

Untersuchung kollektiver Dissipations-  
prozesse in stoßfreien Stoßwellen  
mittels Laserlichtstreuung

K.H. Steuer

IPP 1/122

Oktober 1971

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**

**GARCHING BEI MÜNCHEN**

**MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK**  
**GARCHING BEI MÜNCHEN**

Untersuchung kollektiver Dissipations-  
prozesse in stoßfreien Stoßwellen  
mittels Laserlichtstreuung

K.H. Steuer

IPP 1/122

Oktober 1971

The scattering spectrum which is strongly enhanced for  $k < 1/D$  is due to the scattering of the laser light by the shock front. The scattering spectrum is shifted towards shorter wavelengths in the direction of the shock front. The scattering spectrum is shifted towards shorter wavelengths in the direction of the shock front. The scattering spectrum is shifted towards shorter wavelengths in the direction of the shock front.

The scattering spectrum is shifted towards shorter wavelengths in the direction of the shock front. The scattering spectrum is shifted towards shorter wavelengths in the direction of the shock front. The scattering spectrum is shifted towards shorter wavelengths in the direction of the shock front. The scattering spectrum is shifted towards shorter wavelengths in the direction of the shock front.

*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.*

Abstract:

A  $90^\circ$  laser scattering experiment ( $\alpha \ll 1$ ) has established that the electrons in stationary collisionless shock waves with Mach numbers between 2 and 3 are strongly heated by non-classical dissipation processes. The frequency and wavelength spectra of the microinstabilities causing the collisionless heating and their excitation mechanism have now been measured by laser forward scattering ( $\theta = 2^\circ - 6^\circ$ ,  $\alpha \geq 1$ ).

The scattering intensity, which is strongly enhanced for  $k < 1/D$  ( $D$ : Debye length), and the asymmetry of the scattering spectrum show that high-amplitude electron density waves ( $\approx 250$  times superthermal) are excited in a preferential direction in the shock front. The direction and magnitude of the line shift of the scattered light relative to the incident laser line reveal that the current in the shock front is responsible for exciting a drift instability with the frequency  $\omega = 1/3 \omega_{pi}$  ( $\omega_{pi}$  = ion plasma frequency).

The light scattering from thermal ion fluctuations ( $k > 1/D$ ) was used to measure the ion temperature in the shock front. It is found that ion acoustic instabilities, which are frequently regarded as a cause of non-classical energy dissipation in collisionless shock waves, cannot be excited under the conditions present ( $T_e \approx T_i$ ,  $v_d \ll v_e$ ). Using the dispersion relation for electrostatic waves perpendicular to a magnetic field it was verified that cyclotron-drift instabilities, whose growth rate, frequency and wavelength agree to a good approximation with the measured values, occur under these conditions.

## Inhaltsverzeichnis

Seite

Zusammenfassung	
I. Einleitung und Ziel der Arbeit	1
II. Erzeugung stationärer stoßfreier Stoßwellen in einem Ausgangsplasma hoher Iontemperatur	4
1. Die schnelle magnetische Kompression	4
2. Das Ausgangsplasma	4
3. Nachweis kollektiver Energiedissipation in der stoßfreien Stoßwelle	7
III. Theoretische Grundlagen der Laservorwärtsstreuung an Plasmen	10
1. Diskussion der charakteristischen Streugrößen	10
2. Streuung an ionenakustischen Wellen	12
3. Streuung an Elektronenwellen	14
4. Einfluß eines Magnetfeldes auf das Streuspektrum; Streuung an Bernsteinwellen	15
5. Einfluß einer Elektronendrift auf das Streuspektrum; Phasenresonanz, Mikroinstabilitäten	17
IV. Experimenteller Aufbau des Streuversuchs	19
1. Anforderungen an den Laser	19
2. Strahlengang und Maßnahmen gegen Falschlicht	21
3. 90°-Streuanordnung	22
4. Vorwärtsstreuanordnung ( $\theta = 2^\circ - 6^\circ$ )	22
V. Experimentelle Ergebnisse der Vorwärtsstreuung	24
1. Überthermische Fluktuationen in der Stoßwelle	24
1.1 Die Intensität der Dichtefluktuationen	24
1.2 Das Frequenzspektrum der instabilen Dichtefluktuationen	27
1.3 Die Richtcharakteristik der Fluktuationen	33
1.4 Das k-Spektrum	34
2. Thermische Ionenfluktuationen und Bestimmung der Iontemperatur in der Stoßfront	36

VI. Diskussion der Meßergebnisse	39
1. Anregung von elektrostatischen Instabilitäten für $T_e \approx T_i$	39
2. Frequenz und Anwachsrate der Zyklotrondriftinstabilität	42
VII. Zusammenfassung und weiterführende Experimente	45
Anhang I Maßnahmen zur Beseitigung des Falschlichtes	48
Anhang II Meßanordnung der $90^\circ$ -Streuung (Gittermonochromator, Relativeichung der Meßkanäle)	49
Anhang III Das Fabry-Perot-Interferometer	50
Literaturverzeichnis	54

## Zusammenfassung

Ein  $90^\circ$  Laserstreuexperiment ( $\alpha \ll 1$ ) hat ergeben, daß die Elektronen in stationären stoßfreien Stoßwellen mit Machzahlen zwischen 2 und 3 durch nichtklassische Dissipationsprozesse stark aufgeheizt werden. Frequenz- und Wellenlängenspektrum der für die stoßfreie Heizung verantwortlichen Mikroinstabilitäten sowie ihr Anregungsmechanismus konnten jetzt mittels Laservorwärtsstreuung ( $\theta = 2^\circ - 6^\circ$ ,  $\alpha \geq 1$ ) bestimmt werden.

Die für  $k < 1/D$  ( $D$ : Debyelänge) stark erhöhte Streuintensität und die Asymmetrie des Streuspektrums zeigen, daß in der Stoßfront Elektronendichtewellen großer Amplitude ( $\approx 250$  fach überthermisch) in einer Vorzugsrichtung angeregt sind. Aus Richtung und Betrag der Linienverschiebung des gestreuten Lichtes gegenüber der eingestrahnten Laserlinie läßt sich weiter zeigen, daß der in der Stoßfront fließende Strom für die Anregung einer Driftinstabilität mit der Frequenz  $\omega \approx 1/3 \omega_{pi}$  ( $\omega_{pi}$  = Ionenplasmafrequenz) verantwortlich ist.

Mit Hilfe der Lichtstreuung an thermischen Ionenfluktuationen ( $k > 1/D$ ) konnte die Iontemperatur in der Stoßwelle gemessen werden. Es zeigt sich, daß Ionenschallinstabilitäten, die häufig als Ursache der nichtklassischen Energiedissipation in stoßfreien Stoßwellen angesehen werden, unter den vorliegenden Bedingungen ( $T_e \approx T_i$ ,  $v_d \ll v_e$ ) nicht angeregt sein können. Mit Hilfe der Dispersionsrelation für elektrostatische Wellen senkrecht zu einem Magnetfeld konnte nachgewiesen werden, daß unter diesen Bedingungen Zyklotrondriftinstabilitäten auftreten, deren Anwachsrate, Frequenz und Wellenlänge in guter Näherung mit den gemessenen Werten übereinstimmen.

Auch in extraterrestrischen Plasmen spielen kollektive Effekte

## I. Einleitung und Ziel der Arbeit

In stoßfreien Plasmen, in denen die Coulombwechselwirkung einzelner Teilchen in Form von Zweierstößen vernachlässigt werden kann, beobachtet man eine langreichweitige Wechselwirkung zwischen den Teilchen, die die Relaxations- und Dissipationsvorgänge im Plasma wesentlich beeinflusst. Diese kollektive Wechselwirkung beruht auf einer Streuung der geladenen Teilchen an den im Plasma angeregten Wellen und Feldfluktuationen. Sie treten vor allem in Plasmen auf, die sich nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befinden, in denen z.B. ein elektrischer Strom oberhalb eines kritischen Wertes fließt. Die Elektronen erreichen dann Geschwindigkeiten, bei denen sie in Phasenresonanz mit Plasmawellen kommen, die daraufhin in ihrer Amplitude exponentiell anwachsen. Da die driftenden Elektronen an diesen vom Strom selbst angeregten Feldfluktuationen zusätzlich gestreut werden, erhöht die kollektive Wechselwirkung den elektrischen Widerstand des Plasmas. Dieser erhöhte Widerstand ermöglicht eine sehr effektive Ohmsche Aufheizung des Plasmas und ist damit für die Kernfusionsforschung von großer Bedeutung.

So wird in Tokomakexperimenten /1/, in denen das toroidale Plasma durch einen von außen induzierten Strom geheizt wird, beobachtet, daß der elektrische Widerstand des Plasmas etwa um einen Faktor 10 über dem auf Zweierstößen basierenden klassischen Wert liegt.

Messungen des Temperaturverlaufs in stoßfreien Stoßwellen während der Anfangsphasen schneller Theta-bzw. Z-Pinch Entladungen /2,3/ zeigen ebenfalls eine starke irreversible Aufheizung des Plasmas, die mit der klassischen elektrischen Leitfähigkeit allein nicht erklärt werden kann.

Auch in extraterrestrischen Plasmen spielen kollektive Effekte

eine große Rolle. Ein bekanntes Beispiel dafür bietet der "bow shock" vor der Magnetosphäre dessen Struktur und Dissipationsvorgänge im wesentlichen durch eine nichtklassische Wechselwirkung der Teilchen beim Anströmen des solaren Windes gegen den magnetischen Dipol der Erde bestimmt werden.

Aus diesen Gründen ist die Untersuchung kollektiver Dissipationsprozesse speziell in stoßfreien Stoßwellen sowohl für die Kernfusionsforschung als auch für die Astrophysik relativ wichtig. Darüber hinaus sind stationäre stoßfreie Stoßwellen auch ganz allgemein für das Studium der kollektiven Wechselwirkung im Plasma geeignet. Dies beruht einmal darauf, daß man bereits aus der Struktur der Stoßwelle Rückschlüsse auf den Mechanismus der in ihr vorherrschenden Wechselwirkung ziehen kann. Während die Frontbreite gasdynamischer Stoßwellen vergleichbar ist mit der mittleren freien Weglänge für Zweierstöße, ist sie bei stoßfreien Stoßwellen ein Maß für eine freie Weglänge der Teilchen bezüglich "kollektiver Stöße". Zum anderen läßt sich die gemessene Temperaturerhöhung in einer stationären stoßfreien Stoßwelle mit den Beiträgen klassischer Dissipationsprozesse vergleichen. Aus der Heizrate kann dann formal eine effektive Stoßfrequenz angegeben werden, die unter Umständen um mehrere Größenordnungen über der Stoßfrequenz für Zweierstöße liegt. Diese erhöhte Stoßfrequenz deutet auf nichtklassische Heizmechanismen in der Stoßwelle hin, deren Ursache stark angeregte Feldfluktuationen (Mikroinstabilitäten) sein können.

Zum Verständnis der stoßfreien Heizprozesse bedarf es aus diesem Grunde einer detaillierten Untersuchung des Fluktuationsspektrums in der Stoßwelle. Ziel der vorliegenden Arbeit ist es deshalb, das Frequenz- und Wellenlängenspektrum der für die kollektive Energiedissipation verantwortlichen Mikroinstabilitäten sowie ihren Anregungsmechanismus in einer stoßfreien Stoßwelle zu untersuchen.

Die kollektiven Eigenschaften eines Plasmas machen sich prinzipiell in der Wechselwirkung zwischen eingestrahlttem Licht und den Feldfluktuationen bemerkbar. Es ist deshalb naheliegend, als



Untersuchungsmethode des Fluktuationsspektrums in einer stoßfreien Stoßwelle die Streuung von Laserlicht an Dichtefluktuationen heranzuziehen. Dabei lassen sich aus dem Streuspektrum durch geeignete Wahl des Streuwinkels unmittelbar die Intensität und das Frequenzspektrum der angeregten Dichtefluktuationen bestimmen. Durch Verändern des Streuwinkels kann darüber hinaus das Wellenlängenspektrum der Instabilitäten untersucht werden.

Die Ausbreitungsrichtung der instabilen Wellen läßt sich durch geeignete Wahl der Streugeometrie relativ zur Stoßfront ermitteln. Diese Methode erfordert jedoch wegen des kleinen zulässigen Beobachtungsraumwinkels eine extrem hohe Nachweisempfindlichkeit des Streulichtes.

Die Anwachsraten der Mikroinstabilitäten lassen sich weiter durch zeitaufgelöste Beobachtung des Streulichtes während der stoßfreien Heizung ( $\Delta t \approx 50$  nsec) ermitteln. Dazu muß der zeitliche Verlauf des Streulichtes in sehr verschiedenen Frequenzbereichen untersucht werden, die einerseits durch die Lichtstreuung hochfrequenter Elektronenwellen und andererseits durch Streuung an niederfrequenten Ionen- bzw. Bernsteinwellen (Elektronenzyklotronwellen) festgelegt sind.

Zur Untersuchung des Anregungsmechanismus der Fluktuationen ist die Kenntnis der Iontemperatur in der Stoßfront erforderlich. Mit ihrer Hilfe kann man dann die kritische Driftgeschwindigkeit angeben, oberhalb der in der Stoßwelle Mikroinstabilitäten angeregt werden können. Die Iontemperatur läßt sich aus dem Streuspektrum thermisch angeregter Dichtefluktuationen bestimmen. Bei den geringen Dichten in der Stoßwelle stellt diese Messungenfalls erhebliche Anforderungen an die Lichtstärke des Nachweissystems.

Alle diese Untersuchungen erfordern eine reproduzierbare Erzeugung stationärer stoßfreier Stoßwellen, in denen nichtklassische Dissipationsprozesse nachgewiesen werden können. Zum Nachweis der kollektiven Wechselwirkung in der Stoßfront ist aber

eine genaue Kenntnis der Parameter des Ausgangsplasmas notwendig. Im nächsten Kapitel wird deshalb zunächst über die Erzeugung einer stoßfreien Stoßwelle in einem geeigneten Ausgangs- plasma und dann über die Art der in der Stoßfront vorherrschenden Energiedissipation berichtet.

## II. Die Erzeugung stationärer stoßfreier Stoßwellen in einem Ausgangsplasma hoher Iontemperatur

### 1. Die schnelle magnetische Kompression

Die gebräuchlichste Methode zur Erzeugung von Plasmastoßwellen ist die schnelle magnetische Kompression eines dünnen Ausgangs- plasmas. In dem hier beschriebenen Experiment dient ein Theta- Pinch (Spulenlänge  $L = 60$  cm, Spulendurchmesser  $\phi = 16$  cm) zur schnellen Kompression eines Deuteriumplasmas, in dem sich durch das rasch ansteigende Magnetfeld (10 kG in 500 nsec) stationäre stoßfreie Stoßwellen senkrecht zu einem Anfangsfeld  $B_1$  ausbilden /4/. Die dazu verwendete 10 k Joule Kondensatorbatterie ist in /5/ detailliert beschrieben.

### 2. Das Ausgangsplasma

Zur Erzeugung eines für die Ausbreitung stationärer stoßfreier Stoßwellen geeigneten Ausgangsplasmas wird zusätzlich ein schneller Theta-Pinch 4 - 6  $\mu$ sec vor der eigentlichen Hauptentladung gezündet.

#### Elektronendichte und -temperatur

Elektronendichte und -temperatur des Ausgangsplasmas können

verhältnismäßig einfach mit Hilfe eines  $90^\circ$  - Laserstreuexperimentes gemessen werden. Eine ausführliche Beschreibung dieser Meßmethode findet sich in /6/, der Versuchsaufbau ist in Abb.6 dargestellt. Während in /6/ das Streuspektrum der  $90^\circ$  - Streuung noch durch Drehen eines Interferenzfilters von "Schuß zu Schuß" aufgenommen wurde, konnte jetzt durch Vergrößern der Lichtstärke der abbildenden Optik das gesamte Spektrum bei einer Entladung gemessen und Elektronendichte und -temperatur für jede einzelne Entladung angegeben werden. Es zeigt sich, daß durch die Theta-Pinch Vorionisierung bei einem Fülldruck von etwa 10 mtorr Deuterium ein homogenes Plasma mit einer Dichte  $n_e \approx 4 \cdot 10^{14}$  Elektronen/cm<sup>3</sup> (Ionisierungsgrad  $\approx 60$  %) und einer Elektronentemperatur von 4 - 5 eV erzeugt wird.

#### Ionentemperatur

Die Ionentemperatur im Ausgangsplasma, die - wie später gezeigt wird - einen wesentlichen Einfluß auf die Dissipationsvorgänge in einer stoßfreien Stoßwelle hat, war jedoch bisher nur relativ ungenau aus spektroskopischen Messungen bekannt. Im Rahmen dieser Arbeit ist es gelungen, diese selbst bei Dichten von einigen  $10^{14}$  Elektronen /cm<sup>3</sup> mittels Laservorwärtsstreuung räumlich und zeitlich aufgelöst zu bestimmen. Dazu wurde das Streulicht unter  $6^\circ$  zum einfallenden Laserstrahl beobachtet und das Falschlicht soweit reduziert, daß das Ionenspektrum mit Hilfe eines Doppel- Fabry - Perot Interferometers hoher Lichtstärke nachgewiesen werden konnte. Die theoretische Grundlage dieser Messung ist ausführlich in /7/, ihr experimenteller Aufbau in Kapitel IV beschrieben.

In Abb.1 ist der zeitliche Verlauf der Ionen- und Elektronentemperatur sowie des Anfangsmagnetfeldes  $B_1$  im Ausgangsplasma aufgetragen. Zum Zeitpunkt der Zündung der Hauptentladung haben die Ionen eine Temperatur von 17 eV erreicht, während die

Elektronentemperatur dagegen nur etwa 4 eV beträgt.

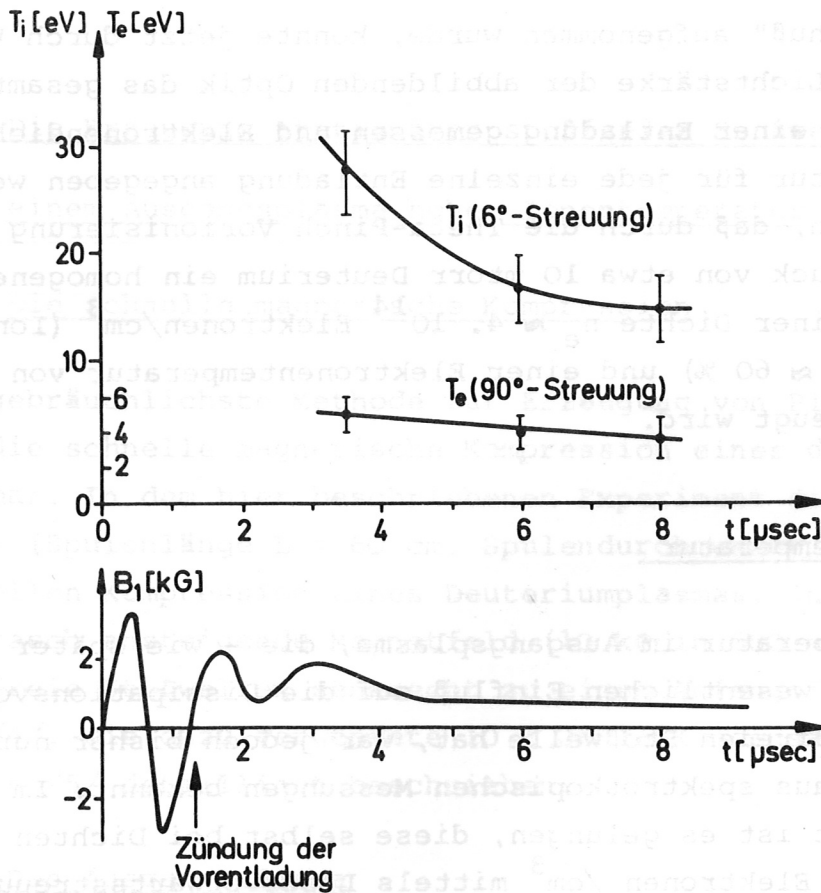


Abb. 1 Ionentemperatur  $T_i$ , Elektronentemperatur  $T_e$  und Magnetfeld  $B_1$  in dem durch einen Theta-Pinch vorionisierten Ausgangsplasma.

Dieses gut leitfähige Ausgangsplasma wird durch das rasch ansteigende Magnetfeld der Hauptentladung stark komprimiert. Geschieht dies schnell genug, dann kommt es zur Ausbildung von

stationären Stoßwellen, die sich mit der Geschwindigkeit  $v_F$  senkrecht zu dem Anfangsfeld  $B_1$  ausbreiten. Die Machzahl  $M$  dieser Stoßwellen, definiert durch

$$M = \frac{v_F}{\sqrt{v_s^2 + v_A^2}}$$

liegt je nach Amplitude des komprimierenden Magnetfeldes zwischen 2 und 5 ( $v_s$  : Schallgeschwindigkeit des Plasmas,  $v_A = B_1 / \sqrt{4\pi\epsilon}$  : Alfvengeschwindigkeit)

Bevor das Fluktuationsspektrum in der Stoßfront untersucht wird, soll zunächst nachgewiesen werden, daß in ihr nichtklassische Dissipationsprozesse auftreten.

### 3. Nachweis nichtklassischer Energiedissipation in der stoßfreien Stoßwelle

Die Untersuchung der Energie- und Dichteverteilung der Elektronen in stoßfreien Stoßwellen gibt Aufschluß über die Art der in ihnen vorherrschenden Dissipationsprozesse. Abbildung 2 zeigt den zeitlichen Verlauf von Magnetfeld  $B$ , Elektronendichte  $n_e$  und Elektronentemperatur  $T_e$  in einer Stoßwelle mit  $M = 2,5$ . (Zeitnullpunkt ist der Beginn der Theta-Pinch Entladung). Geschwindigkeit, Breite und Struktur der Stoßwelle werden mit 6 über den Radius verteilten magnetischen Sonden (Durchmesser 0,8 mm) gemessen. Im Magnetfeldprofil der Stoßwelle (Abb. 2 unten), das am Radius  $r = 35$  mm gemessen wurde, erkennt man die Stoßfront, in der das Magnetfeld auf den 3 - 4 fachen Wert des Ausgangsplasmas komprimiert wird und - deutlich davon getrennt - den magnetischen Kolben, der die Stoßwelle antreibt. An verschiedenen Gefäßradien durchgeführte Magnetfeldmessungen zeigen, daß sich die Stoßwelle in diesem Bereich stationär mit einer Geschwindigkeit von  $v_F = 2,2 \cdot 10^7$  cm/sec fortpflanzt. Dichte und Elektro-

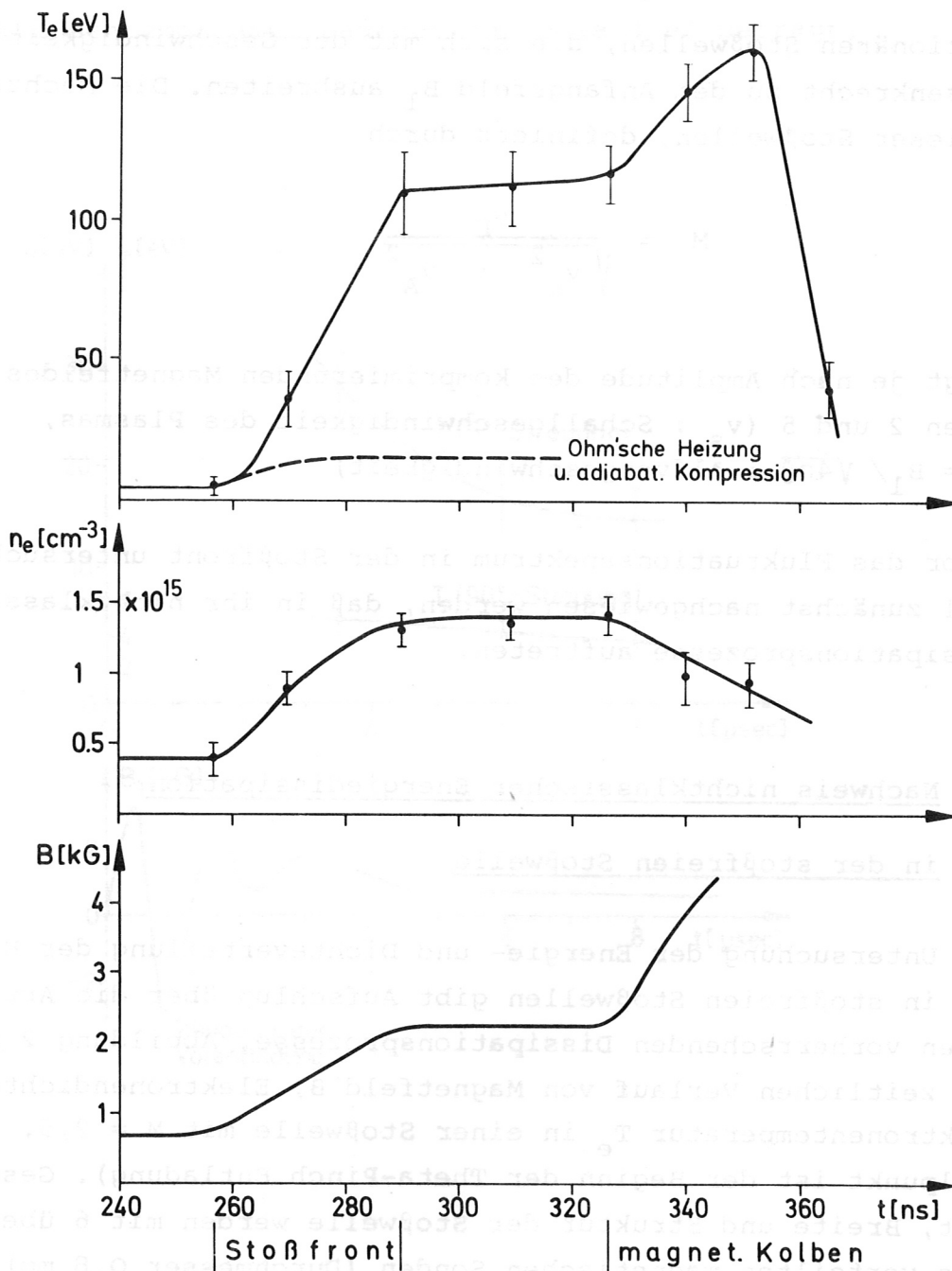


Abb. 2 Zeitlicher Verlauf von Magnetfeld  $B$ , Dichte  $n_e$  und Elektronentemperatur  $T_e$  in der stoßfreien Stoßwelle (Machzahl 2,5).

Die Aufheizung der Elektronen in der Stoßfront ist zum größten Teil kollektiven Dissipationsprozessen zuzuschreiben.

mentemperatur in der Stoßfront wurden durch  $90^\circ$  - Streuung von Laserlicht gewonnen.

Die Dichte wird in der Stoßfront etwa im gleichen Maße komprimiert wie das Magnetfeld, während die Elektronentemperatur wesentlich stärker anwächst, und zwar von 4 eV im Ausgangsplasma auf etwa 100 eV hinter der Front. Eine weitere Aufheizung des Plasmas erfolgt im Bereich des magnetischen Kolbens.

Der Magnetfeldsprung in der Stoßwelle erfordert, daß in der Front ein diamagnetischer Strom in azimuthaler Richtung fließt. Den Wert der Stromdichte  $j_\varphi$  kann man aus dem Magnetfeldgradienten bestimmen:

$$j_\varphi = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{v_F} \frac{\partial B}{\partial t}$$

Eine einfache Energiebilanz für die Elektronen, die in /3/ ausführlich diskutiert wird, zeigt, daß die gemessene Elektronenheizung nicht mit der adiabatischen Kompression und einer allein auf Zweierstößen beruhenden Ohmschen Heizung des Plasmas erklärt werden kann. Diese beiden Heizprozesse würden unter Annahme der klassischen Leitfähigkeit nach Spitzer /8/ den in Abb.2 gestrichelt eingezeichneten Temperaturverlauf ergeben, können also nur etwa 10% der gemessenen Temperaturerhöhung erklären. Zweierstöße reichen demzufolge nicht aus, um die in der Stoßfront beobachtete Thermalisierung zu beschreiben. Es muß also ein nichtklassischer Prozeß in der Stoßwelle wirksam sein, der zu einer intensiven Aufheizung der Elektronen führt.

Ersetzt man in der Energiebilanz den nur auf Zweierstößen beruhenden elektrischen Widerstand durch einen über die Stoßfront gemittelten effektiven Widerstand der Form

$$\langle \eta_{\text{eff}} \rangle = \frac{m_e}{n_e e^2} \langle \nu_{\text{eff}} \rangle$$

so kann man rein formal aus der gemessenen Elektronenheizrate eine mittlere effektive Stoßfrequenz bestimmen. Es zeigt sich, daß  $\langle \nu_{\text{eff}} \rangle$  um mehr als zwei Größenordnungen über dem allein auf Zweierstößen basierenden Wert der klassischen Stoßfrequenz liegt.

$$\langle \nu_{\text{eff}} \rangle \approx 10^{10} \text{ sec}^{-1}$$

Damit ist eindeutig eine nichtklassische Energiedissipation in der Stoßfront nachgewiesen. Die genauere Untersuchung der mikroskopischen Vorgänge dieser stoßfreien Heizung geschieht in einem Laservorwärtsstreuexperiment. Aus diesem Grunde soll zunächst der Zusammenhang zwischen Intensität, Frequenz und Wellenlänge der in der Stoßfront angeregten Mikroinstabilitäten und dem Streuspektrum kurz diskutiert werden.

### III. Theoretische Grundlagen der Lichtstreuung an Plasmen

#### 1. Diskussion der charakteristischen Streuergößen

Das unmittelbare Ergebnis von Streuexperimenten an Plasmen ist das zeitlich gemittelte Amplitudenquadrat

$$\langle |n_e(\vec{k}, \omega)|^2 \rangle$$

Von Elektronendichtefluktuationen /7/. Dabei bestimmt der Betrag des Streuvektors  $\vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_L$  (s. Abb.3) die Wellenlänge der Dichtefluktuationen, an der bei vorgegebenem Winkel  $\theta$  die Streuung des Lichtstrahls erfolgt.



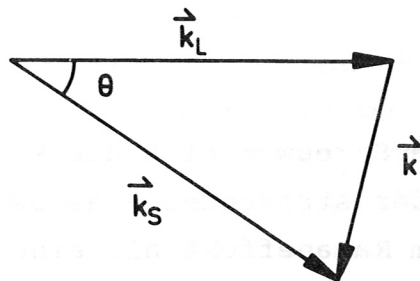


Abb. 3 Vektordiagramm der Lichtstreuung

$\vec{k}$ : Differenzvektor von einfallender ( $\vec{k}_L, \omega_L$ ) und gestreuter Welle ( $\vec{k}_S, \omega_S$ )

Der Betrag des Streuvektors hängt bei fester Wellenlänge des eingestrahlten Lichtes ( $\lambda_L = 6943 \text{ \AA}$ ) nur vom Streuwinkel  $\theta$  ab.

$$|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda} \approx 2 |\vec{k}_L| \sin \frac{\theta}{2}$$

Ist der Streuwinkel  $\theta$  so gewählt, daß  $\lambda \ll D = \sqrt{\frac{k T}{4\pi n e^2}}$  (+) Debyelänge des Plasmas), dann ist das sich aus der Streutheorie ergebende

$$\alpha = \frac{1}{|\vec{k}| D} \ll 1$$

Unter dieser Bedingung wird das Licht an Elektronen gestreut, deren elektrostatische Wechselwirkung mit den Ionen und untereinander vernachlässigbar ist, d.h. an statistisch verteilten freien Elektronen. Dieser Fall der unkorrelierten Streuung liegt im Stoßwellenplasma für den Streuwinkel  $\theta = 90^\circ$  vor. Aus dem durch Dopplereffekt verbreiterten Streuspektrum erhält man dann direkt Elektronentemperatur und -dichte.

+)  $k$  : Boltzmannkonstante.

Interessiert man sich dagegen für Wellen im Plasma, dann muß der Streuwinkel  $\theta$  so gewählt werden, daß  $\lambda \gg D$ , d.h.

$$\alpha \geq 1.$$

Das ist gerade für kleine Streuwinkel  $\theta$  der Fall (Vorwärtsstreuung). Die Frequenz der streuenden Plasmawelle ( $\vec{k}, \omega$ ) macht sich ähnlich wie im Ramaneffekt als eine Frequenzverschiebung im Streulicht bemerkbar.

$$|\omega_s - \omega_L| = \omega$$

Das Spektrum des nach vorwärts gestreuten Lichtes ist somit ein direktes Maß der sonst nur schwer meßbaren Anregung von elektrostatischen Plasmawellen der Frequenz  $\omega$  und der Wellenlänge  $\lambda$ . Obwohl die Lichtstreuung praktisch nur an den Elektronen erfolgt, erfaßt man infolge der elektrostatischen Koppelung der Elektronen an die Ionen auch die im Plasma angeregten Ionenwellen.

Durch die langreichweitigen elektrostatischen Kräfte zwischen den Teilchen sind im thermischen magnetfeldfreien Plasma bereits Elektronen - als auch Ionenwellen angeregt, und das gesamte Streuspektrum läßt sich in 2 Frequenzbereiche zerlegen:

in das Ionenspektrum, das durch Streuung an den niederfrequenten Ionenwellen, den sog. ionenakustischen Wellen zustandekommt und

in das Elektronenspektrum, das im wesentlichen durch die Streuung an den hochfrequenten Elektronenwellen, den sog. Langmuirwellen entsteht.

Im folgenden soll kurz über die Streuung an diesen Wellen berichtet werden.

## 2. Streuung an ionenakustischen Wellen ( $\omega \leq \omega_{pi}$ )

Im thermischen Gleichgewicht sind ionenakustische Wellen nur

für  $T_e \gg T_i$  angeregt und machen sich im Streuspektrum als deutliche Seitenmaxima symmetrisch zur eingestrahlten Laserlinie bemerkbar. Ihre Frequenz und damit der Abstand der Seitenlinien von der eingestrahlten Laserfrequenz ergibt sich aus der Dispersionsrelation für Ionenschallwellen:

$$\omega = \sqrt{\frac{k T_e}{m_i}} \cdot k \quad (k \leq \frac{1}{D})$$

Für  $\alpha = 1$ , d.h.  $k = 1/D$ , ist  $\omega = \omega_{pi}$  (Ionenplasmafrequenz)

Da wegen der großen Ionenströmigkeit die Ionenplasmafrequenz relativ klein ist, bewirkt die Ionenschallwelle eine nur sehr geringe Frequenzverschiebung des Streulichtes ( $\Delta\omega \ll \omega_{pi}$ ). Im Stoßwellenplasma ist diese Wellenlängenverschiebung nur einige Hundertstel Angström; sie kann deshalb erst durch eine hohe spektrale Auflösung des Streulichtes nachgewiesen werden.

Ist  $T_e \leq T_i$ , dann ist die Phasengeschwindigkeit der Ionenschallwelle vergleichbar mit der mittleren thermischen Geschwindigkeit der Ionen, und es tritt eine starke Landaudämpfung der Welle an den Ionen auf. Das ist genauer dann der Fall, wenn das sich aus der Streutheorie /7/ ergebende  $\beta_L$

$$\beta_L^2 = \frac{T_e}{T_i} \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2}$$

wesentlich kleiner als 1 ist, und das bedeutet für  $\alpha > 1: T_e \ll T_i$ . In diesem Falle ist das Streuspektrum, in dem jetzt keine Seitenmaxima mehr auftreten, eine direkte Abbildung der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen, aus der sich unmittelbar die Ionen-temperatur ermitteln läßt. Diese Tatsache wird zur Bestimmung der Ionenheizung in stoßfreien Stoßwellen ausgenutzt (s. Kapitel V.2).

Der Anteil  $S_i(k)$  der Streuintensität, der in der Ionenlinie enthalten ist, hängt empfindlich von  $\alpha$  ab und läßt sich für ein thermisches Plasma explizit angeben:

$$S_i(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_i(k, \omega) d\omega = \frac{\alpha^4}{(1+\alpha^2) \left(1+\alpha^2 + \frac{T_e}{T_i} \alpha^2\right)}$$

Die sog. Spektralfunktion  $S_i(k)$  dient im folgenden als Bezugsgröße für die Streuintensität an niederfrequenten Fluktuationen in der Stoßwelle. Ist das über die gemessene Streuleistung experimentell bestimmte  $S(k)$  in einem schmalen Wellenlängenbereich um die Laserlinie wesentlich größer als  $S_i(k)$ , dann sind im Plasma durch irgend einen Mechanismus verstärkt niederfrequente Dichtefluktuationen angeregt.

### 3. Streuung an Elektronenwellen ( $\omega \geq \omega_{pe}$ )

Neben den niederfrequenten Ionenschallwellen existieren im Plasma auch hochfrequente Elektronenwellen (Langmuirwellen), deren Frequenz durch die Elektronenplasmafrequenz  $\omega_{pe}$  charakterisiert wird.

Die Dispersionsrelation für diese Elektronenwellen ist gegeben durch

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + \frac{3 k^2 T_e}{m_e} \cdot k^2$$

Wegen ihrer wesentlich höheren Frequenz machen sich die Elektronenwellen im Streuspektrum als Satellitenlinien bemerkbar, die für ein Deuteriumplasma etwa um einen Faktor  $\sqrt{m_i/m_e} \approx 60$  stärker gegen die eingestrahlte Laserwellenlänge verschoben sind als die der Ionenwellen. Für eine mittlere Dichte im Stoßwellenplasma ( $\langle n_e \rangle \approx 8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) liegen die Elektronenlinien ungefähr  $4 \text{ \AA}$  von der Laserlinie entfernt und lassen sich wegen dieser großen Wellenlängenverschiebung relativ leicht von den Ionenlinien unterscheiden.

4. Einfluß eines Magnetfeldes auf das Streuspektrum;  
Streuung an Bernsteinwellen.

In /9/ wird gezeigt, daß durch ein räumlich und zeitlich konstantes Magnetfeld die Gesamtstreuintensität nicht verändert wird. Darüber hinaus bleibt auch die Form des Spektrums der Dichtefluktuationen, die sich parallel zu den Feldlinien ausbreiten, vom Magnetfeld unabhängig. Dagegen ändert sich das Streuspektrum für  $\vec{k}$  senkrecht zu  $B$ . Dies ist eine Folge der Gyrationbewegung der Elektronen, mit der wiederum Dichtefluktuationen verbunden sind. Dabei treten in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld neue Schwingungsmoden auf, deren Dispersionsrelation 1958 von Bernstein aus der Vlasov-Gleichung hergeleitet wurde /10/. Die Dispersionsgleichung für diese sogenannten Elektronenzyklotronwellen (Bernsteinwellen) ist relativ kompliziert und soll hier nur graphisch dargestellt werden (Abb. 4).

Charakteristisch für Bernsteinwellen ist die Ähnlichkeit ihrer Dispersionskurven in den Frequenzbereichen zwischen Harmonischen der Elektronen gyrofrequenz  $\omega_{ce} = \frac{eB}{cm}$ . Ist  $k r_g \gg 1$  (im Stoßwellenplasma ist  $k \cdot r_g \approx 40$ ), dann liegen die Schwingungsfrequenzen bei Vielfachen der Gyrofrequenz und sind praktisch unabhängig von der Wellenlänge. In der Stoßwelle ist die Gyrofrequenz wesentlich kleiner als  $\omega_{ce}$  und vergleichbar mit der Ionenplasmafrequenz. Die Streuung an diesen niederfrequenten Bernsteinwellen, deren Phasengeschwindigkeiten in der gleichen Größenordnung ist wie die Ionenschallgeschwindigkeit, führt im Streuspektrum bei diskreten Werten von  $\omega_{ce}$  zu scharfen Linien, die im Abstand der Gyrofrequenz voneinander liegen. Da die Gesamtintensität im Elektronenstreuspektrum für  $\alpha > 1$  stark

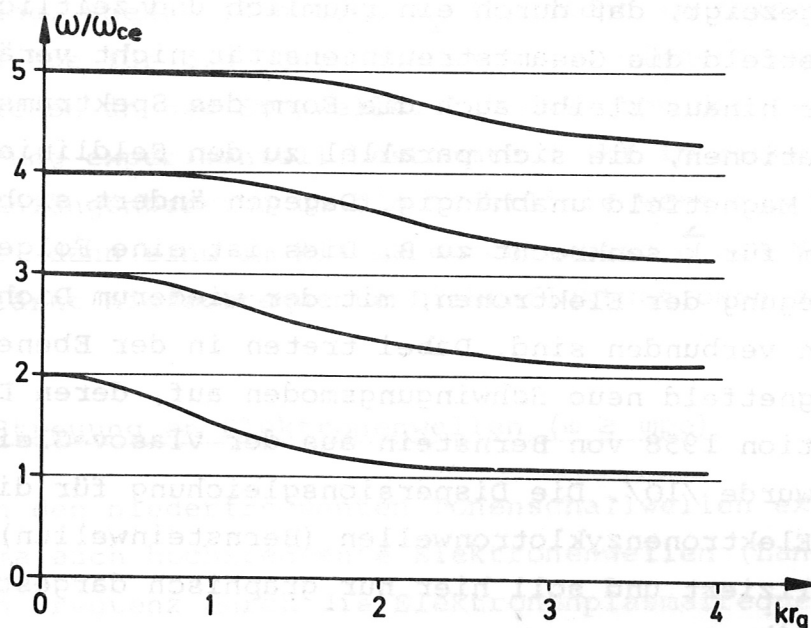


Abb. 4 Dispersionskurven für Bernsteinwellen

(  $r_g$  Gyrationradius der Elektronen )

Für  $k r_g \gg 1$  liegen die Schwingungsfrequenzen bei  
Harmonischen der Gyrofrequenz  $\omega_{ce}$

abnimmt und das Maximum der Streuintensität weiterhin bei  $\omega_{pe}$  liegt /11/, konnte die Modulation des Streuspektrums ( $\alpha \geq 1$ ) durch thermisch angeregte Bernsteinwellen bisher aus Intensitätsgründen noch nicht nachgewiesen werden. Ist das thermische Gleichgewicht jedoch gestört, dann kann es vorkommen, daß eine der Oberwellen stark angeregt wird und sich dann deutlich im Streuspektrum hervorhebt (s. Kapitel VI).

## 5. Einfluß einer Elektronendrift auf das Streuspektrum;

### Phasenresonanz, Mikroinstabilitäten

In den vorangegangenen Kapiteln wurde gezeigt, daß in einem thermischen Plasma elektrostatische Wellen (wie z.B. Ionenschall-, Langmuir-, Bernsteinwellen) angeregt sind, die sich im Streuspektrum als Maxima symmetrisch zur Laserlinie bemerkbar machen. Bei Abweichungen vom thermischen Gleichgewicht kann die Intensität dieser Wellen wesentlich über ihren Gleichgewichtswert hinaus anwachsen und sich der Streuquerschnitt damit stark erhöhen.

Ein wichtiger Anregungsmechanismus von Wellen im Plasma ist eine Elektronendrift  $v_d$  relativ zu den Ionen, wie sie beispielsweise durch den diamagnetischen Strom in der Front einer Stoßwelle erzeugt wird.

Ist die Driftgeschwindigkeit größer als die Phasengeschwindigkeit  $v_{ph}$  bestimmter Plasmawellen (Abb.5), dann hat die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion  $\langle f_e \rangle$  der Elektronen an der Stelle  $v = v_{ph}$  einen positiven Gradienten.

Die Elektronen, deren Geschwindigkeit nach Größe und Richtung der Phasengeschwindigkeit der Welle hinreichend nahekommt (schraffierter Bereich), treten in Wechselwirkung mit der Welle und können, da sie sich längere Zeit mit ihr fortbewegen, Energie an sie abgeben oder von ihr aufnehmen (Phasenresonanz). Da mehr Teilchen mit  $v \geq v_{ph}$  existieren, die auf Grund ihrer höheren Geschwindigkeit Energie an die Welle abgeben können, als Teilchen mit  $v \leq v_{ph}$  ihr entziehen, kann die Welle schließlich zu einer Mikroinstabilität anwachsen ("inverse Landaudämpfung"). Wegen der geringen Phasengeschwindigkeit der Ionenschall- bzw. Bernsteinwellen sind unter Umständen Driftgeschwindigkeiten, die wesentlich kleiner sind als die mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen

ausreichend, um sog. Driftinstabilitäten anzuregen. Zur Anregung der hochfrequenten Langmuirwellen ( $v_{ph} > v_e$ ) muß dagegen die Driftgeschwindigkeit die thermische Elektronengeschwindigkeit überschreiten ("Zweistrominstabilität"). Die instabilen Wellen bewegen sich in Richtung der anregenden Drift, was -sofern nicht über alle Richtungen des Streuvektors gemittelt wird- eine Asymmetrie im Streuspektrum hervorruft.

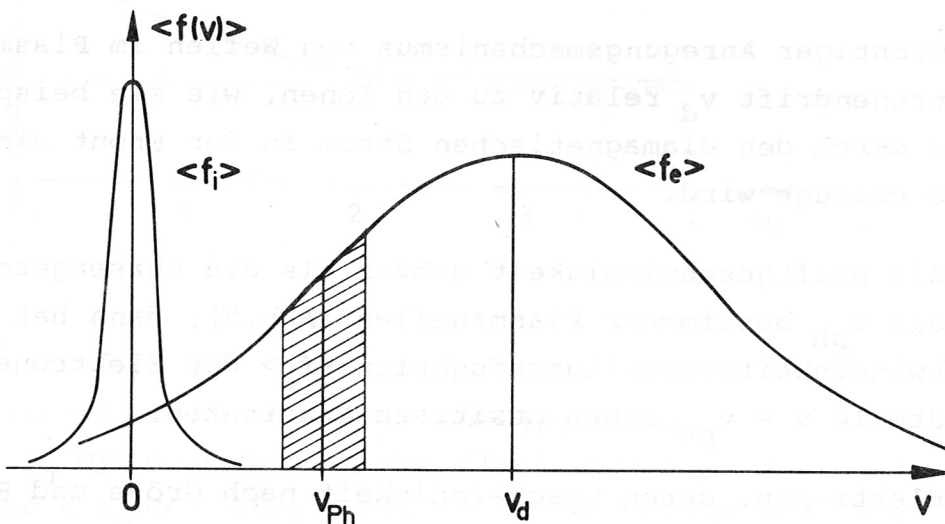


Abb.5 Schematische Darstellung der Phasenresonanz zwischen Teilchen und Welle ("inverse Landaudämpfung")

Man kann zusammenfassen, daß das unter kleinen Winkeln gestreute Licht proportional der Intensität der im Plasma angeregten Wellen ist. Das Streuspektrum ist dabei ein direktes Maß des Spektrums der Dichtewellen, deren Frequenzen je nach Wellentyp durch die Ionenplasmafrequenz, Elektronenplasmafrequenz oder Elektronengyrofrequenz bestimmt werden. In thermischen Plasmen haben



diese Fluktuationen eine Gleichgewichtsverteilung, die sich aus der Streutheorie ermitteln läßt. Experimentell beobachtete Streuquerschnitte, die wesentlich über diesem Gleichgewichtswert liegen, zeigen daher unmittelbar an, daß durch irgendwelche Mechanismen, z.B. durch eine Abweichung von der Maxwellverteilung der Teilchen, verstärkt Wellen angeregt sind. Mißt man das Streuspektrum unter verschiedenen Streuwinkeln, dann kann man auf diese Weise alle Mikroinstabilitäten mit Wellenzahlen zwischen 0 und  $2 |\vec{k}_L|$ , soweit sie mit Dichtefluktuationen korreliert sind, untersuchen.

Die experimentelle Anordnung zur Untersuchung des Fluktuationsspektrums  $\langle |n_e(\vec{k}, \omega)|^2 \rangle$  in stoßfreien Stoßwellen wird im nächsten Kapitel beschrieben.

#### IV. Experimenteller Aufbau des Streuversuchs

Abb. 6 zeigt schematisch die Meßanordnung des Laserstreuexperimentes an der Stoßwellenanlage.

Der Lichtstrahl eines zweistufigen Rubinlasers wird parallel zur Spulenachse eingestrahlt und das vom Plasma gestreute Licht unter verschiedenen Richtungen beobachtet ( $\theta = 90^\circ$ ;  $\theta = 2^\circ - 6^\circ$ ).

##### 1. Anforderungen an den Laser

Um Elektronendichte, -temperatur und Iontemperatur in dünnen Plasmen ( $n_e$  einige  $10^{14}$  Elektronen/cm<sup>3</sup>) messen zu können, ist ein Laser hoher Leistung (z.B. 500 Megawatt) erforderlich. Sollen darüber hinaus die in der Stoßwelle angeregten niederfrequenten Fluktuationen wie Ionenschall oder Bernsteinwellen spektral aufgelöst werden, dann muß diese Leistung in einer schmalen Linie mit einer spektralen Halbwertsbreite von weniger als  $3/100 \text{ \AA}$  zur Verfügung stehen.

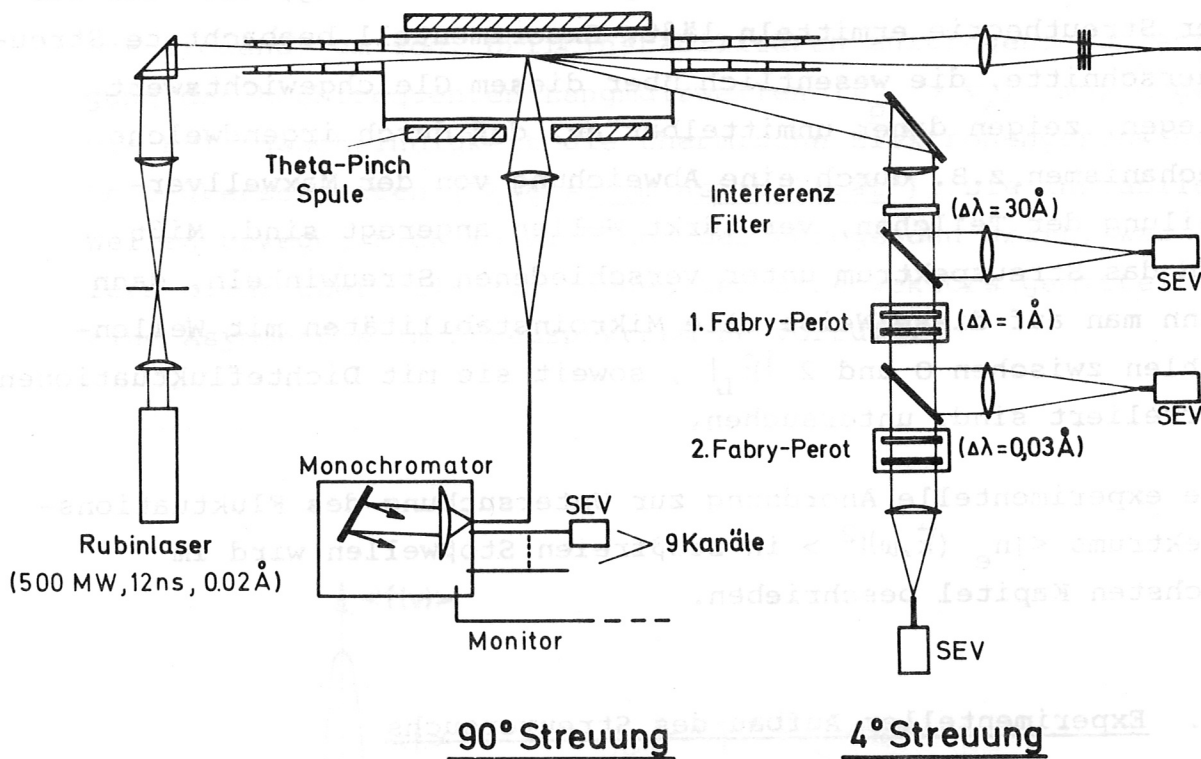


Abb. 6 90° und 4° Streuanordnung

Die 4° Streuanordnung dient zur Untersuchung des Wellenspektrums in der Stoßfront, die 90° Streuung zur Bestimmung von Elektronendichte und -temperatur.

Beide Bedingungen können durch Verwendung eines zweistufigen Rubinlasers mit einer Pockelzelle als Schaltelement und einem Resonanz-Reflektor als Resonatorspiegel erfüllt werden. Der Resonanz-Reflektor<sup>+)</sup> wirkt als schmalbandiges Fabry-Perot-Interferometer, das in einem engen Spektralbereich hohe Reflexion besitzt /12/. Durch Abkühlung der Rubine auf etwa 6° (± 0,1°) ist es gelungen, weitere bei höheren Temperaturen noch vorhandene scharfe Laserlinien im Abstand der Periode des Resonanz-Reflektors (~ 0,5 Å) "auszufrieren" und eine Linie mit einer Halbwertsbreite

<sup>+)</sup> Verwendet wird ein Resonanz-Reflektor, bestehend aus 6 Platten (Material SK 16) mit je 5 mm Dicke

von  $\Delta\lambda = 4/100 \text{ \AA}$  zu erzeugen. Bei stärkerem Pumpen des Oszillatorturbines und schwächerem Pumpen des Verstärkers konnte die Linienbreite bei einer Gesamtleistung von 500 MWatt weiter auf  $\Delta\lambda = 2/100 \text{ \AA}$  verringert werden. Durch diese geringe Linienbreite des Lasers ist die Voraussetzung erfüllt, die man an die Lichtquelle stellen muß, um das Fluktuationspektrum in einer stoßfreien Stoßwelle spektral auflösen zu können. Da der Laserimpuls nur 12 nsec dauert, kann die Intensität der Fluktuationen während der stoßfreien Heizung ( $\Delta t \approx 50 \text{ nsec}$ ) auch zeitlich aufgelöst gemessen werden.

## 2. Strahlengang und das Falschlichtproblem

Mit Hilfe einer teleskopischen Anordnung konnte etwa die Hälfte der Laserintensität auf eine Fläche von 3 mm Durchmesser fokussiert werden, so daß die Fluktuationen in der Stoßfront (Breite 1 cm) auch räumlich aufgelöst werden konnten. Der Fokus liegt 35 mm außerhalb der Gefäßachse in einem Bereich, in dem sich die Stoßwelle praktisch stationär ausbreitet.

Zur Untersuchung der in der Stoßwelle angeregten kollektiven Fluktuationen wird das Streulicht unter kleinen Winkeln beobachtet. Ein schwieriges Problem dieser Messung ist die Beseitigung des unerwünschten Falschlichtes, das bereits ohne Plasma durch Streuung an Linsen, Spiegeln und am Ein- und Austrittsfenster in den Meßstrahlengang kommt. Gerade für kleine Streuwinkel tritt dieses störende Falschlicht durch Kleinwinkelreflexionen am Glasgefäß in verstärktem Maße auf und überdeckt ohne besondere Maßnahmen das vom Plasma gestreute Licht um mehrere Größenordnungen. Durch verschiedene Maßnahmen, die im Anhang ausführlich beschrieben werden, und durch eine sorgfältige Justierung des Laserstrahls konnte das Falschlicht soweit reduziert werden, daß selbst bis zu einem Winkel von  $2^\circ$  das Streulicht nachgewiesen und damit langwellige Fluktuationen in der Stoßfront untersucht werden konnten. Darüber hinaus gelang es auch, die wesentlich inten-

sitätsschwächere Streuung an thermischen Ionenfluktuationen zu beobachten und damit zum ersten Male die Temperatur der Ionen in einem Plasma von einigen  $10^{14}$  Elektronen pro  $\text{cm}^3$  und ihre Heizung in einer stoßfreien Stoßwelle zu bestimmen. Das setzt eine hohe Lichtstärke im Nachweissystem der Vorwärtsstreuung voraus, die sich durch Verwendung eines Doppel Fabry-Perot-Interferometers auch erreichen ließ.

3.  $90^\circ$  - Streuung ( $\alpha \ll 1$ )

Mit Hilfe eines zehnkanaligen Gittermonochromators, der in Anhang II beschrieben wird, kann das gesamte  $90^\circ$ -Streuspektrum bei jeder Entladung gemessen werden. Das ist deshalb von Bedeutung, da dadurch Elektronendichte und -temperatur an dem Ort der Stoßwelle bekannt sind, an dem auch Intensität und Frequenz der kollektiven Fluktuationen bestimmt werden.

4. Vorwärtsstreuung ( $\theta = 2^\circ - 6^\circ$ )

Durch Verändern des Streuwinkeln  $\theta$  zwischen  $2^\circ$  und  $6^\circ$  kann das Wellenlängenspektrum der kollektiven Fluktuationen in der Stoßfront in einem bestimmten Bereich um die Debyelänge gemessen werden.

Zur Bestimmung der Ausbreitungsrichtung der Wellen (relativ zum diamagnetischen Strom in der Stoßfront) wird das Streulicht bei festem Winkel  $\theta$  unter verschiedenen Richtungen zum einfallenden Lichtstrahl beobachtet. Der Streuvektor  $\vec{k}$ , der für kleine Winkel  $\theta$  nahezu in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld der Spule liegt, verändert dabei seine Lage relativ zur azimuthalen Elektronendrift (Abb.7).

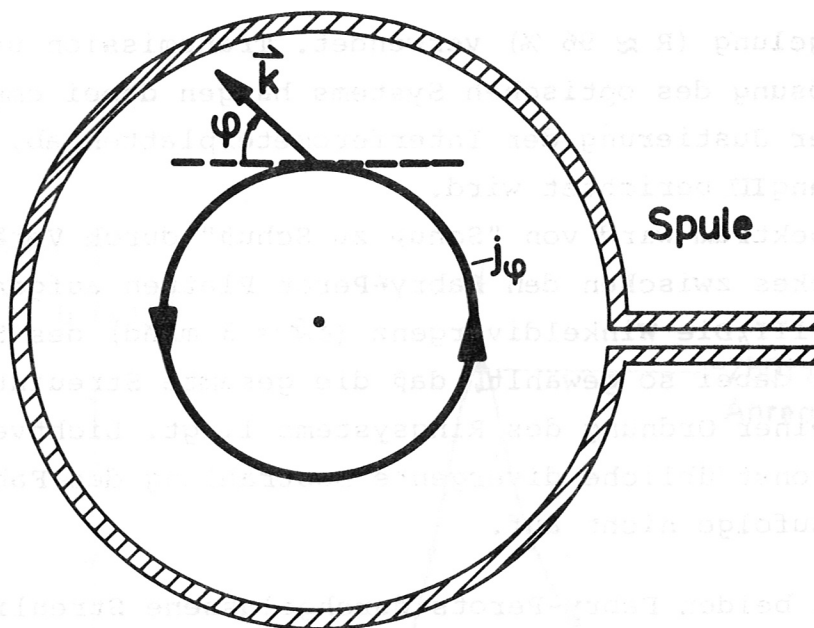


Abb. 7 Lage des Streuvektors  $\vec{k}$  relativ zum diamagnetischen Strom  $j_\varphi$  in der Stoßfront

Da die Streustrahlung nur in einem Segment des sonst ringförmigen Raumwinkels beobachtet wird, macht sich eine Vorzugsrichtung der Wellen als eine Asymmetrie im Streuspektrum bemerkbar.

Das Spektrum des Streulichtes wird mit einem hochauflösenden Doppel Fabry-Perot-Interferometer gemessen.

Die spektrale Auflösung des Streulichtes geschieht dabei stufenweise:

1. durch ein  $30 \text{ \AA}$  breites Interferenzfilter zur Unterdrückung des Plasmaeigenleuchtens
2. durch ein Fabry-Perot mit einer Auflösung von  $1 \text{ \AA}$  zur Diskriminierung zwischen hochfrequenten und niederfrequenten Fluktuationen
3. durch ein weiteres hochauflösendes Fabry-Perot mit einer spektralen Auflösung von  $0,02 \text{ \AA}$  zur Untersuchung der Feinstruktur des Streuspektrums.

Um eine möglichst große Lichtstärke im Spektralsystem zu erreichen, werden Fabry-Perot Platten mit dielektrischer Vielschicht-

tenverspiegelung ( $R \approx 96\%$ ) verwendet. Transmission und spektrale Auflösung des optischen Systems hängen dabei empfindlich von der Justierung der Interferometerplatten ab, über die in Anhang III berichtet wird.

Das Streuspektrum wird von "Schuß zu Schuß" durch Verändern des Gasdruckes zwischen den Fabry-Perot Platten aufgenommen (s. Anhang III). Die Winkeldivergenz ( $\Delta\vartheta = 3\text{ mrad}$ ) des Streulichtbündels ist dabei so gewählt, daß die gesamte Streuintensität innerhalb einer Ordnung des Ringsystems liegt. Lichtverlust durch die sonst übliche divergente Bestrahlung des Fabry-Perots treten demzufolge nicht auf.

Das von den beiden Fabry-Perots durchgelassene Streulicht bestimmter Wellenlänge wird auf den im Ringzentrum befindlichen Eintrittslichtleiter eines RCA 7265 Multipliers fokussiert und mit einem Oszillographen (Tektr. 551) nachgewiesen.

## V. Experimentelle Ergebnisse der Vorwärtsstreuung

### 1. Überthermische Dichtefluktuationen in der Stoßwelle

In Kapitel III wurde gezeigt, daß das unter kleinen Winkeln gestreute Laserlicht ein direktes Maß für die Intensität von Dichtefluktuationen mit Wellenlängen größer als die Debyelänge ist. Eine verstärkte Anregung von Wellen in der Stoßfront wird sich demzufolge als eine Erhöhung des Streuquerschnittes bemerkbar machen.

#### 1.1 Die Intensität der Dichtefluktuationen

In Abb. 8 ist der in der Stoßwelle gemessene zeitliche Verlauf der Streuintensität für einen Streuwinkel  $\theta = 2,5^\circ$  dargestellt. Der Streuvektor  $\vec{k}$  ( $|\vec{k}| = 4 \cdot 10^3\text{ cm}^{-1}$ , entsprechend  $\theta = 2,5^\circ$ ) liegt parallel zur Richtung der azimuthalen Elektronendrift  $v_d$ .

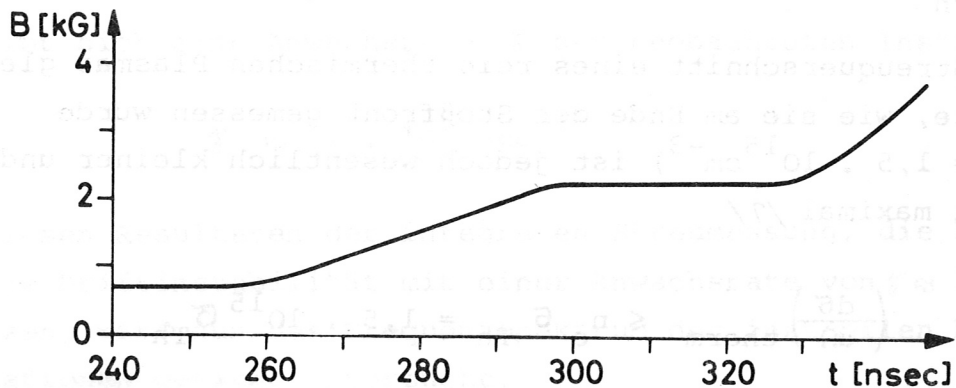
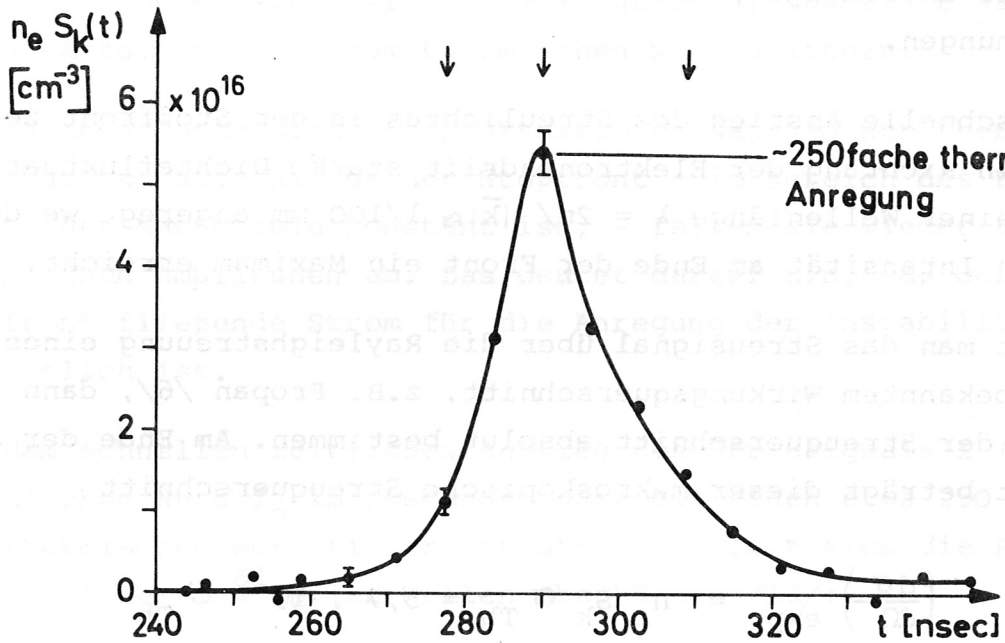


Abb.8 Zeitlicher Verlauf der Streuintensität  $S_k(t)$  (Streuwinkel  $\theta = 2,5^\circ$ )

Das Intensitätsmaximum in der Stoßfront entspricht Dichtefluktuationen mit etwa 250-facher thermischer Anregung.

Die zeitliche Zuordnung des Streusignals zum Stoßwellenprofil ist aus dem am gleichen Ort gemessenen Magnetfeldverlauf zu ersehen. Die meisten Meßpunkte sind jeweils Mittelwerte über mehr als 10 Entladungen, die Fehler die zugehörigen Standardabweichungen.

Der schnelle Anstieg des Streulichtes in der Stoßfront zeigt, daß in Richtung der Elektronendrift starke Dichtefluktuationen mit einer Wellenlänge  $\lambda = 2\pi/|\vec{k}| \approx 1/100$  mm angeregt werden, deren Intensität am Ende der Front ein Maximum erreicht.

Eicht man das Streusignal über die Rayleighstreuung eines Gases mit bekanntem Wirkungsquerschnitt, z.B. Propan /6/, dann läßt sich der Streuquerschnitt absolut bestimmen. Am Ende der Stoßfront beträgt dieser makroskopische Streuquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} = n_e S_k \sigma_{\text{Th}} = 5,7 \cdot 10^{16} \sigma_{\text{Th}}$$

( $\sigma_{\text{Th}}$  : differentieller Thomsonstreuquerschnitt).

Der Streuquerschnitt eines rein thermischen Plasmas gleicher Dichte, wie sie am Ende der Stoßfront gemessen wurde ( $n_e = 1,5 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$ ) ist jedoch wesentlich kleiner und beträgt maximal /7/

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{therm}} \leq n_e \sigma_{\text{Th}} = 1,5 \cdot 10^{15} \sigma_{\text{Th}}$$

Die daraus folgende starke Erhöhung des Streuquerschnittes wird hinter dem 1. Fabry-Perot in einem Wellenlängenbereich von  $\Delta\lambda = \pm 0,5 \text{ \AA}$  um die Laserlinie beobachtet. Da hochfrequente Elektronenwellen im Streuspektrum zu einer wesentlich größeren Wellenlängenverschiebung führen würden ( $\Delta\lambda \approx 4 \text{ \AA}$ , entsprechend der Elektronenplasmafrequenz  $\omega_{pe}$ , deren Doppelverschiebung  $k v_d$  vernachlässigbar ist), müssen in der Stoßfront starke niederfrequente Fluktuationen (Bernstein- oder Ionenschallwellen) angeregt sein.



Vergleicht man die gemessenen Dichtefluktuationen  $\langle |n_e(\vec{k}, t)|^2 \rangle$  mit den thermisch angeregten niederfrequenten Fluktuationen, also im wesentlichen mit Ionenfluktuationen der Intensität  $n_e \cdot S_i(k)$  (siehe Kapitel III), dann zeigt sich, daß sie etwa um einen Faktor 250 über dem thermischen Niveau liegen.

Im Ausgangsplasma sind die Fluktuationen dagegen nur thermisch angeregt und auch hinter der Stoßfront - im Bereich des Plateaus, in dem das Magnetfeld konstant ist, - fallen sie wieder auf ihre thermischen Amplituden ab. Das deutet darauf hin, daß der in der Stoßfront fließende Strom für die Anregung der Instabilität verantwortlich ist.

Aus dem schnellen zeitlichen Anstieg des Streusignals  $I(t)$  vom thermischen Wert  $I_0$  im Ausgangsplasma auf einen etwa 250 fach überthermischen Wert hinter der Stoßfront läßt sich die Anwachsrate  $\gamma$  dieser instabilen Wellen abschätzen /13/:

$$I(t) = I_0 e^{2\gamma t}$$

Es ergibt sich eine Anwachsrate  $\gamma$  der beobachteten Instabilität von

$$\gamma \approx 1 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$$

Nach diesen Resultaten der integralen Streumessung, die bereits auf eine Driftinstabilität mit einer Anwachsrate von  $\gamma \approx 10^8 \text{ sec}^{-1}$  hinweisen, wird nun das Frequenzspektrum der instabilen Dichtefluktuationen genauer untersucht.

### 1.2 Frequenzspektrum der instabilen Dichtefluktuationen

Die detaillierte Form des Frequenzspektrums der in der Stoßfront angeregten Wellen wird von "Schuß zu Schuß" mit Hilfe des zweiten Fabry-Perot-Interferometers gemessen, das eine spektrale Auflösung von  $0,02 \text{ \AA}$  hat (Breite der Laserlinie ebenfalls  $0,02 \text{ \AA}$ ). Die Gesamtintensität der Fluktuationen, die hinter dem 1. Fabry-

Perot bei jeder Entladung mitgemessen werden kann, dient dabei als Monitorsignal.

In Abb. 9 ist das Streuspektrum zum Zeitpunkt des Fluktuationsmaximums in Abhängigkeit von der Wellenlängenverschiebung zwischen gestreutem und einfallendem Laserlicht aufgetragen. Die eingetragenen Meßfehler sind Standardabweichungen über mehr als 10 Entladungen, der Fehler in der Abszisse entspricht der während einer Meßserie beobachteten Wellenlängendrift im Fabry-Perot-Interferometer. Die etwas dicker eingezeichneten Kurven sind die unter Berücksichtigung des Apparateprofils (Halbwertsbreite  $\approx 3/100 \text{ \AA}$ ) entfaltenen Meßprofile.

Man sieht, daß die Wellenlänge des gestreuten Lichtes deutlich gegenüber der eingestrahlten Laserwellenlänge  $\lambda_L$  verschoben ist. Das beweist, daß geometrische Effekte, wie z.B. eine Strahlablenkung an dem Dichtegradienten in der Stoßfront, die eine Vergrößerung des Falschlichtes verursachen könnten, nicht für die starke Erhöhung des frequenzverschobenen Streulichtes verantwortlich sein können. Die Asymmetrie des Streuspektrums zeigt vielmehr, daß sich instabile Wellen in einer bestimmten Vorzugsrichtung in der Stoßfront bewegen. Das Vorzeichen der Linienverschiebung entspricht der Streuung an Wellen, die sich in Richtung der driftenden Elektronen ausbreiten. Liegt der  $\vec{k}$ -Vektor parallel zur Elektronendrift ( $\vec{k} \uparrow \uparrow v_d$ , Abb.9 oben), dann bewegen sich die Wellen auf den Beobachter zu, und das an diesen Wellen gestreute Licht ist auf Grund des Dopplereffektes nach kürzeren Wellenlängen hin verschoben ( $\Delta\lambda < 0$ ).

Wendet man die Kondensatorbatterie um, so daß sich die Richtung des diamagnetischen Stromes bezüglich des  $\vec{k}$ -Vektors umdreht, dann ist das Streulicht nach Rot verschoben (Abb.9 unten).

Diese Messungen zeigen also, daß die instabilen Wellen durch den in der Stoßfront fließenden Strom angeregt werden.

Aus der Wellenlängenverschiebung  $\Delta\lambda$  des gestreuten Lichtes erhält man unmittelbar die mittlere Frequenz  $\omega_0$  der streuenden

Dichtefluktuationen. Sie beträgt etwa ein Drittel der Ionenplasmafrequenz  $\omega_{pi}$

$$\omega_o = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_L} \approx 10^{10} \text{ sec}^{-1}$$

$$\omega_o = 1/3 \omega_{pi}$$

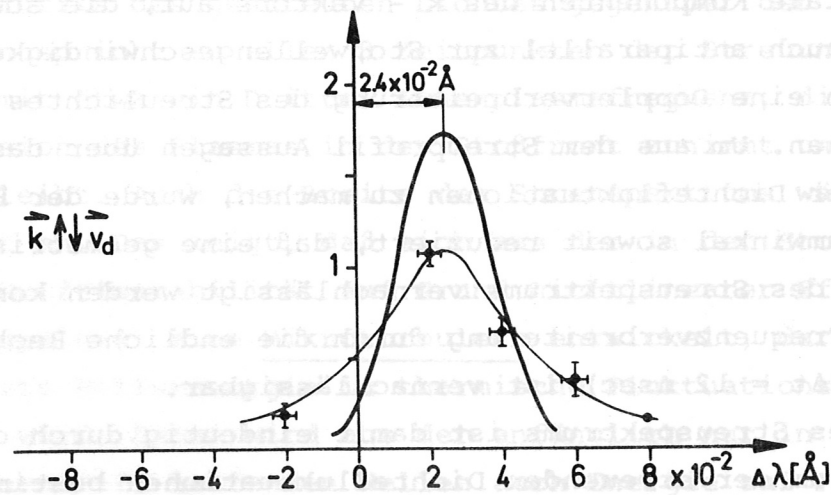
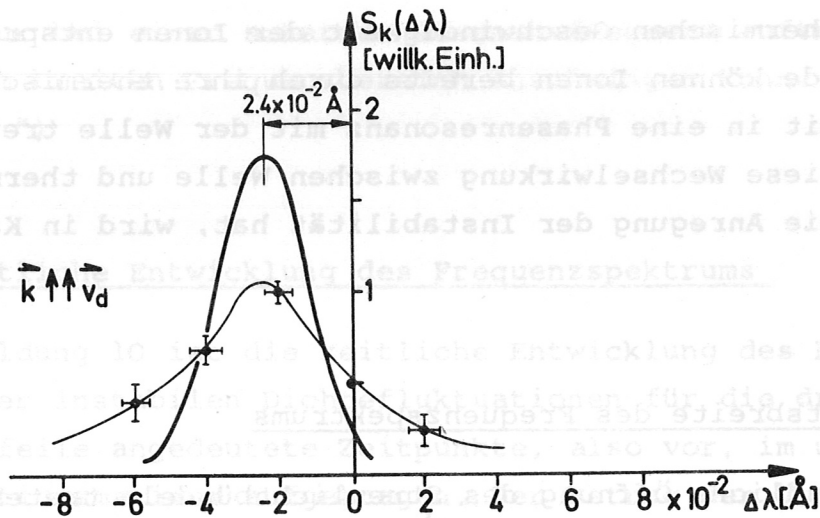


Abb. 9 Das Frequenzspektrum der instabilen Dichtefluktuationen für  $\vec{k}$  parallel und antiparallel zur Elektronendrift  $\vec{v}_d$ . Die Richtung der Linienverschiebung zeigt, daß der in der Stoßfront fließende Strom die Wellen instabil anregt.

Die Phasengeschwindigkeit der instabilen Welle im Laborsystem ergibt sich aus ihrer Frequenz  $\omega_0$  und dem Betrag des Streuvektors:

$$v = \frac{\omega_0}{|\vec{k}|} = 2,5 \cdot 10^6 \text{ cm/sec}$$

Sie ist vergleichbar mit der Ionenschallgeschwindigkeit

$$s_i = \sqrt{\frac{k T_e}{m_i}}, \text{ die für } T_e = T_i \text{ ungefähr der}$$

mittleren thermischen Geschwindigkeit der Ionen entspricht. Aus diesem Grunde können Ionen bereits durch ihre thermische Geschwindigkeit in eine Phasenresonanz mit der Welle treten. Welche Folge diese Wechselwirkung zwischen Welle und thermischen Ionen für die Anregung der Instabilität hat, wird in Kapitel VI diskutiert.

#### Halbwertsbreite des Frequenzspektrums

Durch die endliche Öffnung des Streulichtbündels treten im allgemeinen radiale Komponenten des  $\vec{k}$  - Vektors auf, die sowohl parallel als auch antiparallel zur Stoßwellengeschwindigkeit liegen und dadurch eine Dopplerverbreiterung des Streulichtes verursachen können. Um aus dem Streuprofil Aussagen über das Frequenzspektrum der Dichtefluktuationen zu machen, wurde der Beobachtungsraumwinkel soweit reduziert, daß eine geometrische Verbreiterung des Streuspektrums vernachlässigt werden konnte.

Auch eine Frequenzverbreiterung durch die endliche Beobachtungszeitdauer ( $\Delta t = 12 \text{ nsec}$ ) ist vernachlässigbar.

Die Form des Streuspektrums ist damit eindeutig durch das Frequenzspektrum der streuenden Dichtefluktuationen bestimmt. Es zeigt sich, daß die gemessene Halbwertsbreite des Streuspektrums vergleichbar ist mit seiner Verschiebung. Daraus folgt, daß auch das Frequenzband der instabilen Wellen vergleichbar sein muß mit ihrer mittleren Frequenz  $\omega_0$ .

Diese starke Dämpfung der Dichtefluktuationen steht offenbar im Widerspruch zu ihrer großen Anwachsrate in der Stoßfront und ihrem relativ langsamen Abklingen (Abklingzeit  $\Delta t \approx 20$  nsec) im Bereich des Plateaus.

Die Verbreiterung des Streulichtes kann demzufolge nicht allein durch die endliche Lebensdauer einer einzigen instabilen Mode der Frequenz  $\omega_0$  erklärt werden; sie zeigt vielmehr, daß die gemessene Instabilität im Unterschied zu Ionenschallinstabilitäten nicht nur bei einer scharfen Resonanzfrequenz auftritt, sondern in einem breiten Frequenzbereich anschwingen kann. ("starke Dispersion")

#### Zeitliche Entwicklung des Frequenzspektrums

In Abbildung 10 ist die zeitliche Entwicklung des Frequenzspektrums der instabilen Dichtefluktuationen für die drei in Fig.8 durch Pfeile angedeutete Zeitpunkte, also vor, im und nach dem Fluktuationsmaximum aufgetragen. Der Betrag der Verschiebung des Linienprofils des gestreuten Lichtes gegenüber der Laserwellenlänge entspricht zu allen 3 Zeitpunkten der Streuung an Fluktuationen mit etwa ein Drittel Ionenplasmafrequenz, die wegen der Kompression des Plasmas in der Stoßfront zunimmt und dann konstant bleibt. Auch die Breite des Streuspektrums wächst im Laufe der Zeit an. Das zeigt, daß sich aus der in der Stoßfront angeregten Driftinstabilität auf Grund nichtlinearer Effekte (z.B. Modenkoppelung) eine Mikroturbulenz entwickelt, durch die die gerichtete Wellenenergie in thermische Fluktuationsenergie umgewandelt wird. Dabei wird aus den anfänglich nur in Richtung der Elektronendrift laufenden Wellen auch Energie auf Fluktuationen in entgegengesetzter Richtung "dissipiert". Dieser Thermalisierungsprozeß führt schließlich zu einem thermischen zur Laserlinie symmetrischen Spektrum, was sich in Abb.10 unten bereits andeutet.

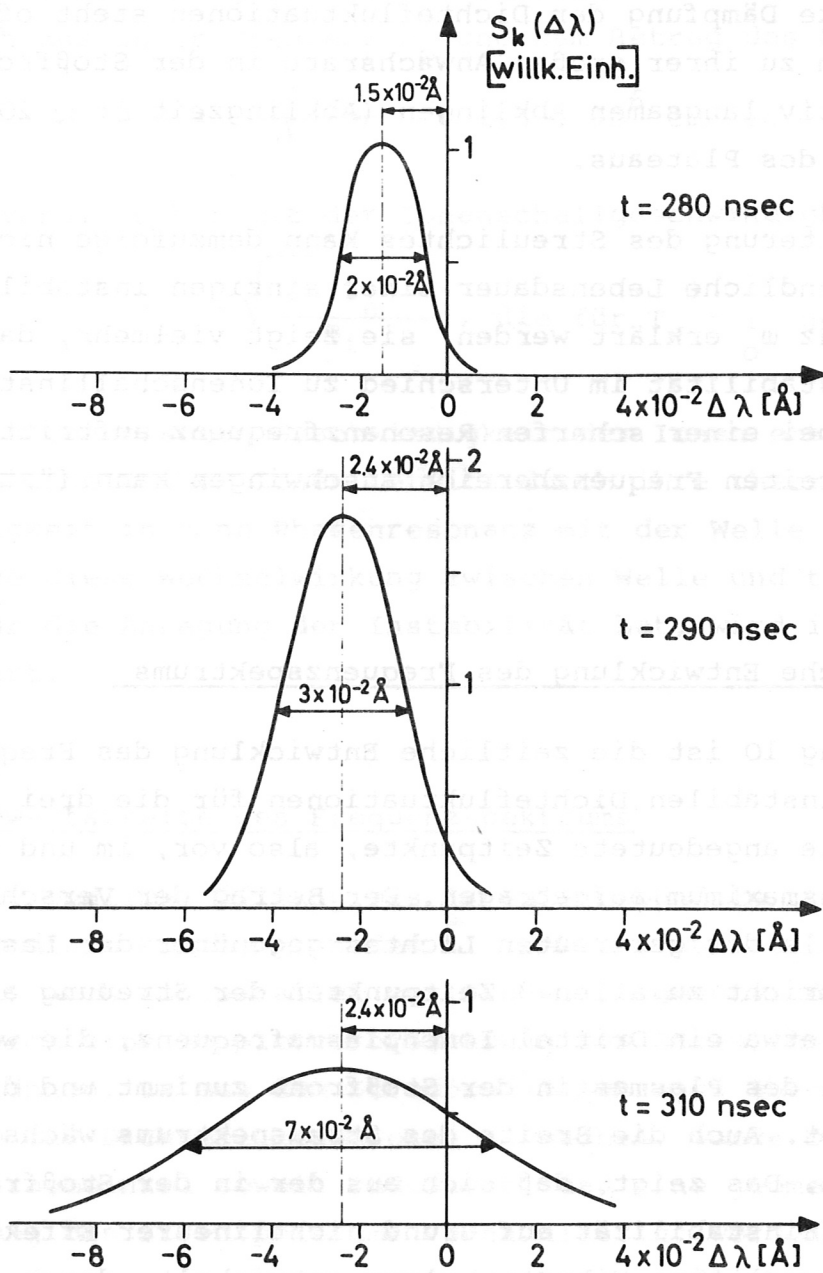


Abb.10 Die zeitliche Entwicklung des Fluktuationsspektrums in der Stoßwelle.

Der Betrag der Verschiebung entspricht zu allen Zeitpunkten der Streuung an Dichtefluktuationen mit etwa  $1/3$  Ionenplasmafrequenz.

### 1.3 Die Richtcharakteristik der Fluktuationen

Beobachtet man das Streulicht bei konstantem Streuwinkel  $\theta$  unter verschiedenen Richtungen zum einfallenden Laserstrahl, dann läßt sich die Intensität der Fluktuationen in Abhängigkeit vom Winkel  $\varphi$  zwischen Streuvektor und Elektronendrift bestimmen. In Abb.11 ist die sog. Richtcharakteristik der instabilen Wellen in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld für einen festen Zeitpunkt  $t = 290$  nsec (Fluktuationsmaximum) aufgetragen. Man sieht, daß die Instabilitäten in dieser Ebene in einem breiten Winkelbereich um die Elektronendrift ange-regt sind. Das Maximum der Dichtefluktuationen liegt in Richtung der Drift, während senkrecht zu ihr keine über-thermischen Fluktuationen mehr beobachtet werden.

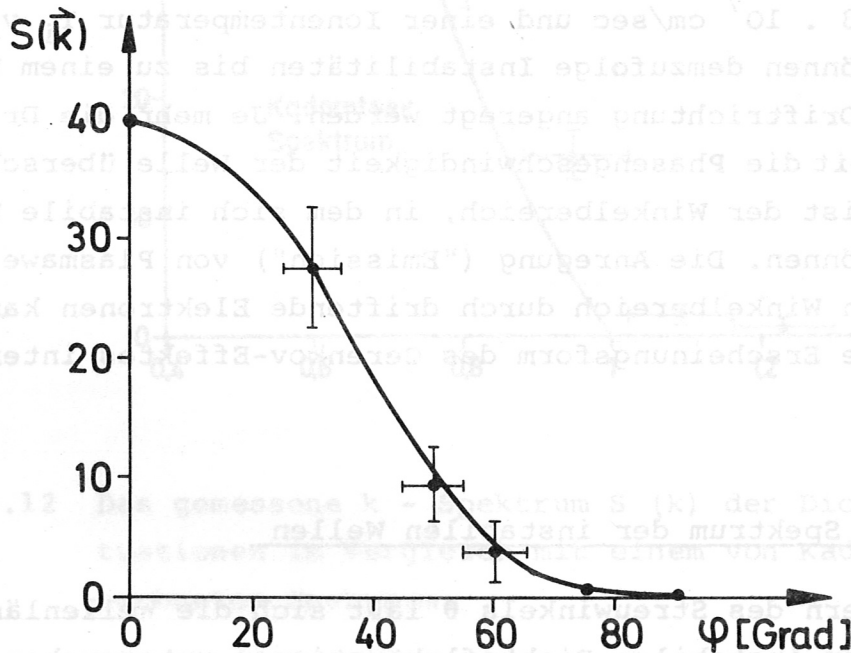


Abb.11 Die Richtungsabhängigkeit der Fluktuationen in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld ( $\varphi$  ist der Winkel zwischen Streuvektor  $\vec{k}$  und der Elektronendrift in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld)

Der Winkelbereich, in dem Wellen durch die Elektronendrift instabil angeregt werden können, läßt sich aus dem Verhältnis von Driftgeschwindigkeit und Phasengeschwindigkeit der Wellen abschätzen. Damit die Welle instabil anwachsen kann, muß ihre Geschwindigkeit in Richtung der Drift kleiner sein als die Driftgeschwindigkeit  $v_d$ , d.h.

$$v < v_d \cdot \cos \varphi$$

Da die Ionenverteilungsfunktion  $f_i(v)$  destabilisierend auf die Welle wirkt, ist  $v$  im Laborsystem vergleichbar mit der mittleren thermischen Geschwindigkeit der Ionen  $v_i$  (s. Kapitel VI) und somit

$$\cos \varphi > \frac{v_i}{v_d}$$

Für  $v_d = 1,3 \cdot 10^7$  cm/sec und einer Iontemperatur  $T_i$  von etwa 60 eV können demzufolge Instabilitäten bis zu einem Winkel  $\varphi \approx 60^\circ$  zur Driftrichtung angeregt werden. Je mehr die Driftgeschwindigkeit die Phasengeschwindigkeit der Welle überschreitet, umso größer ist der Winkelbereich, in dem sich instabile Wellen ausbreiten können. Die Anregung ("Emission") von Plasmawellen in einem breiten Winkelbereich durch driftende Elektronen kann man auch als eine Erscheinungsform des Cerenkov-Effektes interpretieren.

#### 1.4 Das k - Spektrum der instabilen Wellen

Durch Verändern des Streuwinkels  $\theta$  läßt sich die Wellenlängenabhängigkeit der instabilen Dichtefluktuationen untersuchen. In Abb.12 ist das k - Spektrum der Wellen zum Zeitpunkt ihrer maximalen Intensität aufgetragen, soweit es mit dem Rubinlaser gemessen werden konnte. Der Streuwinkel  $\theta$  wurde dabei zwischen  $4^\circ$  und  $2^\circ$  variiert. Das entspricht der Streuung an Fluktuationen mit Wellenlängen zwischen 5 und 10 - facher Debyelänge. Bei noch



kleineren Streuwinkeln ( $\theta < 2^\circ$ ) stieg das Falschlicht so stark an, daß das Streulicht nicht mehr eindeutig nachgewiesen werden konnte. Die Meßfehler in der Abszisse geben die spektrale Auflösung der Messung an, da wegen der endlichen Öffnung der beobachteten Streustrahlung immer über einen gewissen Bereich des  $k$  - Spektrums ( $\Delta k \sim \Delta \theta$ ) integriert werden muß.

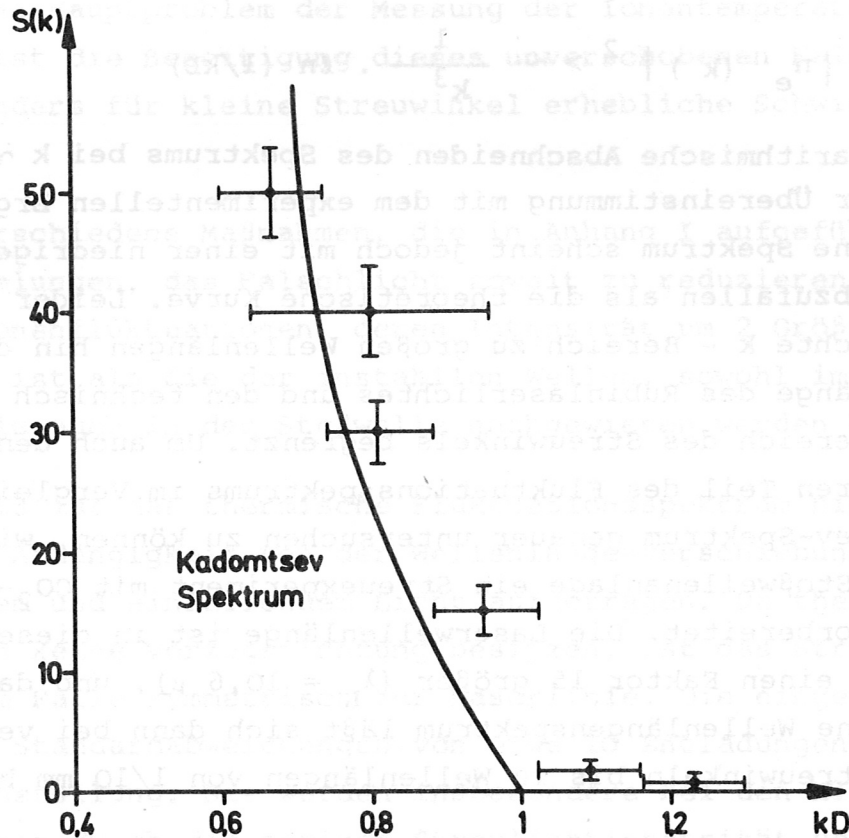


Abb.12 Das gemessene  $k$  - Spektrum  $S(k)$  der Dichtefluktuationen im Vergleich mit einem von Kadomtsev berechneten Spektrum.

Das gemessene Fluktuationsspektrum fällt für  $k \cdot D > 1$  etwa auf thermische Amplituden ab, während es für größere Wellenlängen ( $k \cdot D < 1$ ) sehr stark ansteigt.

Die ausgezogene Kurve in Abb.12 stellt zum Vergleich den von B. Kadomtsev /14/ berechneten Verlauf des  $k$  - Spektrums für ein

magnetfeldfreies Plasma dar. Inwieweit diese Überlegungen von Kadomtsev auch für die Anregung und Dämpfung von Wellen in einem Plasma mit Magnetfeld zutreffen, ist jedoch noch nicht geklärt. Unter Annahme einer linearen Anwachsrate der Wellen bei ihren Resonanzfrequenzen und einer nichtlinearen Landau-dämpfung an den Ionen erhält Kadomtsev ein stationäres Fluktuationsspektrum:

$$\langle |n_e(k)|^2 \rangle \sim \frac{1}{k^3} \cdot \ln(1/kD)$$

Das logarithmische Abschneiden des Spektrums bei  $k \sim 1/D$  ist in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis. Das gemessene Spektrum scheint jedoch mit einer niedrigeren Potenz von  $k$  abzufallen als die theoretische Kurve. Leider ist der untersuchte  $k$  - Bereich zu großen Wellenlängen hin durch die Wellenlänge des Rubinlaserlichtes und den technisch ausnutzbaren Bereich des Streuwinkels begrenzt. Um auch den langwelligeren Teil des Fluktuationsspektrums im Vergleich zum Kadomtsev-Spektrum genauer untersuchen zu können, wird z.Zt. an der Stoßwellenanlage ein Streuexperiment mit  $\text{CO}_2$ -Laserlicht vorbereitet. Die Laserwellenlänge ist in diesem Falle etwa um einen Faktor 15 größer ( $\lambda_L = 10,6 \mu$ ), und das bisher gemessene Wellenlängenspektrum läßt sich dann bei vergleichbaren Streuwinkeln bis zu Wellenlängen von 1/10 mm hin ergänzen.

## 2. Thermische Ionenfluktuationen und Bestimmung der Iontemperatur in der Stoßfront

Das  $k$  - Spektrum der instabilen Wellen hat ergeben, daß die in der Stoßwelle beobachteten überthermischen Dichtefluktuationen für  $k > 1/D$ , d.h.  $\theta > 4^\circ$  stark gedämpft sind und auf das thermische Niveau absinken. Es ist deshalb möglich, bei geeigneter Wahl des Streuwinkels  $\theta$ , aus der kollektiven Streuung von Laserlicht an diesen thermischen Fluktuationen den Verlauf der Iontemperatur in der Stoßwelle zu bestimmen. Die Kenntnis der Iontemperatur ist für die Dispersionseigenschaften des Plasmas und

somit für die Frage nach dem Typ der instabilen Wellen von großer Wichtigkeit.

Da für  $k > 1/D$  ( $\alpha < 1$ ) nur ein geringer Bruchteil des Streulichtes in die Ionenlinie fällt ( der weitaus größere Teil befindet sich im Elektronenspektrum), wird das Spektrum der Ionenfluktuationen ohne besondere Maßnahmen um Größenordnungen vom Falschlicht überdeckt. Das Hauptproblem der Messung der Iontemperatur in dünnen Plasmen ist die Beseitigung dieses unverschobenen Falschlichtes, was besonders für kleine Streuwinkel erhebliche Schwierigkeiten bereitet.

Durch verschiedene Maßnahmen, die in Anhang I aufgeführt sind, ist es gelungen, das Falschlicht soweit zu reduzieren, daß thermische Ionenfluktuationen, deren Intensität um 2 Größenordnungen geringer ist als die der instabilen Wellen, sowohl im Ausgangs- plasma als auch in der Stoßwelle nachgewiesen werden konnten<sup>+)</sup> .

In Abb. 13 ist das thermische Fluktuationsspektrum hinter der Stoßfront in Abhängigkeit von der Wellenlängenverschiebung zwischen gestreutem und einfallendem Licht aufgetragen. Da thermische Fluktuationen keine Vorzugsrichtung besitzen, ist das Streuspektrum in diesem Falle symmetrisch zur Laserlinie. Die eingetragenen Fehler sind Standardabweichungen von etwa 10 Entladungen pro Wellenlängeneinstellung. Sie werden insbesondere bei den kleinen Dichten des Plasmas durch die geringe Streulichtintensität verursacht und nicht so sehr durch ungenügende Reproduzierbarkeit des Plasmas

Durch die Meßpunkte wurde die am besten passende Kurve nach der Theorie von E.E.Salpeter /7/ gelegt. Daraus ergibt sich eine Iontemperatur  $T_i = 59$  eV, während die Temperatur im Ausgangs- plasma etwa 17 eV beträgt.

Andererseits läßt sich die Ionenaufheizung in stationären Stoßwellen aus den Erhaltungssätzen von Masse, Energie und Impuls - den sog. Rankine-Hugoniot - Gleichungen - bei bekannter Elektro- nentemperatur unabhängig von der Art der Dissipation abschätzen /4/. Im Rahmen der angegebenen Fehler stimmt die gemessene Ionen-

<sup>+)</sup> Die Messung der Iontemperatur  $T_i$  wurde gemeinsam mit Herrn Dr. Kornherr durchgeführt.

temperatur mit der auf diese Weise berechneten überein.

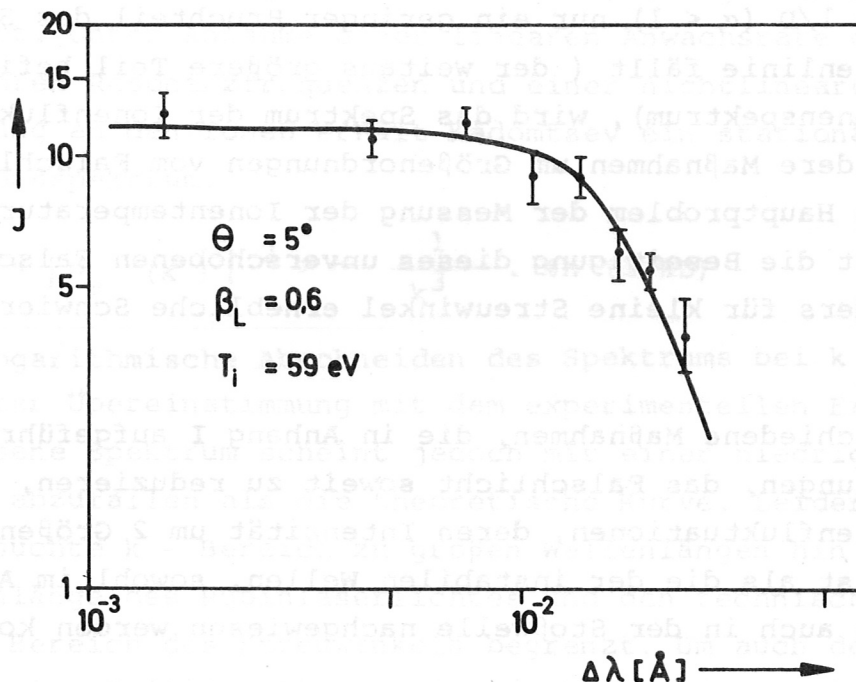


Abb. 13 Thermisches Ionenspektrum hinter der Stoßfront.  
 Das eingezeichnete Spektrum ergibt sich aus der  
 Theorie nach Salpeter /7/.

Wie es für Stoßwellen kleiner Machzahl ( $M < 3$ ) zu erwarten ist, wird die Aufheizung der Ionen von 17 eV auf 59 eV im wesentlichen durch die adiabatische Kompression in der Stoßwelle bestimmt. Für  $f = 2$  Freiheitsgrade senkrecht zum Magnetfeld wächst bei adiabatischer Aufheizung die Ionentemperatur von  $T_{i0} = 17 \text{ eV}$  auf

$$T_i = T_{i0} \frac{n}{n_0}^{2/f} = 51 \text{ eV}$$

(Dichtesprung  $n/n_0 = 3$ )

Die Temperaturerhöhung der Ionen erfolgt also im wesentlichen adiabatisch, während für die starke Elektronenheizung dagegen

ein stoßfreier Dissipationsmechanismus wirksam ist, der seine Ursache in instabil angeregten Feldfluktuationen hat. Welcher Wellentyp diesen Fluktuationen zuzuordnen ist, kann jetzt nach Kenntnis der Iontemperatur diskutiert werden.

## VI. Diskussion der Meßergebnisse

Die starke Erhöhung des Streuquerschnittes und die Asymmetrie des Streuspektrums haben ergeben, daß in der Stoßwelle "überthermische" Dichtefluktuationen in einer bestimmten Vorzugsrichtung angeregt sind. Aus Richtung und Betrag der Linienverschiebung des gestreuten Lichtes konnte weiter gezeigt werden, daß der in der Stoßfront fließende Strom für die Anregung einer Instabilität mit  $\omega \approx 1/3 \omega_{pi}$  verantwortlich ist.

In diesem Kapitel soll die Frage untersucht werden, welche longitudinalen Wellen durch einen elektrischen Strom senkrecht zu einem Magnetfeld instabil angeregt werden können und ob ihre Anwachsrates ausreicht, um das schnelle Ansteigen des Streulich-  
tes in der Stoßfront zu erklären.

### 1. Anregung von elektrostatischen Instabilitäten für $T_e \approx T_i$

Die Anregung von elektrostatischen Instabilitäten durch eine Elektronendrift im Plasma hängt im wesentlichen von 2 Größen ab:

1. vom Verhältnis der Driftgeschwindigkeit  $v_d$  zu der mittleren thermischen Elektronengeschwindigkeit  $v_e$  und
2. vom Verhältnis der Elektronentemperatur  $T_e$  zur Iontemperatur  $T_i$ .

Die Größen  $v_d$ ,  $n_e$ ,  $v_e$ ,  $T_e$  und  $T_i$  wurden in der Stoßwelle gemessen, und zwar  $v_d$  aus dem Magnetfeldgradienten (und Elektronendichte  $n_e$ ),  $n_e$ ,  $v_e$  und  $T_e$  durch  $90^\circ$ -Laserstreuung und  $T_i$  durch Laservorwärtsstreuung.

Es zeigt sich, daß das Verhältnis  $v_d/v_e$  am Anfang der Stoßfront etwa 0,2 beträgt und im Verlauf der stoßfreien Elektronenheizung weiter abnimmt. Das Temperaturverhältnis  $T_e/T_i$  ist im Ausgangs- plasma 0,25 und am Ende der Stoßfront etwas größer als 1.

Unter diesen Bedingungen können Ionenschallinstabilitäten, wie sie 1966 für ein magnetfeldfreies Plasma von Sagdeev /15/ berechnet wurden und seitdem häufig als Ursache der anomalen Heizung in stoßfreien Stoßwellen angesehen werden (vgl. z.B. /16/) nicht auftreten. Für  $T_e \approx T_i$  ist die Phasengeschwindigkeit des Ionenschalls vergleichbar mit der mittleren thermischen Ionengeschwindigkeit. Wegen der damit verbundenen starken Landaudämpfung werden elektrostatische Instabilitäten erst bei viel größeren Driftgeschwindigkeiten ( $v_d > v_e$ ) angeregt /20/.

Die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit zeigen jedoch erstmals, daß bereits bei wesentlich kleineren Driftgeschwindigkeiten ( $v_d < 0,2 v_e$ ) Instabilitäten senkrecht zu einem Magnetfeld auftreten können. Demzufolge reichen die bisher unter Vernachlässigung des Magnetfeldes diskutierte Instabilitäten nicht aus, um die mikroskopischen Prozesse der kollektiven Heizung in einer stoßfreien Stoßwelle zu beschreiben.

Etwa gleichzeitig mit dem experimentellen Nachweis instabiler Dichtefluktuationen bei vergleichbaren Elektronen- und Iontemperaturen konnte in theoretischen Arbeiten von Gary und Sander- son /17/, von Lashmore-Davies /18/ und in einer Plasmasimulations- rechnerung von Forslund et al./19/ gezeigt werden, daß für  $T_e \approx T_i$  und Driftgeschwindigkeiten  $v_d \ll v_e$  Elektronenzyklotronwellen senkrecht zu einem Magnetfeld instabil anwachsen können. Dazu wurde die Dispersionsrelation für elektrostatische Wellen  $n_e(k, \omega) \sim e^i(kx - \omega t)$  senkrecht zu einem Magnetfeld  $B$  aus der Vlasov-

Gleichung hergeleitet und in Gegenwart einer Elektronendrift  $v_d \perp B$  numerisch gelöst.

Das Ergebnis ist, daß für  $T_e \approx T_i$  Bernsteinwellen, deren Phasengeschwindigkeit  $v$  im Laborsystem vergleichbar ist mit der thermischen Ionengeschwindigkeit  $v_i$ , instabil anwachsen können. Der physikalische Mechanismus der Anregung von Bernsteinwellen in Gegenwart heißer Ionen ist in Abb.14 schematisch dargestellt.

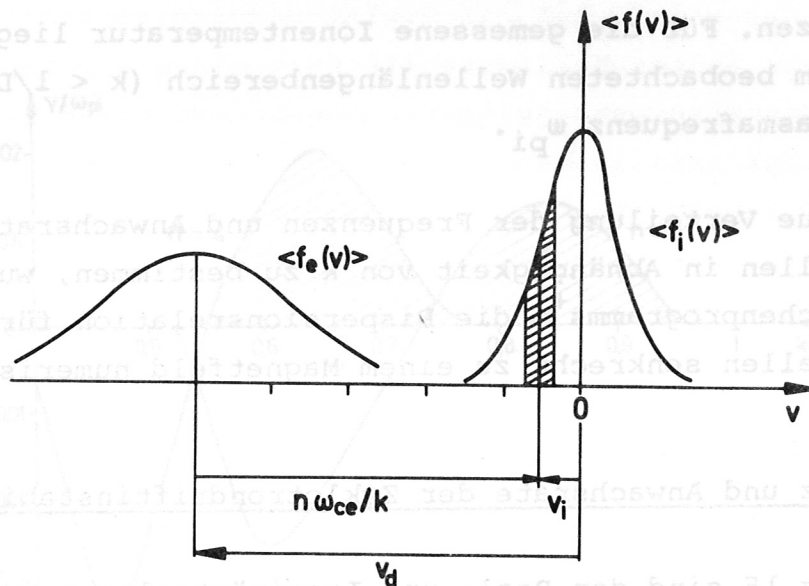


Abb.14 Anregung von Elektronenzyklotronwellen durch "resonante" Ionen.

Während die Frequenzen der Bernsteinwellen im mitbewegten Elektronensystem  $\langle f_e(v) \rangle$  bei Harmonischen der Gyrofrequenz  $\omega_{ce}$  liegen, sind sie im Laborsystem um den Betrag  $kv_d$  dopplerverschoben:

$$\omega = kv_d \pm n\omega_{ce}$$

Alle diejenigen Wellen, die sich im ruhenden Bezugssystem mit einer Phasengeschwindigkeit  $v \approx v_i$  ausbreiten, "sehen" einen positiven Gradienten in der Ionenverteilungsfunktion  $f_i(v)$  (schraffierter Bereich). Dadurch erfahren sie eine "inverse Landaudämpfung" und wachsen in ihrer Amplitude stark an.

Aus der Resonanzbedingung zwischen den dopplerverschobenen Bernsteinwellen und thermischen Ionen

$$\omega = kv_d - n\omega_{ce} \approx kv_i$$

läßt sich die mittlere Frequenz  $\omega$  dieser Zyklotrongdriftinstabilität abschätzen. Für die gemessene Iontemperatur liegt diese Frequenz in dem beobachteten Wellenlängenbereich ( $k < 1/D$ ) unterhalb der Ionenplasmafrequenz  $\omega_{pi}$ .

Um die genaue Verteilung der Frequenzen und Anwachsraten der instabilen Wellen in Abhängigkeit von  $k$  zu bestimmen, wurde mit Hilfe eines Rechenprogramms<sup>+)</sup>  die Dispersionsrelation für elektrostatische Wellen senkrecht zu einem Magnetfeld numerisch gelöst.

## 2. Frequenz und Anwachsraten der Zyklotrongdriftinstabilität

In Abbildung 15 sind der Real- und Imaginärteil  $\omega = \omega + i\gamma$  der dopplerverschobenen Bernsteinwellen aufgetragen, die in dem untersuchten  $k$  - Bereich instabil anwachsen können ( $n = 4$  u.  $5$ ).

Die in die Rechnung eingehenden Parameter sind zeitlich konstant und entsprechen experimentell bestimmten Mittelwerten in der Stoßfront ( $T_e = T_i$ ,  $m_e/m_i = 1/3600$ ,  $v_d = 0,1 v_e$ ).

<sup>+)</sup>  Das Rechenprogramm wurde freundlicherweise von Herrn Dr. Chodura zur Verfügung gestellt



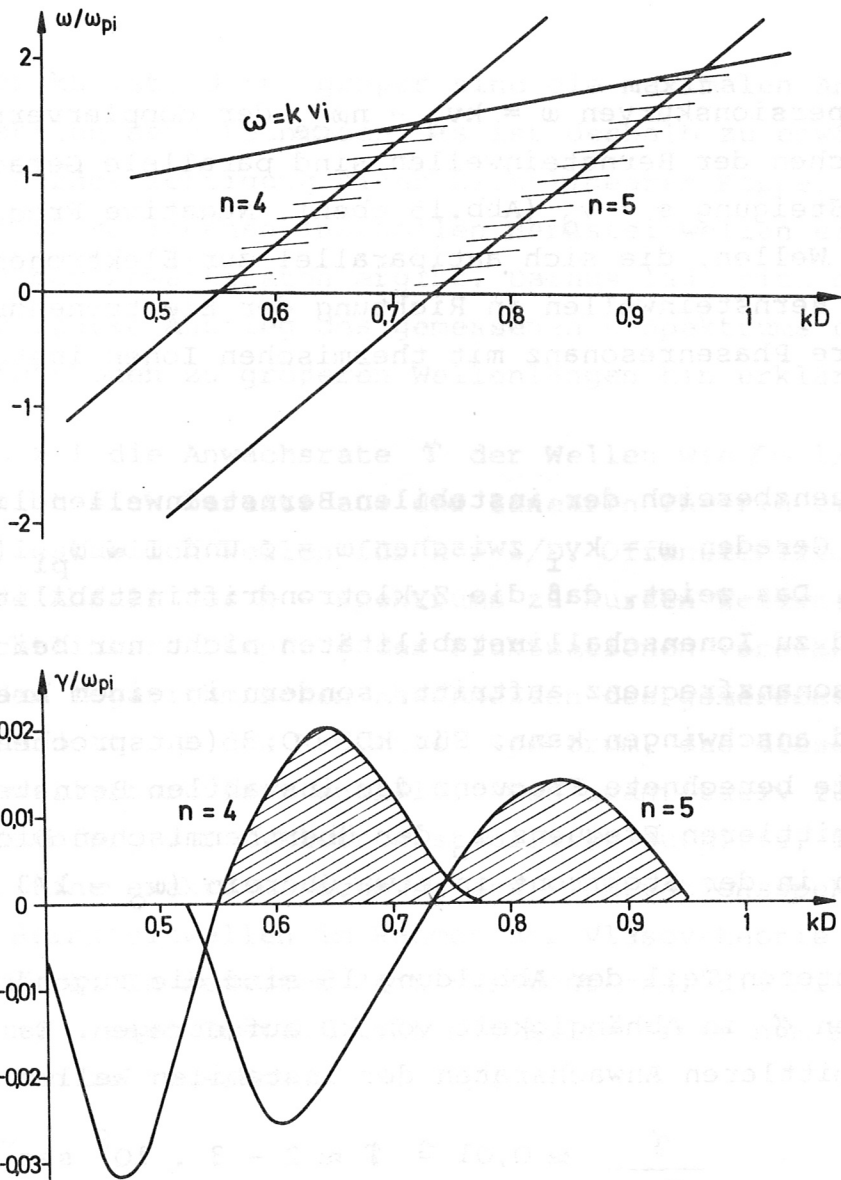


Abb. 15 Real- und Imaginärteil  $\tilde{\omega} = \omega + i\gamma$  der Bernsteinwellen, die in dem untersuchten  $k$ -Bereich instabil anwachsen (schraffierter Bereich)

Die Dispersionskurven  $\omega = kv_d - n\omega_{ce}$  der dopplerverschobenen Harmonischen der Bernsteinwellen sind parallele Geraden mit konstanter Steigung  $s = v_d$  (Abb.15 oben). Negative Frequenzen gehören zu Wellen, die sich antiparallel zur Elektronendrift ausbreiten. Bernsteinwellen in Richtung der Elektronendrift werden durch ihre Phasenresonanz mit thermischen Ionen instabil angeregt.

Der Frequenzbereich der instabilen Bernsteinwellen liegt unterhalb der Geraden  $\omega = kv_i$  zwischen  $\omega = 0$  und  $\omega \sim \omega_{pi}$  (schraffierter Bereich). Das zeigt, daß die Zyklotrondriftinstabilität im Unterschied zu Ionenschallinstabilitäten nicht nur bei einer einzigen Resonanzfrequenz auftritt, sondern in einem breiten Frequenzband anschwingen kann. Für  $kD \sim 0,8$  (entsprechend  $\theta = 2,5^\circ$ ) stimmt die berechnete Frequenz der instabilen Bernsteinmode  $n = 5$  mit der mittleren Frequenz  $\omega_o$  der überthermischen Dichtefluktuationen in der Stoßfront in etwa überein ( $\omega_o \sim 1/3 \omega_{pi}$ ).

In dem unteren Teil der Abbildung 15 sind die zugehörigen Anwachsraten  $\gamma$  in Abhängigkeit von  $kD$  aufgetragen. Es zeigt sich, daß die mittleren Anwachsraten der instabilen Wellen

$$\frac{\gamma}{\omega_{pi}} \approx 0,01 \hat{=} \gamma \approx 2 - 3 \cdot 10^8 \text{ sec}^{-1}$$

ausreichen, um das schnelle Ansteigen der Intensität der Dichtefluktuationen in der Stoßfront zu erklären ( $\gamma_{\text{exp}} \approx 10^8 \text{ sec}^{-1}$ ). Dabei ist zu berücksichtigen, daß die aus einer linearen Theorie berechneten Anwachsraten stets obere Grenzen darstellen und sich nichtlineare Effekte im Plasma als eine Verringerung dieser Anwachsraten auswirken.

Alle die Wellen, die sich entgegen der Driftrichtung ausbreiten ( $\omega < 0$ ), haben negative Anwachsraten und sind demzufolge gedämpft. Das erklärt die starke Asymmetrie des Streuspektrums, aus der gefolgert werden konnte, daß sich die instabilen Wellen in einer bestimmten Vorzugsrichtung, und zwar in Richtung der driftenden Elektronen bewegen.

Je kleiner  $kD$  ist, desto größer sind die maximalen Anwachsraten der instabilen Bernsteinmoden. Es ist deshalb zu erwarten, daß sich bei Berücksichtigung einer nichtlinearen Koppelung zwischen den verschiedenen instabilen Bernsteinwellen ein monotones Ansteigen der Anwachsraten ergibt. Daraus läßt sich dann qualitativ der starke Anstieg des gemessenen  $k$ -Spektrums der instabilen Fluktuationen zu größeren Wellenlängen hin erklären.

Da für  $kD > 1$  die Anwachsraten  $\gamma$  der Wellen wie  $\gamma \sim 1/(kD)^4$  abfällt /19/, ergibt sich bereits aus der linearen Theorie ein "cut-off" der instabilen Wellen für  $k > 1/D$ . Offensichtlich wird dieser starke Abfall des  $k$  - Spektrums zu kurzen Wellenlängen noch durch nichtlineare Dämpfung der Fluktuationen verstärkt, was sich in dem logarithmischen Abschneiden des gemessenen  $k$  - Spektrums ausdrückt. Ob das Kadomtsev-Spektrum, das dieses Verhalten für Ionenwellenturbulenz enthält, auch quantitativ für die nichtlineare Dämpfung der Zyklotroninstabilität zutrifft, ist jedoch fraglich. Eine exakte Berechnung des Fluktuationsspektrums instabiler Bernsteinwellen im Rahmen der Vlasovtheorie ist bis heute nicht möglich. In neuester Zeit versucht man, die nichtlineare Entwicklung dieser Instabilität mit Hilfe einer numerischen Plasmasimulation zu berechnen /19, 21/.

## VII. Zusammenfassung und weiterführende Experimente

Die in dieser Arbeit durchgeführten Laserstremessungen haben ergeben, daß in der stoßfreien Stoßwelle senkrecht zu einem Anfangsmagnetfeld starke Dichtefluktuationen angeregt sind. Aus der Form des Streuspektrums konnte nachgewiesen werden, daß der diamagnetische Strom in der Stoßfront für die Anregung einer Instabilität mit der Frequenz  $\omega = 1/3 \omega_{pi}$  verantwortlich ist. Unter den vorliegenden Bedingungen ( $T_e \approx T_i$ ,  $v_d \ll v_e$ ) treten jedoch Ionenschallinstabilitäten, die häufig als Ursache anomaler Elektronenheizung in stoßfreien Stoßwellen angesehen werden, nicht auf. Aus diesem Grunde stellte sich die Frage nach dem Wellen-

typ, der den instabilen Fluktuationen zuzuordnen ist.

Es zeigt sich, daß unter Berücksichtigung des Magnetfeldes Bernsteinwellen durch eine inverse Landaudämpfung an thermischen Ionen instabil anwachsen können. Anwachsrate und Frequenz dieser sog. Zyklotrondriftinstabilität lassen sich aus der linearen Dispersionsrelation für elektrostatische Wellen senkrecht zu einem Magnetfeld berechnen. Sie stimmen in guter Näherung mit den experimentell bestimmten Werten überein.

Wie der zeitliche Verlauf des Frequenzspektrums der überthermischen Dichtefluktuationen zeigt, entwickelt sich aus den instabilen Bernsteinwellen durch nichtlineare Effekte eine Mikroturbulenz, die die beobachtete starke Elektronenheizung verursacht. Die Berechnung einer effektiven Stoßfrequenz aus der Energiedichte der angeregten Wellen setzt die genaue Kenntnis des  $k$  - Spektrums der Fluktuationen voraus. Das Wellenlängenspektrum der instabilen Bernsteinwellen konnte mit Rubinlaserlicht nur in der Umgebung von  $k \approx 1/D$  gemessen werden. Zur Untersuchung des Fluktuationsspektrums für längere Wellenlängen wird zur Zeit ein  $\text{CO}_2$  - Laserstreuexperiment durchgeführt.

In einem  $\text{CO}_2$  - Streuexperiment wird es auch möglich sein, die Richtcharakteristik der instabilen Wellen parallel zum Magnetfeld zu untersuchen. In dieser Richtung unterscheiden sich Ionenschall- und Bernsteinwellen sehr wesentlich /17/. Während sich Bernsteinwellen praktisch nur senkrecht zu einem Magnetfeld ausbreiten können, müßten Ionenschallwellen in einem breiten Bereich um die Magnetfeldrichtung angeregt sein.

Eine theoretische Beschreibung der nichtlinearen Entwicklung der beobachteten Zyklotrondriftinstabilität durch eine Lösung der Vlasovgleichung ist bis heute noch nicht möglich. Ein Weg, diese Kluft zwischen Experiment und theoretischer Beschreibung überbrücken zu helfen, besteht in der numerischen Plasmasimulation. Auf Grund der Entwicklung der Computertechnik ist es heute möglich, die Eigenschaften eines Plasmas auf einem Computer unter Einsatz von sehr viel Rechenzeit zu simulieren. Man berechnet

Anhang I

dabei schrittweise das zeitliche Verhalten einer großen Zahl von Teilchen unter Einfluß ihrer kollektiven Felder.

In letzter Zeit werden Plasmasimulationsrechnungen für Instabilitäten senkrecht zu einem Magnetfeld unter ähnlichen Bedingungen wie in diesem Experiment durchgeführt /21/. Erste Ergebnisse zeigen, daß sich Instabilitäten entwickeln, deren Frequenz- und Wellenlängenspektrum in guter Näherung mit den gemessenen Werten übereinstimmen.

1) Ein- und Austrittsgerichte des Endstadiums der Teilchenbewegung wurden mit Brewsterfenstern versehen und der Verstärkerbetrieb so eingestellt, daß das Laserlicht gut polarisiert ist und seine Schwingungsebene in der Einfallsebene der Fenster liegt. Dadurch konnten Vielfachreflexionen des einfallenden Laserstrahls in den Glasfenstern und damit verbunden eine zusätzliche Streuung verhindert werden. Insbesondere erfolgte keine Reflexion des polarisierten Laserlichtes am Endfenster, was andererseits ein starkes Reflexlicht verursachen würde.

Die etwa 2 m langen Blendenöffnungen der beiden Enden des Endstadiums wurden so gewählt, daß das Streulicht im Inneren des Endstadiums nicht auf die Fenster zurückgeworfen werden konnte. Zusätzlich wurden die Blendenöffnungen so gewählt, daß die Vielfachreflexionen im Inneren des Endstadiums nicht auf die Fenster zurückgeworfen werden konnten. Das Streulicht wurde durch Schärfe der Aperturen des Glasfensters mit Hilfe von Metallblenden im Inneren des Endstadiums abgeblendet. Das Streulicht wurde durch Schärfe der Aperturen des Glasfensters mit Hilfe von Metallblenden im Inneren des Endstadiums abgeblendet. Das Streulicht wurde durch Schärfe der Aperturen des Glasfensters mit Hilfe von Metallblenden im Inneren des Endstadiums abgeblendet.

## Anhang I

### Maßnahmen zur Beseitigung des Falschlichtes

Das Verhältnis von gestreutem Licht zu einfallendem Laserlicht wird im wesentlichen durch den Thomsonstreuquerschnitt bestimmt und ist von der Größenordnung  $10^{-12}$ . Damit das unerwünschte Falschlicht, das durch Streuung des Laserstrahls an Gefäßwänden, Eintrittsspalten und Linsen genügend klein im Vergleich zu dem zu messenden Streulicht wird, - was bei sehr kleinen Streuwinkeln ( $\theta < 4^\circ$ ) sehr große Mühe bereitet-, wurden folgende Vorkehrungen getroffen:

- 1) Ein- und Austrittsende des Entladungsgefäßes wurden mit Brewsterfenstern versehen und der Verstärkerrubin so einjustiert, daß das Laserlicht gut polarisiert ist und seine Schwingungsebene in der Einfallsebene der Fenster liegt. Dadurch konnten Vielfachreflexionen des einfallenden Laserstrahls in den Glasfenstern und damit verbunden eine zusätzliche Streuung verhindert werden. Insbesondere erfolgt keine Reflexion des polarisierten Laserlichtes am Endfenster, was anderenfalls starkes Falschlicht verursachen würde.
- 2) Die etwa 2 m langen Blendenrohre an den beiden Enden des Entladungsgefäßes wurden so gewählt, daß das Streulicht an den Inhomogenitäten der Endfenster nicht auf direktem Weg in den Meßstrahlengang treffen konnte. Zusätzliche scharfkantige Kulissenblenden verhindern zum großen Teil Vielfachreflexionen in den mit einer Metallbeize geschwärzten Blendenrohren.
- 3) Durch Schwärzung der Außenseite des Glasgefäßes mit opt. Lack wurden Lichtleitereffekte des Falschlichtes im Glas vermindert und durch Aufrauhen der Innenseite des Glasgefäßes an den Stellen, die vom Meßteil gesehen werden, Kleinwinkelreflexionen in den Beobachtungsstrahlengang verhindert.

- 4) Durch einen Metallring wurde der optische Kontakt zwischen Beobachtungsfenster der Vorwärtsstreuung und Glasgefäß unterbrochen.
- 5) Blenden im Beobachtungsteil der Vorwärtsstreuung sorgten für einen telezentrischen Strahlengang, so daß windschiefe Falschlichtbündel beseitigt werden.
- 6) Der gesamte Weg des Laserstrahls außerhalb des Vakuums wurde durch Rohre, die mit schwarzem Papier ausgekleidet waren, gegen den Außenraum abgeschirmt. Dadurch konnte verhindert werden, daß Laserlicht über reflektierende Flächen in den Meßteil gelangte.

## Anhang II

### Meßanordnung der 90° Streuung

Um die gesamte Spektralverteilung des unter 90° gestreuten Laserlichtes bei jeder Entladung messen zu können, wird ein Gittermonochromator (700 Striche/mm, Blazewellenlänge 2,7  $\mu$ ) in Verbindung mit einem zehnkanaligen Glasfaserspaltpaket (Littrowanordnung) benutzt. Ein Faserspalt (Fläche 1,5 mm x 10 mm) dient als Eintrittsspalt, während 9 weitere Spalte zur Aufnahme des Spektrums dienen. Das Auflösungsvermögen des in 4. Ordnung betriebenen Monochromators beträgt bei einer Lichtstärke von 1:1,8 16  $\text{\AA}$ /Kanal. Die höheren Ordnungen des kurzwelligen Plasmalichtes werden durch ein RG 2 - Filterglas der Firma Schott absorbiert. Das Streulicht eines jeden Kanals wird mit einem Photomultiplier RCA 7265 (S 20 - Kathode) und einem Tektronix Oszillographen 551 nachgewiesen. Zur Eichung der Relativempfindlichkeit der einzelnen Meßkanäle dient das primäre Laserlicht, das durch einen geeigneten Filtersatz (Transmission  $10^{-10}$  -  $10^{-11}$ ) abgeschwächt und mit einem 30 m langen Lichtleiter um 150 nsec gegenüber dem Streusignal verzögert wird. Das Ende des Lichtleiters wird in einem Abstand von ca. 30 cm vom Spaltpaket so

angebracht, daß alle Austrittsspalte gleichmäßig beleuchtet werden. Der gegenüber dem Streuimpuls zeitlich verzögerte Eichimpuls dient zugleich als Monitor für die Laserleistung. Die Spektralempfindlichkeit der Multiplier wird mit einer Wolframbandlampe stationär geeicht /22/ und ändert sich in dem untersuchten Wellenlängenbereich ( $\Delta\lambda = \pm 200 \text{ \AA}$ ) um weniger als 10%. Durch tangentielle Beleuchtung der S 20 Photo-Kathode kann die Quantenausbeute der verwendeten Multiplier um einen Faktor 5 auf etwa 6 - 8 % verbessert werden /23/ .

Die Absoluteichung der Streuapparatur geschieht mit Hilfe der Rayleighstreuung eines Gases mit bekanntem Streuquerschnitt. Es wird Wasserstoff als Testgas verwendet und dessen Rayleigh-Streuquerschnitt aus dem Brechungsindex berechnet, der aus der Literatur entnommen und interferometrisch kontrolliert wurde.

### Anhang III

#### Das Fabry-Perot-Interferometer

Zur Untersuchung des an kollektiven Fluktuationen gestreuten Lichtes ist ein Nachweissystem großer Lichtstärke und hoher spektraler Auflösung erforderlich. Beide Forderungen können durch Verwendung zweier hintereinander geschalteter Fabry-Perot-Interferometer erfüllt werden. Transmission und spektrale Auflösung des optischen Systems werden dabei empfindlich von der Wahl und Justierung der Fabry-Perot Platten bestimmt. Verwendet werden Interferometerplatten (Ebenheit  $\lambda/100$ ) mit dielektrischer Vielschichtenverspiegelung, mit denen sich wegen geringer Absorptionsverluste eine hohe Lichtstärke erreichen läßt. Der Reflexionsgrad der Schichten beträgt 96 %, was einer theoretischen Finesse  $F = \pi\sqrt{R}/(1-R) \approx 80$  entspricht.

Zur Justierung der Fabry-Perot Platten, von der die effektive Finesse und damit das Auflösungsvermögen entscheidend abhängt, dienen Interferenzringe gleicher Neigung (Haidingersche Ringe). Sie entstehen in der Brennebene einer Linse durch divergente



Bestrahlung mit monochromatischem Licht eines He - Ne Gas-lasers. Das System der Interferenzringe wird mit einer Lupe als Okular beobachtet. Die gegenseitige Lage der Spiegel wird dabei durch Mikrometerschrauben so verändert, daß man scharfe konzentrische Ringe erhält, deren Breite über den ganzen Umfang konstant bleibt. Aus dem Ringsystem läßt sich auf einfache Weise der Plattenabstand und damit der Interordnungsabstand ("free spectral range") der beiden Fabry-Perots bestimmen /12/. Für das hochauflösende Fabry-Perot ergibt sich bei einem Plattenabstand von 2,1 mm ein "free spectral range"  $\zeta = 1,1 \text{ \AA}$ .

Um Lichtverluste zu vermeiden, wird das Streuspektrum bei parallelem Strahlengang von "Schuß zu Schuß" durch Verändern des Gasdruckes zwischen den Fabry-Perot Platten aufgenommen. Aus diesem Grunde befinden sich die beiden Fabry-Perots in Druckkammern, in denen der Gasdruck kontinuierlich verändert werden kann. Dadurch ändert sich der Brechungsindex und die Wellenlänge maximaler Transmission. Die Wellenlängenverschiebung  $\Delta\lambda$  ist proportional zur Druckänderung  $\Delta p$  und läßt sich unabhängig von dem Plattenabstand aus dem Brechungsindex  $n_0$  der verwendeten Gase bestimmen. ( $\Delta p$  gemessen in Torr)

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda_L} = (n_0 - 1) \cdot \frac{\Delta p}{760}$$

Für Propan, das im 1. Fabry-Perot verwendet wird, ergibt sich bei einer Druckänderung von 110 Torr eine Wellenlängenverschiebung von  $1 \text{ \AA}$ . Zur Wellenlängenänderung im 2. Fabry-Perot wird Wasserstoff verwendet, der wegen seines geringen Brechungsindex für die gleiche Verschiebung eine Druckänderung von 800 Torr erforderlich macht. In diesem Falle lassen sich relativ leicht Wellenlängenverschiebungen von wenigen Hundertstel Angström erreichen, wie sie zur Untersuchung der Feinstruktur des Streuspektrums notwendig sind.

Der Betrag der Wellenlängenverschiebung in Abhängigkeit von der Druckänderung kann über den "free spectral range" auch experimentell bestimmt werden. In Abb. 16 ist die gemessene Wellenlängenverschiebung als Funktion der Druckänderung für Propan und Wasserstoff aufgetragen.

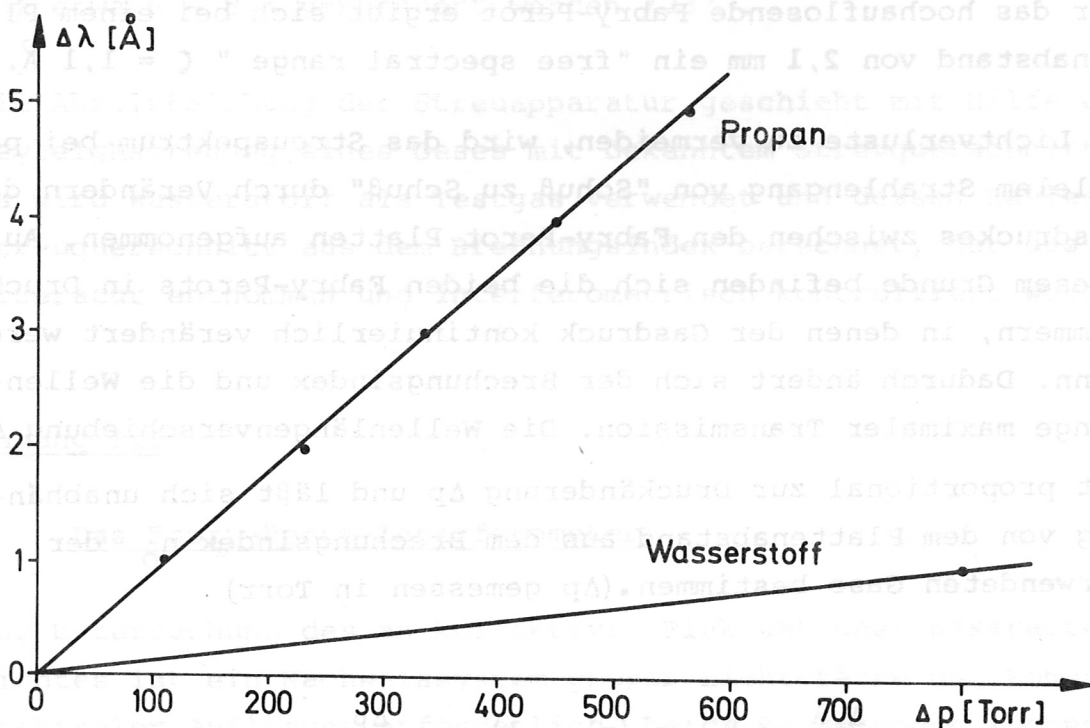


Abb.16 Wellenlängenverschiebung in Abhängigkeit von der Druckänderung zwischen den Fabry-Perot Platten.

Es ergibt sich, daß die in Einheiten des Interordnungsabstandes gemessene Verschiebung mit der aus dem Brechungsindex berechneten übereinstimmt.



Literatur

- /1/ L.A.Artsimovich et al., Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vol.I, 157 (IAEA, Vienna 1969)
- /2/ J.W.M. Paul, C.C.Daughney, L.S.Holmes, Nature 216, 363 (1967)
- /3/ M.Keilhacker, M.Kornherr, K.-H. Steuer, Z.Phys. 223, 385 (1969)
- /4/ M.Kornherr, Z.Phys. 233, 37 (1970)
- /5/ G.Herppich, A. Knobloch, G.Müller, Report IPP 4/5o Institut für Plasmaphysik, Garching (1968)
- /6/ K.-H. Steuer, Report IPP 1/94 (1969)
- /7/ E.E.Salpeter, Phys. Rev. 120 (1960) 1528
- /8/ L.Spitzer jr., "Physics of Fully Ionized Gases", 2nd Ed. Interscience Publishers, New York, 1965.
- /9/ W.H.Kegel, Report IPP 6/21 (1964)
- /10/ I.B.Bernstein, Phys.Rev. 109, 10 (1958)
- /11/ P.M.Platzmann, P.A.Wolf, N.Tzoar, Phys. Rev. 174, 489 (1968)
- /12/ L.Kellerer, D. Meisel, H.Röhr, Report IPP 1/75 (1968)
- /13/ M.Keilhacker, K.-H. Steuer, Phys. Rev. Lett. 26, (1971), 694
- /14/ B.B.Kadomtsev, Plasma Turbulence (Academic Press, London, 1965)
- /15/ R.Z.Sagdeev, Reviews of Plasma Physics, Consultants Bureau, New York, Vol. 4., p.23 (1966)
- /16/ J.W.M. Paul, C.C.Daughney, L.S.Holmes, Nature 223, 822 (1969)
- /17/ S.P.Gary, J.J.Sanderson, J. Plasma Phys. 4, 739 (1970).  
S.P.Gary, J. Plasma Phys. 4, 753 (1970)
- /18/ C.N. Lashmore-Davies, J. Phys.A: Proc. Phys.Soc., London 3, L 40 (1970)

- /19/ D.W. Forslund, R.L.Morse, C.W. Nielson, Phys. Rev.Lett. 25, 1266 (1970)
- /20/ T.E. Stringer, J. Nucl. Energy, Part C 6, 267 (1964)
- /21/ R.Chodura, private Mitteilung, Veröffentlichung in Vorbereitung
- /22/ H.Röhr, Report IPP 1/58 (1967)
- /23/ H.Röhr, G.Decker, Report IPP 1/78 (1968)

Herrn Prof. Dr. E. Fünfer danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit in seiner Abteilung des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik durchzuführen und Herrn Prof. Dr. H. Zwicker für sein reges Interesse an dieser Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. M. Keilhacker für die Aufgabenstellung und die wertvolle Betreuung während der Arbeit.

Weiter bedanke ich mich bei den Herren Dr. Chodura, Dr. Kornherr, H. Niedermeyer und Dr. Röhr für die gute Zusammenarbeit und für die vielen anregenden Diskussionen im Zusammenhang mit den theoretischen und experimentellen Problemen dieser Arbeit.