B.Kadomtsev, Plasma Turbulence (Academic, New York,1965)
- /14/ O.Buneman, Phys.Rev.Lett. 1, 8 (1958)
- /15/ T.E.Stringer, J.Nucl.Energy C, 6, 267 (1964)
- /16/ S.P.Gary, J.J.Sanderson, J.Plasma Phys. 4, 739 (1970)
- /17/ S.P.Gary, J.Plasma Phys. 4, 753 (1970)
- /18/ H.-J. Kunze et al., Phys. Fluids 12, 2669 (1969)
- /19/ M.Baranger, B.Mozer, Phys.Rev. 123, 25 (1961)
- /20/ A.J.Barnard, J.Cooper, L.J.Shamey, Astron.& Astrophys.  
1, 28 (1969)
- /21/ J.Holtsmark, Ann. Physik 58, 577 (1919)

- /22/ D.W.Forslund, R.L.Morse, C.W.Nielson, Phys.Rev.Lett.  
25, 1266 (1970)
- /23/ D.Biskamp, R.Chodura, IAEA-Conference on Plasma Physics  
and Controlled Nuclear Fusion Research, Madison 1971,  
CN-28/E17
- /24/ E.Fünfer, G.Lehner, "Plasmaphysik", in Ergebnisse der  
exakten Naturwissenschaften (Springer, Berlin-Göttingen-  
Heidelberg, 1962)
- /25/ G.Decker, D.L.Honea, CPPT-Report 1971
- /26/ M.Keilhacker, F.Pecorella, G.C.Vlases, IPP-Bericht 1/99  
(1969)

Herrn Professor Dr. E. Fünfer danke ich dafür, daß ich diese Arbeit in seiner Abteilung des Instituts für Plasmaphysik durchführen konnte, sowie für sein reges Interesse am Fortgang der Untersuchungen.

Herrn Dr. M. Keilhacker danke ich für die interessante Aufgabenstellung und die aufmerksame Betreuung.

Den Herren Dr. R. Chodura, Dr.M.Keilhacker, Dr. M.Kornherr und K.-H. Steuer möchte ich für zahlreiche anregende Diskussionen danken.