

Januar 1969

Dichte- und Temperaturmessung an stoßfreien
Stoßwellen mit Hilfe von Laserstreuung.

K.-H. Steuer

IPP 1/94

Januar 1969

I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K
G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Dichte- und Temperaturmessung an stoßfreien
Stoßwellen mit Hilfe von Laserstreuung.

K.-H. Steuer

IPP 1/94

Januar 1969

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

Abstract

Stationary, collisionless compression waves ($u \approx 3$, $\beta_0 = 0.7 - 2.2$) are produced perpendicular to an initial magnetic field in a theta pinch (diameter 16 cm, length 60 cm) by a fast rising magnetic field (12 kG in 0.5 μ sec). Investigation of the energy and density distributions of the electrons in these shock waves by 90° laser scattering ($\alpha \ll 1$) yields information on the nature of the energy dissipation and the resultant heating of the plasma.

The light source is a Q-switched two-stage ruby laser providing a maximum power of 600 MW with a pulse length of 12 nsec and a beam divergence of about 15 mrad. The spectral resolution of the Doppler broadened scattered light is achieved from shot to shot by rotation of narrow-band interference filters (half-width: 5 Å and 35 Å) with which the electron density and electron temperature can be measured even at initial densities of about 10^{13} electrons/cm³. The velocity, width, and structure of the collisionless shock waves and the initial magnetic field B_0 can be determined simultaneously with the laser measurements by means of six probes distributed along the radius.

Typically the jump in density and magnetic field across the shock front is 3 to 4, and the electron temperature in the front increases from 3 eV to 50 eV with a further rise to 100 to 250 eV in the piston region.

One example (10μ D₂; $B_0 = 900$ G) is taken to show from the variations of temperature, density, and magnetic field measured in the shock wave that only about 20% of the energy dissipation is due to classical electron-ion collisions. The effective collision frequency, with which the observed front width ($0.6 c/\Omega_p$) and electron heating can be described, exceeds the electron-ion collision frequency by two orders of

Seite

magnitude and is roughly equal to the ion plasma frequency Ω_p . The ion temperature, which in this case is governed essentially by adiabatic heating in the shock front, can be estimated from the conservation laws.

VI. Diskussion des Versuchsaufbaus	34
1. Aufheizung der Elektronen durch adiabatische Kompression	34
2. Aufheizung der Kerntonen durch Stoßdissipation	35
3. Berechnung einer effektiven Stoßfrequenz	37
4. Abschätzung der Ionenenergie	41
5. Literaturverzeichnis	42

Inhalt

Seite

Zusammenfassung	I
I. Einleitung und Problemstellung	1
1. Das Auftreten von Stoßwellen	1
2. Stoßfreie Stoßwellen im Plasma	1
3. Die Diagnostik an stoßfreien Stoßwellen	3
II. Theoretische Grundlagen der 90° -Laserstreuung ($\alpha \ll 1$, Thomson-Streuung)	4
III. Erzeugung von stoßfreien Stoßwellen in einem vorionisierten Ausgangsplasma	7
IV. Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur im Ausgangsplasma	8
1. Versuchsaufbau	8
2. Das durch eine Theta Pinch Entladung vorionisierte Ausgangsplasma	13
3. Das durch die UV-Strahlung eines Z-Pinches vorionisierte Plasma	18
4. Abschätzung der Stoßfreiheit	20
V. Energie- und Dichteverteilung der Elektronen in stoßfreien Stoßwellen	21
1. Die Aufnahme des Streuspektrums	21
2. Auswertung der Oszillogramme	24
3. Graphische Darstellung der Meßergebnisse an stoßfreien Stoßwellen	27
VI. Diskussion der Meßergebnisse	34
1. Aufheizung der Elektronen durch adiabatische Kompression	34
2. Aufheizung der Elektronen durch Stoßdissipation	35
3. Berechnung einer effektiven Stoßfrequenz	37
4. Abschätzung der Ionenaufheizung	41
Literaturverzeichnis	42

Zusammenfassung

In einem Theta Pinch (Durchmesser 16 cm, Länge 60 cm) werden durch ein rasch ansteigendes Magnetfeld (12 kG in 0,5 μ s) stationäre stoßfreie Kompressionswellen ($\mathcal{M} \approx 3$, $\beta_0 = 0,7 - 2,2$) senkrecht zu einem Anfangsfeld erzeugt. Die Untersuchung der Energie- und Dichteverteilung der Elektronen in diesen stoßfreien Stoßwellen durch 90°-Laserstreuung ($\alpha \ll 1$) gibt Aufschluß über die Art der Energiedissipation und die durch sie bewirkte Aufheizung des Plasmas.

Als Lichtquelle dient ein zweistufiger Rubinlaser, der im Q-Switch-Betrieb eine maximale Leistung von 600 MWatt bei einer Impulsdauer von 12 ns und einer Strahldivergenz von etwa 15 mrad liefert. Die spektrale Auflösung des dopplerverbreiterten Streulichtes erfolgt von "Schuß zu Schuß" durch Drehung schmalbandiger Interferenzfilter (HWB: 5 Å bzw. 35 Å), mit denen es gelingt, Elektronendichte und -temperatur selbst für Anfangsdichten um etwa 10^{13} Elektronen/cm³ mit einer räumlichen Auflösung von etwa 3 mm zu messen. Geschwindigkeit, Breite und Struktur der stoßfreien Stoßwellen sowie das Anfangsmagnetfeld B_0 können gleichzeitig mit den Lasermessungen durch 6 über den Radius verteilte Sonden bestimmt werden.

Als typisches Beispiel steigt im Falle eines parallelen Anfangsfeldes von $B_0 = 900$ G die Dichte und das Magnetfeld innerhalb der Stoßfront um einen Faktor 3 - 4 an, während die Elektronentemperatur gleichzeitig von 3 eV auf 50 eV anwächst und im Bereich des Magnetkolbens 100 - 250 eV erreicht.

Aus dem in der Stoßwelle gemessenen Temperatur-, Dichte- und Magnetfeldverlauf wird an einem Beispiel (10μ D₂; $B_0 = 900$ G) gezeigt, daß nur etwa 20 % der auftretenden Energiedissipation durch "klassische" Elektron-Ionen-Stöße erfolgt.

Die effektive Stoßfrequenz, mit der die beobachtete Frontbreite ($0,6 c/\Omega_p$) und Elektronenheizung beschrieben werden können, übertrifft die Elektron-Ionen-Stoßfrequenz um 2 Größenordnungen und ist etwa gleich der Ionenplasmafrequenz Ω_p .

Aus den Erhaltungssätzen kann die Ionentemperatur abgeschätzt werden, die für das untersuchte Beispiel im wesentlichen auf adiabatischer Aufheizung in der Stoßfront beruht.

I. Einleitung und Problemstellung

1. Das Auftreten von Stoßwellen

Druckwellen kleiner Amplitude (Schallwellen) breiten sich in Gasen mit einer nur von der Art des Gases und seiner Temperatur abhängigen Schallgeschwindigkeit aus. Das Profil derartiger Wellen, das durch eine lineare Differentialgleichung beschrieben werden kann, ändert sich in der sogenannten akustischen Näherung zeitlich nicht. Ist die Druckamplitude jedoch vergleichbar mit dem Gasdruck, dann wird die Laufgeschwindigkeit der Druckstörung amplitudenabhängig - es bildet sich eine fast diskontinuierliche Wellenfront (Stoßfront) mit annähernd unstetigem Druck- und Temperaturverlauf, die sich mit Überschallgeschwindigkeit in das ungestörte Gas hineinbewegt. Dieser Vorgang ist im Gegensatz zur adiabatischen Näherung, die auf Wellenbewegung kleiner Amplitude anwendbar ist, irreversibel - also mit einer Entropiezunahme (Dissipation) verbunden.

In einem Gas aus neutralen Teilchen ist eine Dissipation nur auf Grund von Teilchenstößen möglich, die makroskopisch als Viskosität und Wärmeleitung in Erscheinung treten. Die Breite der Stoßfront wird durch eine charakteristische Länge dieser Stoßprozesse, nämlich der mittleren freien Weglänge λ_S , bestimmt. Durch die entropievermehrenden Stöße der Teilchen in der Stoßfront wird die Temperatur unmittelbar hinter der Stoßwelle stets größer sein als die, welche sich bei einer adiabatischen Kompression mit konstanter Entropie ergeben würde - in der Stoßfront erfolgt somit eine zusätzliche nicht adiabatische Aufheizung des Gases.

2. Stoßfreie Stoßwellen im Plasma

Das Auftreten von Stoßwellen im Plasma ist dem der üblichen Gasdynamik analog, wenn man berücksichtigt, daß zu dem gaskinetischen Druck noch ein magnetischer Druck

$$p = \frac{B^2}{8\pi}$$

hinzukommt. Anstelle der Schallgeschwindigkeit v_s tritt hier die Ausbreitungsgeschwindigkeit v magnetoakustischer Wellen kleiner Amplitude senkrecht zum Magnetfeld B

$$v = \sqrt{v_s^2 + \frac{B^2}{4\pi\rho}} = \sqrt{v_s^2 + v_A^2},$$

wobei $v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}$ die Alfvéngeschwindigkeit und ρ die Dichte des Plasmas ist.

In einem dichten Plasma ($n_e \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = \text{einige eV}$) erfolgt wie bei Gasen eine Energiedissipation über Teilchenstöße, die demzufolge die Breite D der Stoßfront bestimmen. Viskosität, Wärmeleitfähigkeit und elektrische Leitfähigkeit des Plasmas führen in diesem Falle zu einer Frontbreite bis zu einigen freien Weglängen λ_S der Teilchen:

$$D \geq \lambda_S .$$

Dagegen treten in einem verdünnten Plasma ($n_e \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = \text{einige eV}$) Stöße zwischen 2 Teilchen (binäre Stöße) so selten auf, daß sie in guter Näherung vernachlässigbar sind.

Neuere Untersuchungen [1, 2, 3, 4, 5] haben gezeigt, daß in einem solchen Falle eine stoßfreie Dissipation erfolgen kann, die auf der Wechselwirkung der Teilchen mit den in der Stoßfront angeregten elektromagnetischen Wellen beruht - es bilden sich sogenannte stoßfreie Stoßwellen mit einer Frontbreite D , die kleiner ist als die freie Weglänge für binäre Stöße.

$$D < \lambda_S .$$

Die Untersuchung der Aufheizung der Elektronen bzw. Ionen in einem Plasma durch stoßfreie Stoßwellen kann Aufschluß über die Art der Dissipation geben, die ihrerseits die Struktur der Stoßwelle bestimmt.

3. Die Diagnostik an stoßfreien Stoßwellen

Die Bestimmung von Temperatur, Dichte und Magnetfeld im Plasma vor und hinter der Stoßfront gehört zu den wesentlichen Aufgaben der Diagnostik an stoßfreien Stoßwellen.

Ein Verfahren zur Messung dieser physikalischen Größen ist dann geeignet, wenn es

- 1) keine Störung der Stoßwellen verursacht,
- 2) in der Lage ist, die physikalischen Parameter vor und hinter der Stoßwelle über die Breite D der Stoßfront räumlich aufzulösen,
- 3) eine zeitliche Auflösung ermöglicht, die der Dauer τ der stoßfreien Aufheizung des Plasmas entspricht.

$$\tau = \frac{D}{u} = \frac{D}{M \sqrt{v_A^2 + v_s^2}},$$

wobei u die Stoßwellengeschwindigkeit und $M = \frac{u}{\sqrt{v_A^2 + v_s^2}}$ die Machzahl der Stoßwelle bedeuten.

In dem vorliegenden Experiment beträgt die Frontbreite [4]

$$D \approx 10 - 30 \frac{c}{\omega_{po}}.$$

$\frac{c}{\omega_{po}}$ Eindringtiefe von Wellen im stoßfreien Plasma ("stoßfreie Skintiefe")

c Vakuumlichtgeschwindigkeit

ω_{po} Elektronenplasmafrequenz im Ausgangsplasma.

Die "stoßfreie Eindringtiefe" ist für $n_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (\approx Dichte des Ausgangsplasmas)

$$\frac{c}{\omega_{po}} = \frac{5,3 \cdot 10^5}{\sqrt{n_e}} = 5,3 \cdot 10^{-2} \text{ cm},$$

so daß sich eine Frontbreite

$$D \approx 0,5 - 1,5 \text{ cm}$$

ergibt.

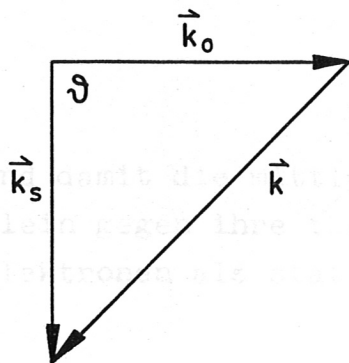
Bei einer typischen Stoßwellengeschwindigkeit $u = 3 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ erfolgt damit die stoßfreie Aufheizung des Plasmas in einer Zeit $\tau = 20 - 50 \text{ ns}$. Eine direkte Methode der Untersuchung stoßfreier Energiedissipation von Elektronen im Plasma, die diese diagnostischen Forderungen gut erfüllt, beruht auf der Beobachtung des Spektrums der Thomson-Streuung. Aus diesem Grunde soll in der vorliegenden Arbeit durch ein 90° -Laserstreuexperiment die räumlich und zeitlich aufgelöste Energie- und Dichteverteilung der Elektronen in stoßfreien Stoßwellen ermittelt werden.

II. Theoretische Grundlagen der 90° -Laserstreuung

($\alpha \ll 1$, Thomson-Streuung)

Das Spektrum des an einem thermischen Plasma gestreuten Laserstrahls, das im allgemeinen Information über die Energieverteilung der Elektronen wie der Ionen enthält, ist im Rahmen einer linearisierten Theorie [6, 7] nur von einem Parameter abhängig, nämlich von

$$\alpha = \frac{1}{|\vec{k}| \lambda_D} \approx \frac{1}{2 |\vec{k}_0| \sin \frac{\vartheta}{2} \lambda_D}$$



$|\vec{k}| = |\vec{k}_s - \vec{k}_0|$ = Differenz der Wellenvektoren von einfallendem (\vec{k}_0) und gestreutem Licht (\vec{k}_s);
 ϑ = Streuwinkel (im vorliegenden Fall: $\vartheta = 90^\circ$).

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{k T_e}{4 \pi n e^2}} = \text{Debye-Radius}$$

k = Boltzmannkonstante

e = Elementarladung

T_e = Elektronentemperatur

n = Teilchenzahl/cm³.

Das unmittelbare Ergebnis von Streuexperimenten an Plasmen ist das mittlere Amplitudenquadrat

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

von Elektronendichtewellen [8]. Der Streuvektor \vec{k} bestimmt dabei die Wellenlänge λ der Dichtefluktuation, an der bei vorgegebenem Winkel ϑ die Streuung des Laserstrahls erfolgt.

Ist der Streuwinkel ϑ so gewählt, daß

$$\lambda \ll \lambda_D$$

d.h.

$$\alpha = \frac{\lambda}{2 \pi \lambda_D} \ll 1,$$

dann erfolgt die Streuung an Elektronenwellen, deren elektrostatische Wechselwirkung mit den Ionen vernachlässigbar ist. Das Streuspektrum wird durch die Energieverteilung der Elektronen allein bestimmt. Ist weiterhin die Zahl der Elektronen in einem Debye-Volumen

$$N = n_e \lambda_D^3 \gg 1$$

und damit die mittlere Wechselwirkungsenergie zweier Elektronen klein gegen ihre thermische Energie, dann kann man die einzelnen Elektronen als statistisch unabhängig voneinander betrachten, und

es handelt sich um eine räumliche inkohärente Streuung. Die Streuintensität von n Elektronen ist n -mal die Streuintensität eines Elektrons - in diesem Falle liegt die von kollektiven Effekten freie klassische Thomsonstreuung vor.

Der differentielle makroskopische Streuquerschnitt beträgt in diesem Falle nach [9]

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = n_e \sigma_e S_e(\vec{k}, \omega)$$

σ_e = differentieller Thomsonquerschnitt eines Elektrons.

Das inkohärente Streuspektrum $S_e(k, \omega)$ ist eine direkte Darstellung der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen. Im thermischen Gleichgewicht ergibt sich für $S_e(k, \omega)$ ein Gaußprofil, aus dessen Halbwertsbreite sich bei vorgegebenem Streuwinkel ϑ die Elektronentemperatur T_e bestimmen läßt:

$$\Delta\lambda_{1/2} = 4 \lambda_0 \sin \frac{\vartheta}{2} \sqrt{\frac{2 k T_e}{m_e c^2} \ln 2}$$

λ_0 = Laserwellenlänge, m_e = Elektronenmasse.

Für $\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$ und $\vartheta = 90^\circ$ folgt

$$\Delta\lambda_{1/2} = 32,4 \sqrt{k T_e \text{ (eV)}}$$

Die Gesamtstreuleistung W ist andererseits proportional der Zahl der streuenden Elektronen, d.h. bei bekanntem Streuvolumen proportional der Elektronendichte n_e [9]

$$W = n_e \sigma_e L dz d\Omega = \gamma n_e$$

L = Laserleistung

dz = Länge des streuenden Plasmavolumens

$d\Omega$ = beobachteter Raumwinkel .

Der Proportionalitätsfaktor γ kann z.B. durch Absoluteichung der Meßanordnung mittels Rayleighstreuung an einem Testgas mit bekanntem

tem Streuquerschnitt ermittelt werden. Man erhält dann für die Elektronendichte n_e nach [9]

$$n_e = n_R \frac{\sigma_R}{\sigma_e} \frac{W}{W_R} \frac{L_R}{L}$$

σ_R = Rayleighstreuquerschnitt des Testgases

n_R = Dichte der Rayleigh-streuenden Moleküle

L_R = Laserleistung bei der Rayleighbeugung .

Ein 90° Laserstreuexperiment ($\alpha \ll 1$) gestattet somit die Bestimmung der Dichte und Energieverteilung der Elektronen während der stoßfreien Aufheizung eines Plasmas.

III. Erzeugung von stoßfreien Stoßwellen in einem vorionisierten Ausgangsplasma

Die Untersuchung der stoßfreien Stoßwellen geschieht in einem linearen Theta Pinch (Durchmesser 16 cm, Länge 60 cm), in dem durch ein rasch ansteigendes Magnetfeld (12 kG in 500 ns) eine zylindrische Kompressionswelle erzeugt wird. Eine detaillierte Beschreibung der 10 k Joule Kondensatorbatterie findet sich in [10].

Um die Ausbreitung der stoßfreien Stoßwellen über einen weiten Bereich der Anfangsdichte untersuchen zu können, werden zwei Arten der Vorionisierung verwendet. Bei Fülldrucken von etwa 1 - 5 m Torr H_2 bzw. D_2 dient zur Vorionisierung des Plasmas die intensive UV-Strahlung eines am Ende des Entladungsgefäßes befindlichen Z-Pinches (s. Abb. 7). Die von ihm emittierte Strahlung photoionisiert den molekularen Wasserstoff bzw. das Deuterium [11,12]. Man erreicht einen Ionisierungsgrad bis zu 10%, was einer relativ homogenen Anfangsdichte von einigen 10^{13} Elektronen/cm³ entspricht.

Bei höheren Fülldrucken (5 - 15 m Torr H_2 bzw. D_2) wird die Strahlungsvorionisierung durch eine Theta Pinch Vorionisierung ersetzt, mit der ein hochionisiertes Plasma mit einer Anfangsdichte von

$1 - 5 \times 10^{14}$ Elektronen/cm³ erzeugt werden kann [4].

In beiden Fällen ist es möglich, dem Ausgangsplasma ein zum Hauptfeld ("Magnetkolben") paralleles bzw. antiparalleles quasistationäres Magnetfeld B_0 bis zu 1 kG zu überlagern und damit das Plasma β und die Machzahl \mathcal{M} der Stoßwelle zu variieren.

Im Falle der Strahlungsvorionisierung liegt das Plasma β (Verhältnis von gaskinetischem Druck zum Magnetfeldruck)

$$\beta = \frac{n_e k (T_i + T_e) 8\pi}{B_0^2} \quad (T_i = \text{Iontemperatur})$$

Je nach eingefangenen Magnetfeld B_0 zwischen 10^{-4} und 10^{-1} , im Falle der Theta Pinch Vorionisierung zwischen 10^{-1} und 10. Wie theoretische [13, 14] und bisher vorliegende experimentelle Ergebnisse (z.B. [1-5]) zeigen, hängt die Struktur der stoßfreien Stoßwellen außer von der Machzahl und dem Winkel zwischen Fortpflanzungsrichtung und Magnetfeld wesentlich von den Parametern des Ausgangsplasmas wie β , der Elektronendichte und -temperatur ab. Außerdem ist die Kenntnis der Elektronendichte und -temperatur des Anfangszustandes wichtig, um abschätzen zu können, ob binäre Stöße der Teilchen in der Stoßfront vernachlässigbar sind.

Im nächsten Abschnitt wird deshalb über die Bestimmung von n_e und T_e im Ausgangsplasma berichtet.

IV. Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur

im Ausgangsplasma

1. Versuchsaufbau

Die bisherigen Streuexperimente an Plasmen (vgl. z.B. [15]) wurden größtenteils bei einer Elektronendichte von einigen 10^{16} Teilchen/cm³ ausgeführt. Das Verhältnis von Streulicht zu primär einfallendem Laserlicht war in diesen Fällen von der Größenordnung 10^{-12} . Bereits

hier war die Beseitigung des unerwünschten Falschlichtes, das durch Streuung des Laserstrahls an Linsen, am Ein- und Austrittsfenster auftritt und durch Vielfachreflexion in den Meßstrahlengang kommt, relativ schwierig.

Da in dem vorliegenden Stoßwellenexperiment Ausgangsdichten von 10^{13} bis 10^{14} Elektronen auftreten, wird sowohl das Verhältnis von Streulicht zu Laserlicht als auch das von Streulicht zu Falschlicht noch ungünstiger. Zunächst mußte deshalb das irregulär gestreute primäre Laserlicht um einen weiteren Faktor 100 - 1000 reduziert werden. Nach zahlreichen Vorversuchen ist es gelungen, das Falschlicht mit je einem etwa 2 m langen Blendenrohr an den beiden Enden des Entladungsgefäßes so weit zu reduzieren, daß es gegen das zu messende Streulicht vernachlässigbar ist. Die erste und letzte Blende der beiden Blendensysteme sind so gewählt, daß das Streulicht der Endfenster nicht auf direktem Weg die Glaswände des Entladungsgefäßes treffen kann. Weitere 9 Zwischenblenden verhindern zum großen Teil Vielfachreflexionen an den mit einer Metallbeize geschwärzten Blendenrohrwänden. Das unter dem Brewsterwinkel aufgestellte Endfenster des Entladungsgefäßes vermeidet Reflexionen des polarisierten Laserlichtes in den Meßstrahlengang. Durch Schwärzung der Außenseite des Glasgefäßes konnte schließlich erreicht werden, daß selbst bei Dichten von etwa 10^{13} Elektronen/cm³ das Falschlicht um einen Faktor 10 kleiner ist als das zu messende Streulicht der Elektronen.

Eine weitere Schwierigkeit in der Untersuchung von Plasmen mit Elektronendichten von 10^{13} bis 10^{14} /cm³ liegt in dem Nachweis der um einen Faktor 100 - 1000 geringeren Streuintensität. Bei Verwendung eines zweistufigen Rubinlasers, der einen Riesenimpuls mit einer Halbwertsbreite von 12 ns und einer Leistung von 600 MW emittiert, streuen 10^{13} Elektronen pro cm³ in einen Raumwinkel von 10^{-2} sterad etwa 10^5 Photonen (Länge des beobachteten Plasmavolumens $dz \approx 1$ cm).

Um die zum Nachweis dieser Photonen nötige hohe Lichtstärke des Detektors zu erreichen, geschieht die spektrale Auflösung des dopplerverbreiterten Streulichtes von "Schuß zu Schuß" durch den Drehung schmalbandiger Interferenzfilter (vgl. Abb. 4), die wegen der wesentlich höheren Transmission ($T_{\max} \approx 70\%$) einem Gittermonochromator vorzuziehen sind. Zur Untersuchung des Ausgangsplasmas wurde ein Filter mit 35 \AA Halbwertsbreite (Theta Pinch Vorionisierung) und ein Filter mit 5 \AA Halbwertsbreite (UV-Strahlungsvorionisierung) verwendet. Beide Filter sind bei senkrechtem Lichteinfall für die Laserwellenlänge $\lambda_0 = 6943 \text{ \AA}$ durchlässig.

Da sich bei schrägem Lichteinfall die Transmission eines Interferenzfilters zu kürzeren Wellenlängen hin verschiebt [16], mißt man je nach Drehung des Filters das Streulicht für einen vom Drehwinkel φ abhängigen Wellenlängenbereich. Durch Entfaltung des Meßprofils mit dem Apparateprofil, das in guter Näherung durch eine Gaußkurve (mit einer Halbwertsbreite von 35 \AA bzw. 5 \AA) wiedergegeben wird, erhält man die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen im Ausgangsplasma.

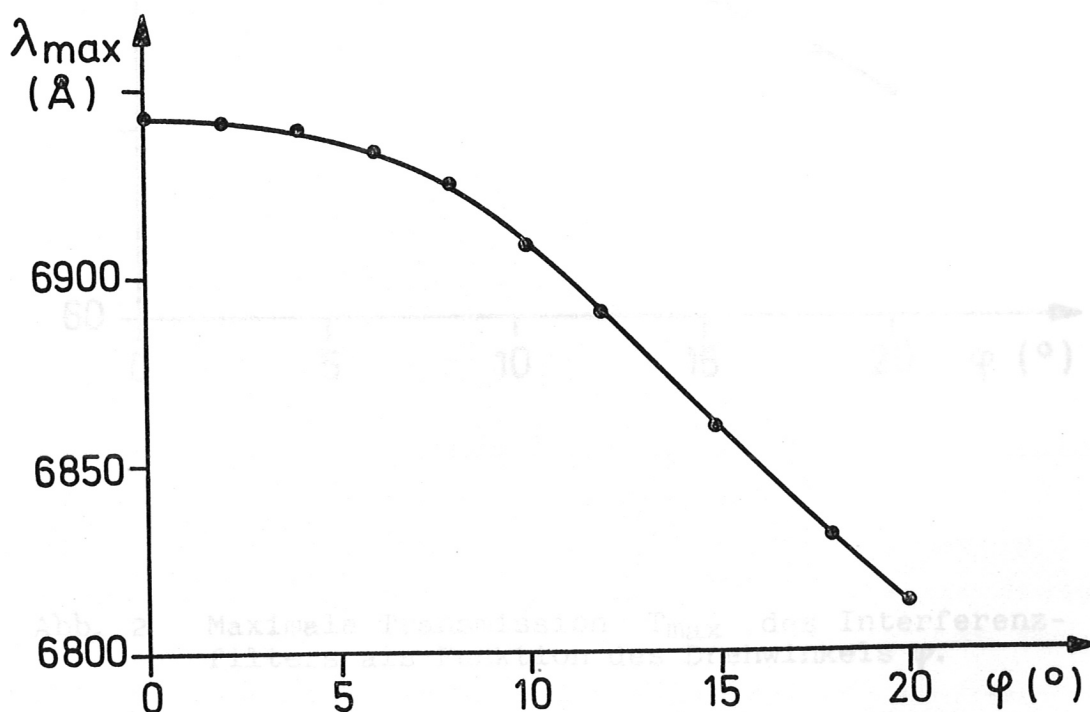


Abb. 1 Wellenlänge maximaler Transmission λ_{\max} des Interferenzfilters als Funktion des Drehwinkels φ .

In Abb. 1 ist für das Filter mit der Halbwertsbreite 35 \AA die Wellenlänge maximaler Transmission λ_{max} in Abhängigkeit von dem Drehwinkel φ aufgetragen. Für kleine Winkel ($\varphi \leq 15^\circ$) ist die Wellenlängenverschiebung proportional zum Quadrat des Drehwinkels. In diesem Winkelbereich ändert sich die maximale Transmission für das in der Einfallsebene polarisierte Streulicht um etwa 5 % (Abb. 2), während die Halbwertsbreite des Filters konstant bleibt.

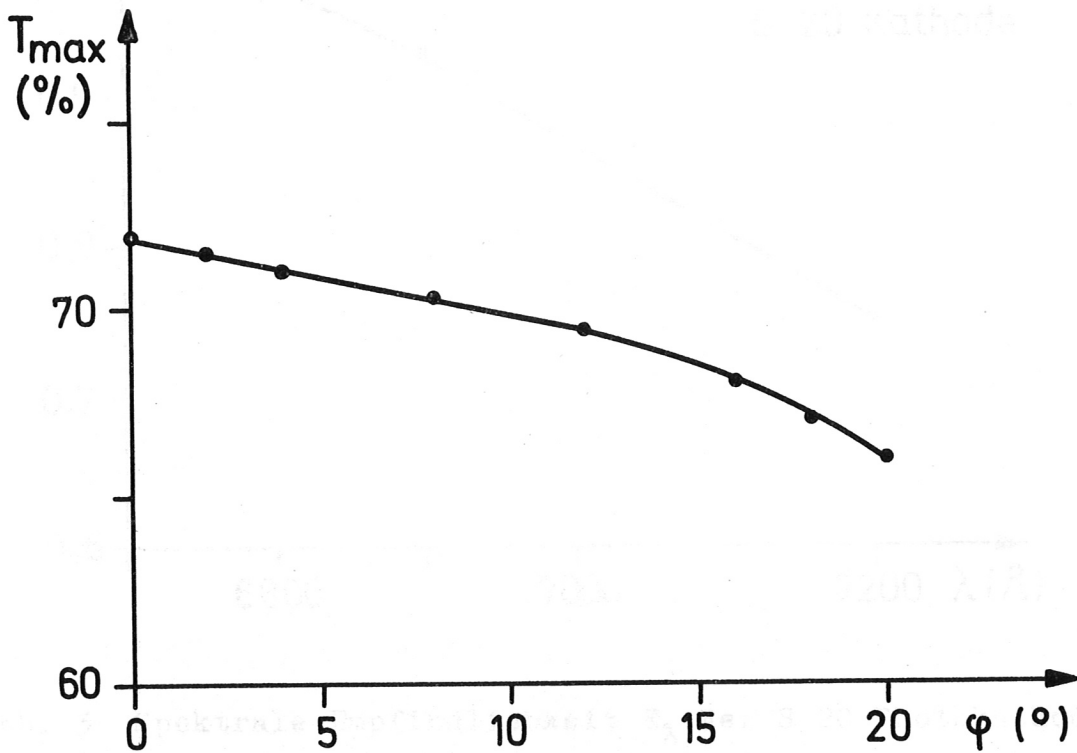


Abb. 2 Maximale Transmission T_{max} des Interferenzfilters als Funktion des Drehwinkels φ .

Das Streulicht wird mit einem Photomultiplier RCA 7265 in Verbindung mit einem Tektronix Oszillographen 551 nachgewiesen. Durch tangentielle Beleuchtung der S 20 Photokathode [18] kann die Quantenausbeute des verwendeten Multipliers um einen Faktor 5 auf etwa 8 - 10 % verbessert werden. Die spektrale Empfindlichkeit der Photokathode wurde gemessen und ist in Abb. 3 aufgetragen.

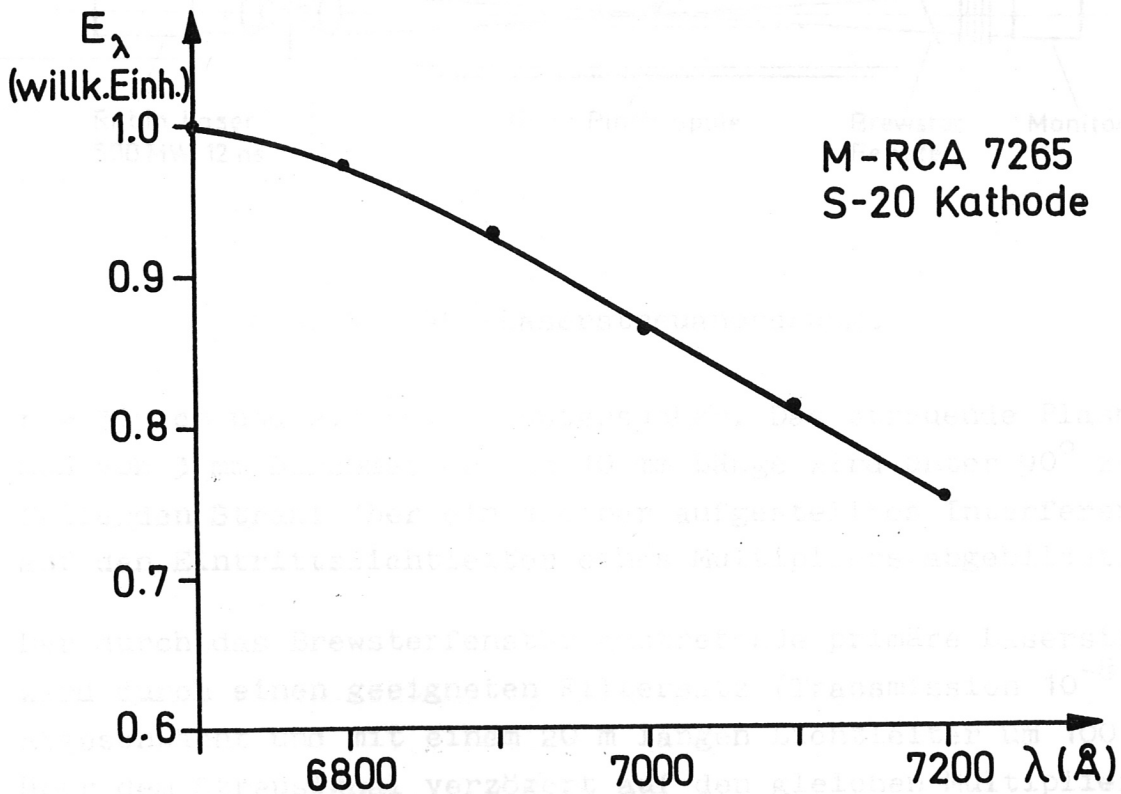


Abb. 3 Spektrale Empfindlichkeit E_λ der S 20 Photokathode.

Abb. 4 zeigt die Meßanordnung des 90° -Laserstreuexperimentes. Der Laserstrahl mit einer Leistung von 600 MW und einer Strahldivergenz von 10 m rad tritt parallel zur Spulenachse in das Entladungsgefäß ein und wird vor einen 3,5 mm breiten Beobachtungsspalt fokussiert. Durch eine radial verschiebbare Befestigung der Blendenrohre an dem Entladungsgefäß ist es möglich, das Streulicht an verschiedenen Radien der Theta Pinch Spule (z.B.

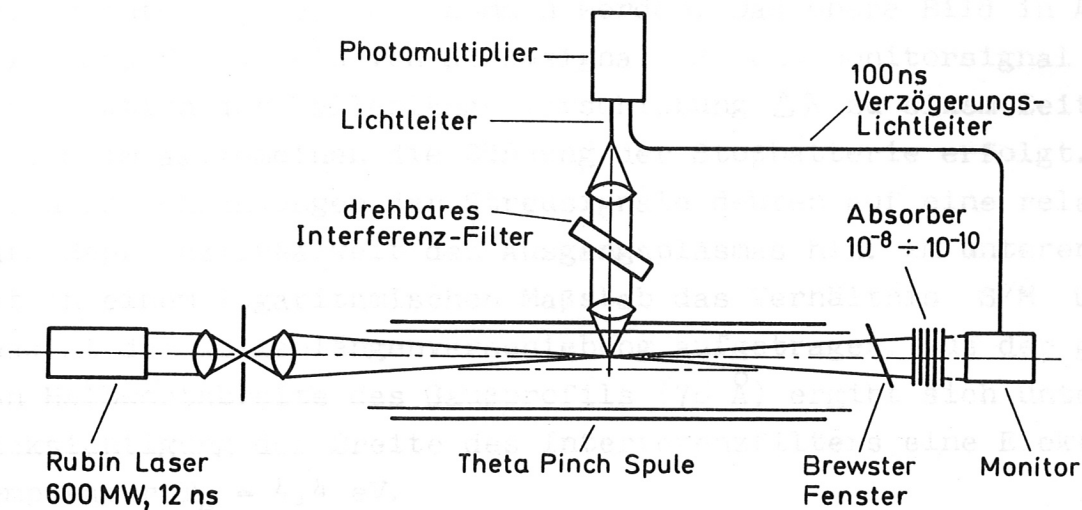


Abb. 4 90°-Laserstreuanordnung.

$r = 3,5 \text{ cm}$ und $2,3 \text{ cm}$) zu untersuchen. Das streuende Plasmavolumen von 3 mm Durchmesser und 10 mm Länge wird unter 90° zum einfallenden Strahl über ein drehbar aufgestelltes Interferenzfilter auf den Eintrittslichtleiter eines Multipliers abgebildet.

Der durch das Brewsterfenster austretende primäre Laserstrahl wird durch einen geeigneten Filtersatz (Transmission $10^{-8} - 10^{-10}$) abgeschwächt und mit einem 20 m langen Lichtleiter um 100 ns gegenüber dem Streusignal verzögert auf den gleichen Multiplier gegeben. Das Verhältnis des Streusignales S und des Monitorsignales M ist also ein auf die Laserleistung bezogenes Maß des Streulichtes in einem von der Drehung des Interferenzfilters abhängigen Wellenlängenbereich.

2. Das durch eine Theta Pinch Entladung vorionisierte Ausgangs- plasma

In dem durch einen Theta Pinch vorionisierten Plasma (Fülldruck $10 \text{ mTorr H}_2 = 6,7 \times 10^{14} \text{ H-Atome/cm}^3$) wurden Dichte und Temperatur der Elektronen auf der Achse des Entladungsgefäßes untersucht. Das Spektrum des Streulichtes konnte von "Schuß zu Schuß" mit

7 verschiedenen Drehwinkeln des 35 \AA breiten Interferenzfilters (sogenannte Kanäle) aufgenommen werden. Das obere Bild in Abb. 5 zeigt das Verhältnis von Streusignal S und Monitorsignal M als Funktion der Wellenlängenverschiebung $\Delta\lambda$ zu einem Zeitpunkt, in dem im allgemeinen die Zündung der Stoßbatterie erfolgt. Die geringen Schwankungen der Streusignale deuten auf eine relativ gute Reproduzierbarkeit des Ausgangsplasmas hin. Im unteren Bild ist in einem logarithmischen Maßstab das Verhältnis S/M über dem Quadrat der Wellenlängenverschiebung aufgetragen. Aus der gemessenen Halbwertsbreite des Gaußprofils (76 \AA) ergibt sich unter Berücksichtigung der Breite des Interferenzfilters eine Elektronentemperatur $T_e = 4,4 \text{ eV}$.

Der Fehler in der Temperaturbestimmung, der aus der statistischen Schwankung der Streusignale auf den verschiedenen Kanälen ermittelt wurde, beträgt 10 %. Systematische Fehler, die z.B. in der Eichung der winkelabhängigen Transmission des Interferenzfilters und durch die Entfaltung des Meßprofils auftreten, wurden auf etwa 5 % geschätzt, so daß sich ein Gesamtfehler in der Temperaturbestimmung von 15 % ergibt. Der systematische Fehler wirkt sich jedoch nicht auf den zeitlichen Verlauf der Temperatur aus.

Die Absoluteichung der Streuapparatur zur Bestimmung der Elektrodendichte geschieht über die Rayleighstreuung an molekularem Wasserstoff. Der Rayleighstreuquerschnitt wurde aus dem Brechungsindex für Wasserstoff berechnet, der aus der Literatur [18] entnommen werden kann. Der durch optische Anisotropie der H_2 -Moleküle herrührende Anteil der Rayleighstreuung kann dabei vernachlässigt werden. Da die Rayleighstreuung von 1 Torr H_2 bei Zimmertemperatur der Thomsonstreuung von $1,9 \times 10^{13}$ freien Elektronen entspricht, kommt man bei der Eichung mit Fülldrucken bis zu 10 Torr Wasserstoff aus. Das hat den Vorteil, daß das Vakuum nicht völlig belüftet werden muß und keine Bewegungen an den Dichtungen auftreten, die die empfindliche Justierung der Streuapparatur stören könnten.

10 μ H₂ ($\Delta t = 4.2 \mu$ s)

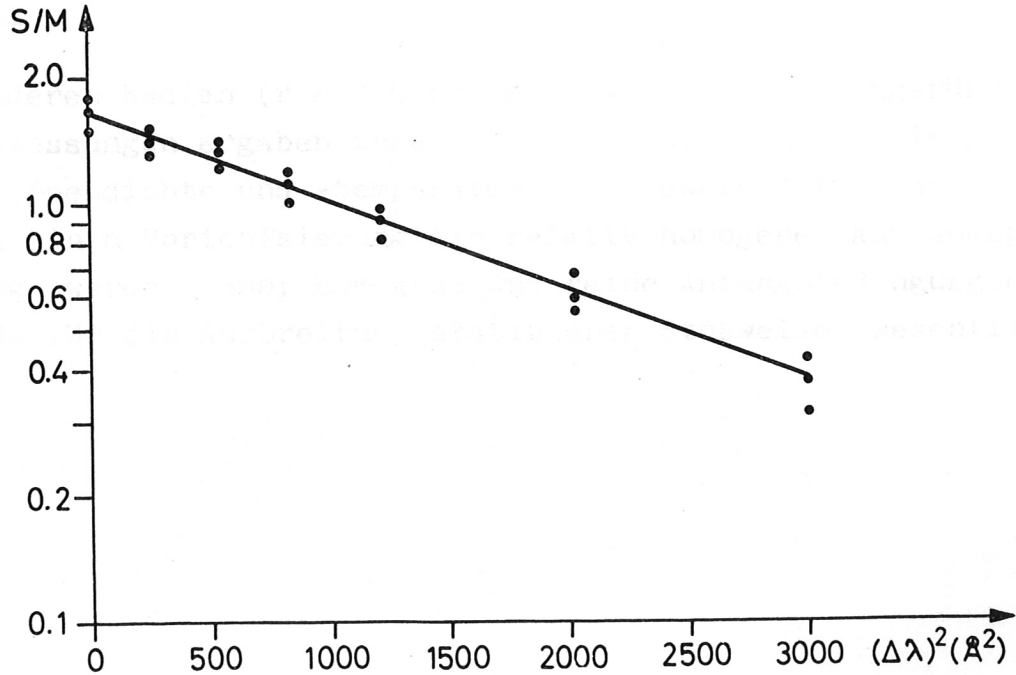
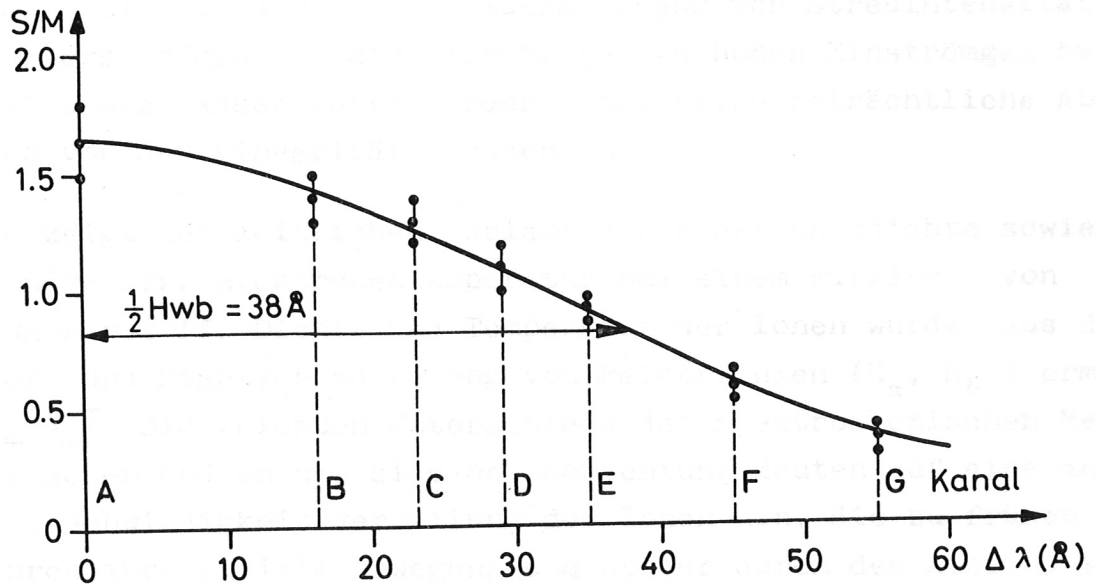


Abb. 5 Das Verhältnis von Streusignal S und Monitor-signal M für verschiedene Kanäle $4,2 \mu$ s nach Zündung der Vorentladung.

Um Fehler durch Fremdgaseinflüsse auszuschalten, die möglicherweise durch zu rasches Einfüllen des Testgases auftreten, wurde bei jeder Eichung der lineare Zusammenhang von Streuintensität und Wasserstoffdruck kontrolliert. Bei zu hohen Einströmgeschwindigkeiten des Wasserstoffs wurden tatsächlich beträchtliche Abweichungen von der Linearität beobachtet.

Abb. 6 zeigt den zeitlichen Verlauf der Elektronendichte sowie der Ionen- bzw. Elektronentemperatur bei einem Fülldruck von 10μ Wasserstoff. Dichte und Temperatur der Ionen wurden aus der Doppler- und Starkverbreiterung von Balmerlinien (H_{α} , H_{β}) ermittelt [4]. Die leichten Unterschiede der spektroskopischen Messungen zwischen end-on und side-on Beobachtung deuten auf eine anisotrope Geschwindigkeitsverteilung der Ionen hin, die zu frühen Zeiten durch ihre radiale Bewegung und später durch den Ausfluß entlang der Gefäßachse zustandekommen kann. Innerhalb der Fehlergrenzen von etwa 15 % stimmt die aus der 90° Laserstreuung ermittelte Elektronendichte mit der spektroskopisch bestimmten Ionendichte überein.

An anderen Radien ($r = 3,5$ cm und $r = 2,3$ cm) durchgeführte Laserstremessungen ergaben innerhalb der Fehlergrenzen die gleiche Elektronendichte und -temperatur, ein Beweis dafür, daß durch die Theta Pinch Vorionisierung ein relativ homogenes Ausgangsplasma erzeugt werden kann; homogene und reine Anfangsbedingungen sind gerade für die Ausbreitung stationärer Stoßwellen wesentlich.



Abb. 6. Zeitlicher Verlauf der Elektronendichte und Ionen- bzw. Elektronentemperatur in dem durch gleichzeitige Theta Pinch vorionisiertem Ausgangsplasma bei einem Fülldruck von 10μ H_2 .

Theta Pinch Vorionisierung 10 μ H₂

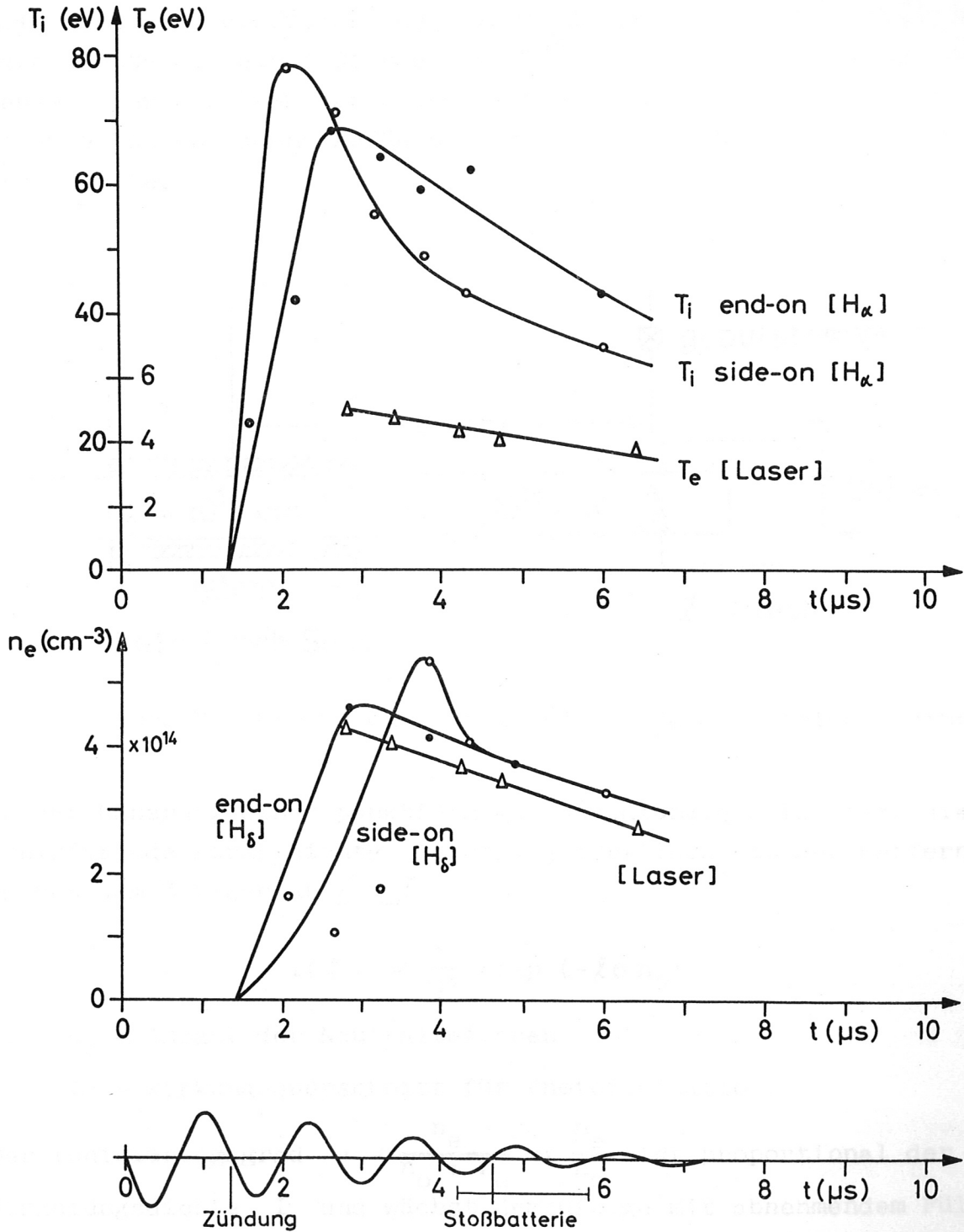


Abb. 6 Ionen-, Elektronentemperatur und Plasmadichte in dem durch einen schnellen Theta Pinch vorionisierten Ausgangsplasma bei einem Fülldruck von 10 μ H₂.

3. Das durch die UV-Strahlung eines Z-Pinches vorionisierte Plasma

Durch die UV-Strahlung eines Z-Pinches ist man in der Lage, ein homogenes und feldfreies Ausgangsplasma für stoßfreie Stoßwellenexperimente mit einer Dichte von $10^{12} - 10^{13}$ Elektronen/cm³ zu erzeugen. Der als UV-Strahlungsquelle dienende Z-Pinch befindet sich am Ende des Entladungsgefäßes in etwa 85 cm Entfernung von der Spulenmitte.

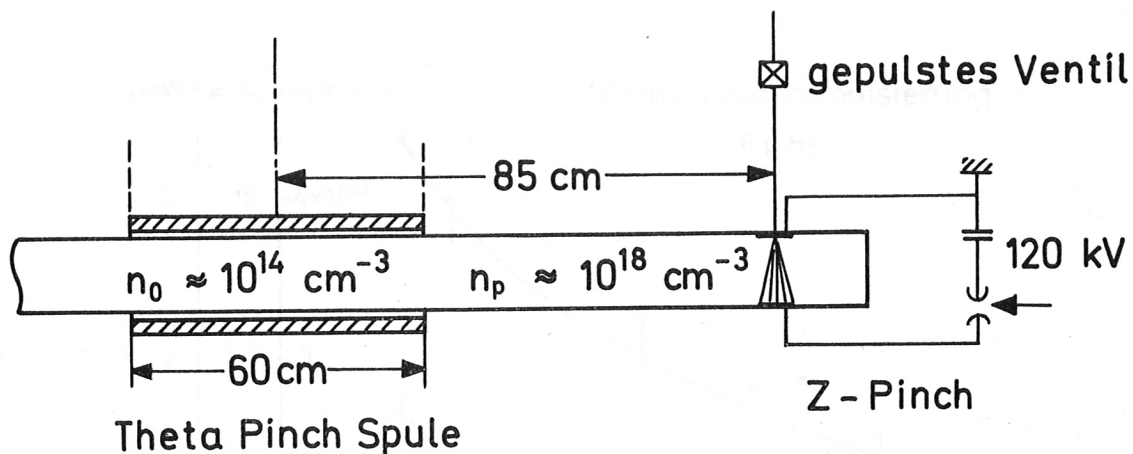


Abb. 7 Experimentelle Anordnung der UV-Vorionisierung.

In der Näherung einer punktförmigen Strahlungsquelle nimmt die ionisierende Strahldichte I etwa quadratisch mit der Entfernung l von dem Z-Pinch ab [4]

$$I(l) \approx \frac{1}{l^2} \exp(-l\sigma n_0)$$

mit n_0 = Anzahl der Neutralteilchen

σ = Wirkungsquerschnitt für Photoionisation.

Der Ionisierungsgrad $\alpha = \frac{n_e}{n_0 + n_e} \approx \frac{n_e}{n_0}$ ist proportional der Strahlungsdichte I und wächst demzufolge mit abnehmendem Fülldruck, so daß diese Art der Vorionisierung gerade bei geringen Fülldrücken (< 5 mTorr) geeignet ist, wo die Theta Pinch Vorionisierung nicht mehr reproduzierbar oder überhaupt nicht mehr zündet. Bisher wurde der über den Gefäßdurchmesser gemittelte Ionisierungsgrad mit einem 8 mm Mikrowelleninterferometer gemessen und die in der Untersuchung von stoßfreien Stoßwellen wesentliche Elektronentemperatur T_e theoretisch abgeschätzt [11].

In dem vorliegenden Streuexperiment ist es gelungen, Elektronendichte und -temperatur des photoionisierten Ausgangsplasmas selbst bei Dichten von nur einigen 10^{13} Elektronen/cm³ zu bestimmen. Die spektrale Auflösung geschah von "Schuß zu Schuß" durch Drehung eines 5 Å breiten Interferenzfilters (vgl. Abschn. IV.2).

In Abb. 8 ist der zeitliche Verlauf der Elektronendichte und des Ionisierungsgrades sowie der Elektronentemperatur bei einem Fülldruck von $6 \mu\text{H}_2$ ($n_0 = 4 \times 10^{14}$ Elektronen/cm³) aufgetragen.

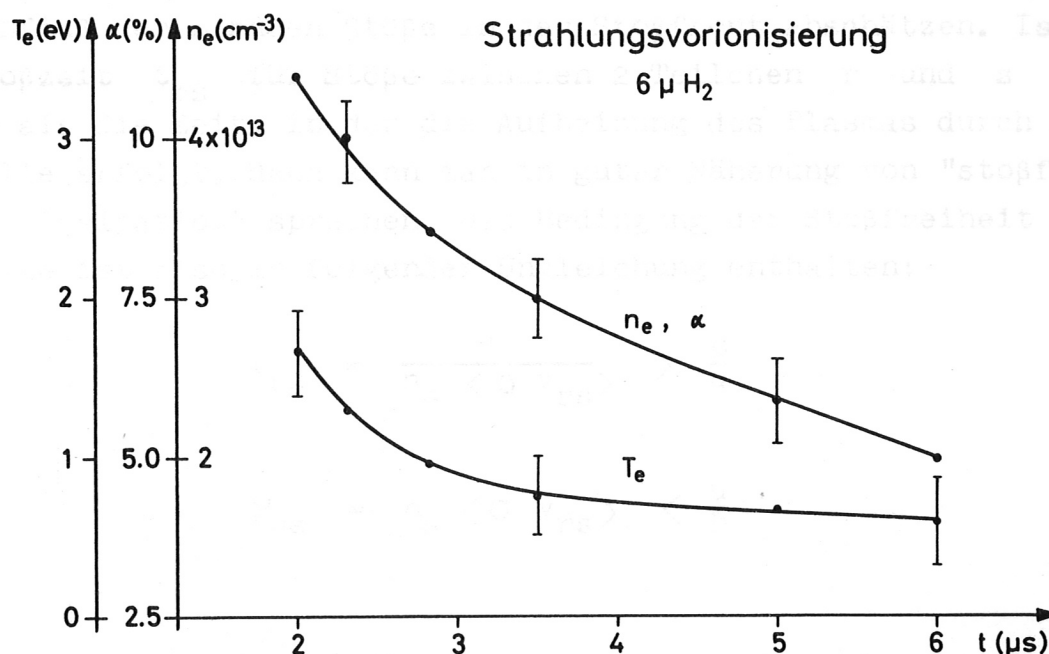


Abb. 8 Elektronentemperatur, -dichte und Ionisierungsgrad eines photoionisierten Ausgangsplasmas bei einem Fülldruck von $6 \mu\text{H}_2$ und einem Abstand $l = 85$ cm vom Z-Pinch.

Etwa $2 \mu\text{s}$ nach Zündung des Strahlungs-Z-Pinches wird ein Ionisierungsgrad von 10 % erreicht, was einer Elektronendichte n_e von 4×10^{13} ($\pm 20\%$) cm⁻³ entspricht. Die Elektronentemperatur T_e beträgt zu diesem Zeitpunkt 1,7 eV und fällt innerhalb von $1 \mu\text{s}$ auf etwa 0,7 eV ab. Im Unterschied zur Theta Pinch Vorionisierung werden durch die UV-Strahlung praktisch nur die Elektronen aufge-

heizt, die sich bereits nach einer Relaxationszeit t_{ce} von etwa 10 ns im thermischen Gleichgewicht befinden [19]. Die Elektronen heizen daraufhin durch Elektron-Ionen-Stöße die anfänglich kalten Ionen auf. Nach einer Äquipartitionszeit von etwa 5 μ s stehen Elektronen und Ionen in einem thermischen Gleichgewicht.

4. Abschätzung der Stoßfreiheit

Aus der gemessenen Elektronendichte, dem Ionisierungsgrad und der Elektronen- bzw. Iontemperatur im Ausgangsplasma läßt sich der Einfluß der binären Stöße in der Stoßfront abschätzen. Ist die Stoßzeit t_{rs} für Stöße zwischen 2 Teilchen r und s größer als die Zeit, in der die Aufheizung des Plasmas durch die Stoßwelle erfolgt, dann kann man in guter Näherung von "stoßfreier Energiedissipation" sprechen. Die Bedingung der Stoßfreiheit einer Stoßwelle ist also in folgender Ungleichung enthalten:

$$t_{rs} = \frac{1}{n_s \langle \sigma v_{rs} \rangle} > \frac{D}{u}$$

oder

$$\nu_{rs} = n_s \langle \sigma v_{rs} \rangle < \frac{u}{D}$$

mit

ν_{rs} = Stoßfrequenz der Teilchen r und s

v_{rs} = ihre relative Geschwindigkeit

n_s = Dichte der Teilchensorte s

σ = totaler Stoßquerschnitt für binäre Stöße

u = Stoßwellengeschwindigkeit ($\approx 3 \times 10^7$ cm/s)

D = Stoßfrontbreite (≈ 1 cm).

Wie in [4] gezeigt werden konnte, ist diese Bedingung für Stöße zwischen Elektronen bzw. Ionen mit neutralem Wasserstoff (Ionisierungsstöße) bei einem Fülldruck von 10 μ (Theta Pinch Vorionisierung) und 6 μ (Strahlungsvorionisierung) in guter Näherung erfüllt. Da die Stoßzeit τ_{ei} für Elektron-Ionen-Stöße jedoch vergleichbar

mit der Dauer der Elektronenaufheizung in der Stoßfront ist, läßt die angegebene Bedingung den eventuellen Einfluß dieser Stöße nicht erkennen.

Die folgende Untersuchung der Energieverteilung der Elektronen in Stoßwellen wird jedoch zeigen, daß die auf Elektron-Ionen-Stöße beruhende Joulesche Heizung bei weitem nicht ausreicht, um die in der Stoßfront gemessene Energiedissipation zu erklären.

V. Energie- und Dichteverteilung der Elektronen in stoßfreien Stoßwellen

1. Die Aufnahme des Streuspektrums

In dem durch die Theta Pinch Entladung vorionisierten Plasma mit den Anfangsbedingungen

$$n_{eo} = 3 - 5 \times 10^{14} \text{ Elektronen/cm}^3$$

$$T_{eo} = 3 - 8 \text{ eV}$$

$$T_{io} = 20 - 40 \text{ eV}$$

$$B_0 = \pm (200 - 1000 \text{ G})$$

können stationäre stoßfreie Stoßwellen mit einer deutlichen Trennung von Front und Kolben erzeugt werden. Mit der in Abb. 4 dargestellten Streuanordnung erfolgt die Untersuchung der Energie- und Dichteverteilung der Elektronen in diesen stoßfreien Kompressionswellen von Schuß zu Schuß durch Drehung verschiedener 35 Å breiter Interferenzfilter. Zur Aufnahme des dopplerverbreiterten Streuspektrums werden nacheinander 3 Filter verwendet, die bei senkrechtem Lichteinfall für die Wellenlängen $\lambda_{\max} = 6943 \text{ Å}$, 6800 Å und 7090 Å durchlässig sind. Durch Drehung der einzelnen Filter bis zu Winkeln von etwa 15° kann das Streulicht bei weiteren Wellenlängen gemessen werden. Geschwindigkeit, Breite und Struktur der stoßfreien Stoßwellen sowie das Anfangsmagnetfeld B_0

werden gleichzeitig mit den Lasermessungen durch 6 Magnetfeldsonden (Spulendurchmesser 0,8 mm) bestimmt, die sich in der Mittelebene der Theta Pinch Spule an verschiedenen Radien befinden. Das durch Streuung an dem Sondenrohr zusätzlich auftretende Falschlicht kann so klein gehalten werden, daß es weiterhin gegen das zu messende Streulicht vernachlässigbar bleibt. Typische Werte für die Stoßwellengeschwindigkeit u , die Machzahl \mathcal{M} und das Plasma β sind

$$u = 2 - 3 \times 10^7 \text{ cm/s}$$

$$\mathcal{M} = 2 - 3$$

$$\beta = 0,7 - 2,0 .$$

Der Dichte- und Temperaturverlauf der Elektronen in den Stoßwellen wird an zwei verschiedenen Radien der Theta Pinch Spule ($r = 3,5 \text{ cm}$ und $r = 2,3 \text{ cm}$) gemessen.

Unter Ausnutzung der Zylindersymmetrie der Kompressionswelle gelingt die zeitliche Zuordnung des Streusignals zur Struktur der Stoßwelle durch eine außerhalb des optischen Strahlengangs, aber am gleichen Radius befindliche Magnetfeldsonde.

Abb. 9 zeigt als Beispiel typische Oszillogramme, die bei der Untersuchung der Energieverteilung der Elektronen in stoßfreien Stoßwellen auftreten. Der untere Strahl enthält das Streusignal S für die beiden Wellenlängen 6943 \AA bzw. 6800 \AA und das um 100 ns verzögerte Monitorsignal M . Auf dem oberen Strahl ist das Signal der Magnetfeldsonde aufgetragen, die sich am gleichen Radius wie die streuenden Elektronen befindet und deshalb die zeitliche Zuordnung des Streusignals zur Stoßwelle ermöglicht. Man erkennt in dem zeitlichen Verlauf des Magnetfeldes eine deutliche Trennung zwischen Front (F) und Kolben (P), die sich im Laufe der Zeit weiterhin vergrößert, wie es die an anderen Radien befindlichen Sonden beim gleichen Schuß zeigen (Abb. 10).

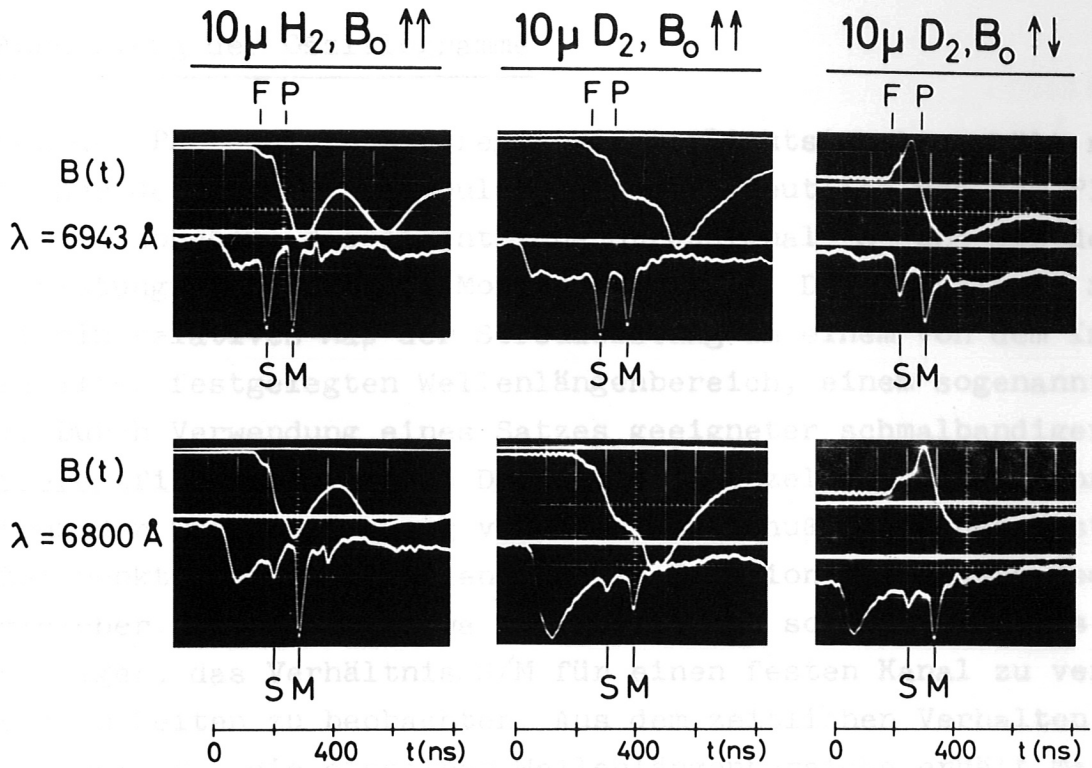


Abb. 9 Oszillogramme mit Streusignal S, Monitorsignal M und Sondensignal B(t). Die Aufnahmen wurden für $10 \mu \text{H}_2$ bzw. D_2 mit einem parallelen bzw. antiparallelem Anfangsmagnetfeld B_0 gemacht.

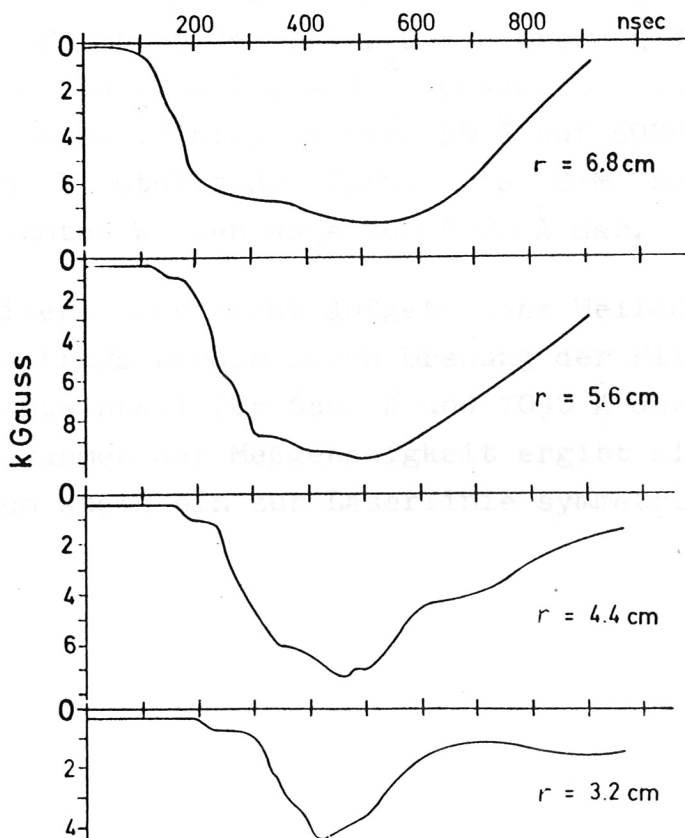


Abb. 10 Zeitlicher Verlauf des Magnetfeldes für verschiedene Radien.

2. Auswertung der Oszillogramme

Das von dem Photomultiplier registrierte Lichtsignal enthält nach dem bisher Gesagten zwei Impulse, die sich deutlich von dem Plasmaleuchten abheben: das eigentliche Streusignal S und das der Laserleistung proportionale Monitorsignal M . Das Verhältnis S zu M ist ein relatives Maß der Streuleistung in einem von dem Interferenzfilter festgelegten Wellenlängenbereich, einem sogenannten Kanal. Durch Verwendung eines Satzes geeigneter schmalbandiger Interferenzfilter bzw. durch Drehung der einzelnen Filter kann das Spektrum der Thomsonstreuung von Schuß zu Schuß für einen bestimmten Zeitpunkt ermittelt werden. Da die Emission des Lasers jedoch bei gleicher Einstellung etwa um 20 — 30 ns schwankt, war es zweckmäßiger, das Verhältnis S/M für einen festen Kanal zu verschiedenen Zeiten zu beobachten. Aus dem zeitlichen Verhalten des Streusignals für die einzelnen Wellenlängenbereiche erhält man dann für jeden beliebigen Zeitpunkt das dopplerverbreiterte Streuspektrum. Abbn. 11 und 12 zeigen ein Beispiel einer solchen Auswertung ($10 \mu D_2$, $B_0 = + 900 \text{ G}$). In Abb. 11 ist der zeitliche Verlauf des Verhältnisses von Streusignal S und Monitorsignal M für 3 Kanäle aufgetragen. Das obere Bild zeigt die Streuleistung in dem vom Filter I (HWB 35 \AA) festgelegten Wellenlängenbereich als Funktion der Zeit. Durch Drehung des Filters I (mittleres Bild) um einen Winkel $\varphi = 11^\circ$ verschiebt sich die beobachtete Wellenlänge des Streulichtes um etwa 50 \AA auf 6900 \AA . Das untere Bild der Abb. 11 stellt das Verhältnis S/M bei der durch Filter II bestimmten Wellenlänge von 6800 \AA dar.

Weitere hier nicht aufgetragene Wellenlängenbereiche des Streuspektrums werden durch Drehung der Filter, die bei senkrechten Lichteinfall für 6800 \AA und 7090 \AA durchlässig sind, untersucht. Im Rahmen der Meßgenauigkeit ergibt sich für das Elektronenspektrum stets ein zur Laserlinie symmetrisches Gaußprofil.

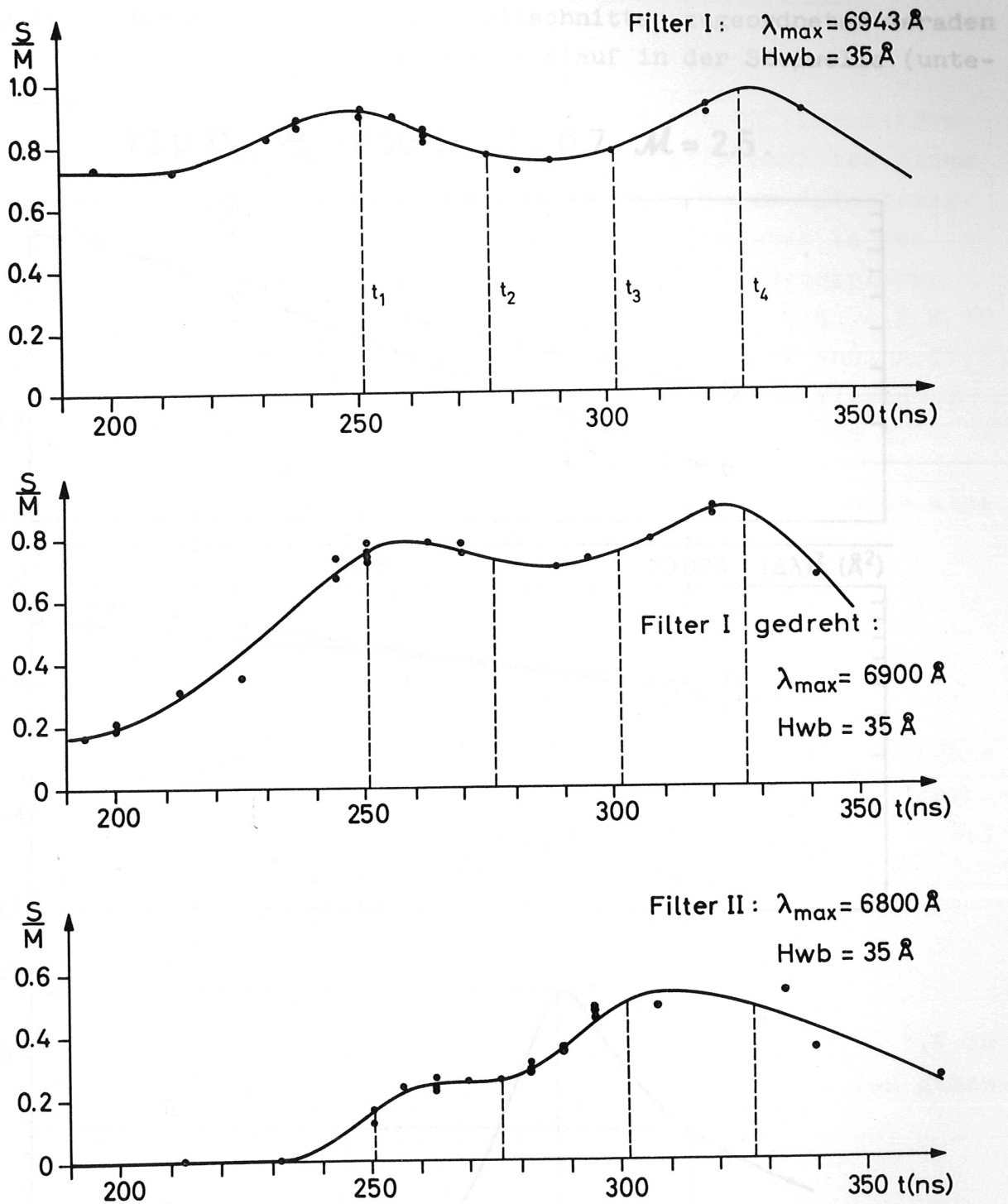


Abb. 11 Der zeitliche Verlauf des Verhältnisses von Streusignal S und Monitorsignal M für drei Kanäle.

Abb. 12 zeigt das Verhältnis S/M in logarithmischer Darstellung über dem Quadrat der Wellenlängenverschiebung $\Delta\lambda$. Aus der Steigung $\tan \alpha$ der den verschiedenen Zeitschnitten zugeordneten Geraden ergibt sich der zeitliche Temperaturverlauf in der Stoßwelle (unteres Bild).

$10 \mu D_2; B_0 = 900 \text{ G}; \beta \approx 0.7; \mathcal{M} \approx 2.5.$

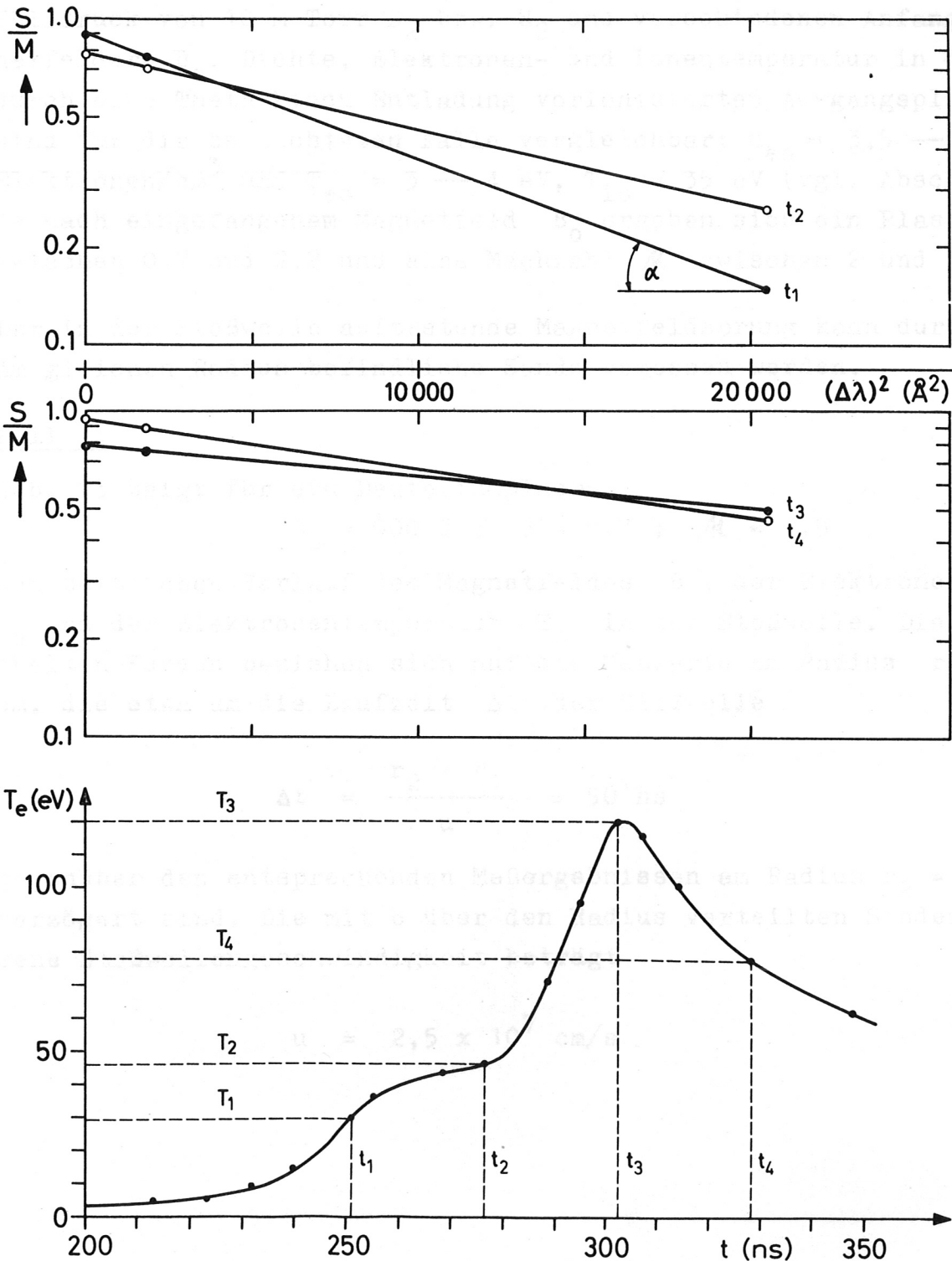


Abb. 12 Konstruktion des zeitlichen Temperaturverlaufes in der Stoßwelle aus dem Verhältnis S/M .

3. Graphische Darstellung der Meßergebnisse an stoßfreien Stoßwellen

Die Untersuchung der stoßfreien Stoßwellen durch 90° -Laserstreuung erfolgt in einem Deuterium- bzw. Wasserstoffplasma bei einem Fülldruck von 10 m Torr D_2 bzw. H_2 und verschiedenen Anfangsmagnetfeldern B_0 . Dichte, Elektronen- und Ionentemperatur in dem durch eine Theta Pinch Entladung vorionisierten Ausgangsplasma sind für die beobachteten Fälle vergleichbar: $n_{e0} \approx 3,5 - 5 \times 10^{14}$ Elektronen/cm³ und $T_{e0} = 3 - 4$ eV, $T_{i0} = 35$ eV (vgl. Abschn. IV, 2). Je nach eingefangenen Magnetfeld B_0 ergeben sich ein Plasma β zwischen 0,7 und 2,2 und eine Machzahl \mathcal{M} zwischen 2 und 3.

Der in der Stoßwelle auftretende Magnetfeldsprung kann durch eine am gleichen Radius befindliche Sonde gemessen werden.

Fall I:

Abb. 13 zeigt für ein Deuteriumplasma

$$B_0 = 900 \text{ G} ; \quad \beta = 0,7 ; \quad \mathcal{M} = 2,5$$

den zeitlichen Verlauf des Magnetfeldes B , der Elektronendichte n_e und der Elektronentemperatur T_e in der Stoßwelle. Die gestrichelten Kurven beziehen sich auf die Meßwerte am Radius $r_1 = 2,3$ cm, die etwa um die Laufzeit Δt der Stoßwelle

$$\Delta t = \frac{r_2 - r_1}{u} \approx 50 \text{ ns}$$

gegenüber den entsprechenden Meßergebnissen am Radius $r_2 = 3,5$ cm verzögert sind. Die mit 6 über den Radius verteilten Sonden gemessene Stoßwellengeschwindigkeit beträgt

$$u = 2,5 \times 10^7 \text{ cm/s}.$$

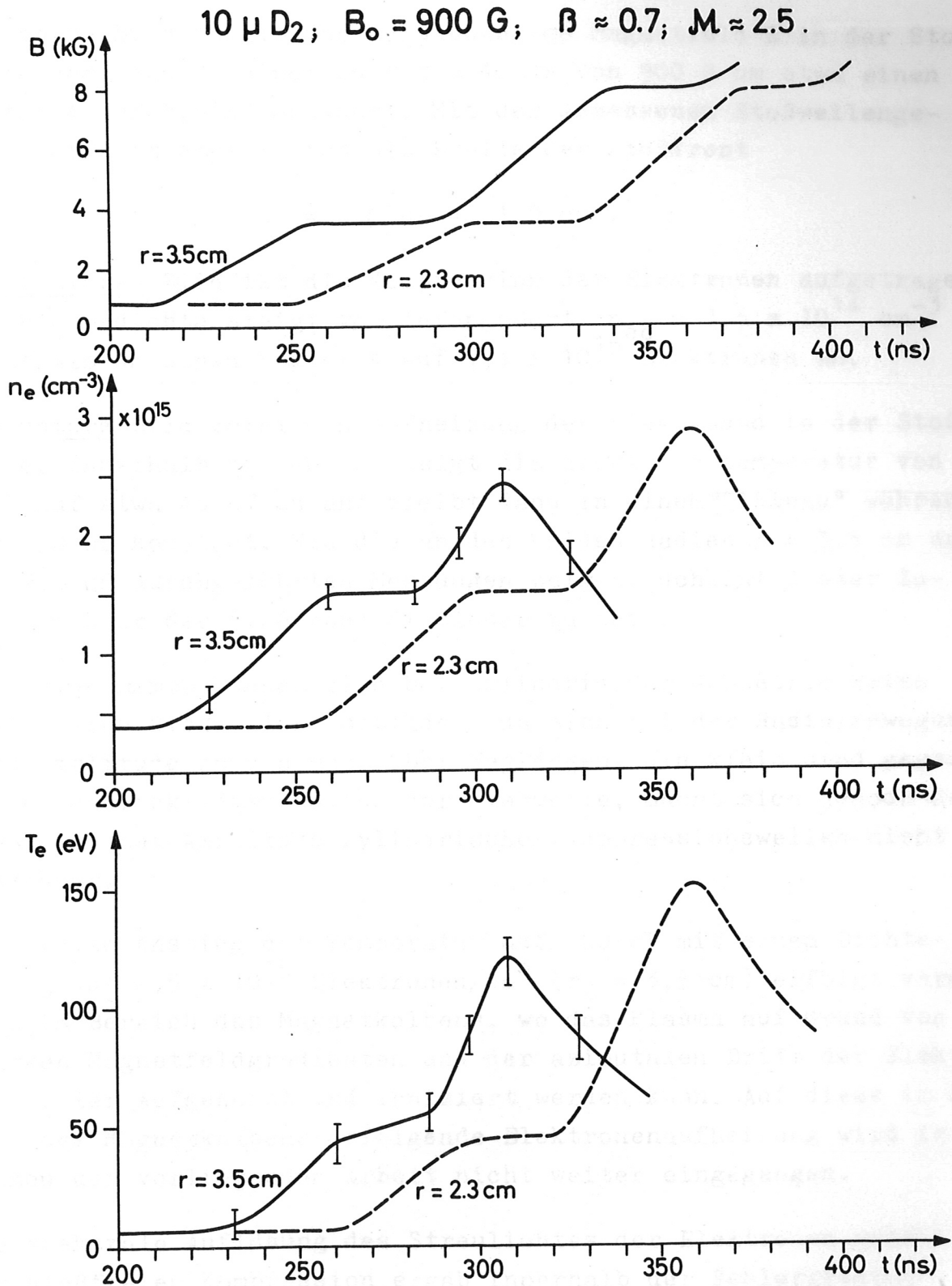


Abb. 13 Zeitlicher Verlauf des Magnetfeldes B , der Elektronendichte n_e und -temperatur T_e in stoßfreien Stoßwellen für ein 10μ Deuteriumplasma, $B_0 = +900 \text{ G}$ (Fall I). Der Nullpunkt der Zeitskala ist der Zündzeitpunkt der Stoßbatterie.

Das obere Bild stellt das zeitabhängige Magnetfeld B in der Stoßwelle dar, das in einer Zeit $\tau \approx 40$ ns von 900 G um etwa einen Faktor 4 auf 3,5 kG anwächst. Mit der gemessenen Stoßwellengeschwindigkeit ergibt sich als Breite der Stoßfront

$$D = \tau u = 1,0 \text{ cm} .$$

Im mittleren Bild ist die Kompression der Elektronen aufgetragen. Die Plasmadichte steigt vom Anfangswert $n_{e0} = 3,5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ebenfalls um einen Faktor 4 auf $1,4 \times 10^{15}$ Elektronen an.

Das untere Bild zeigt die Aufheizung der Elektronen in der Stoßwelle; innerhalb von 40 ns steigt die Elektronentemperatur von 3 eV auf etwa 45 eV an und bleibt dann in einem "Plateau" während etwa 30 ns konstant. Wie die an den beiden Radien $r = 3,5$ cm und $r = 2,3$ cm durchgeführten Messungen zeigen, scheint dieser Zustand hinter der Stoßfront stationär zu sein.

Strenggenommen können sich bei zylindrischer Geometrie keine stationären Stoßwellen ausbilden, da sich bei der Radialbewegung ihre Amplitude ändern muß. Über Weglängen, die klein sind gegen den augenblicklichen Radius der Stoßwelle, macht sich jedoch das Anwachsen der Amplitude zylindrischer Kompressionswellen nicht bemerkbar.

Der zweite Anstieg der Temperatur auf 120 eV mit einem Dichtesprung auf $2,5 \times 10^{15}$ Elektronen/cm³ ($r_2 = 3,5$ cm) erfolgt vermutlich im Bereich des Magnetkolbens, wo das Plasma auf Grund von starken Magnetfeldgradienten und der azimuthalen Drift der Elektronen weiter aufgeheizt und ionisiert werden kann. Auf diese im Gebiet des Magnetkolbens erfolgende Elektronenaufheizung wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht weiter eingegangen.

Die spektrale Auflösung des Streulichtes der Elektronen während der stoßfreien Kompression ergab innerhalb der Fehlergrenzen stets ein zur Laserlinie symmetrisches Gaußprofil. Der Fehler in der Temperaturmessung beträgt hinter der Stoßfront etwa ± 20 % und wird hauptsächlich durch die statistischen Fehler der Streusignale verursacht. Die experimentellen Schwankungen lagen stets

innerhalb dieser Fehlerbreite, was auf eine gute räumliche und zeitliche Reproduzierbarkeit der Stoßwelle hinweist. Die durch Rayleigh-Eichung ermittelte Elektronendichte kann mit einem Gesamtfehler von $\pm 15\%$ angegeben werden.

Fall II:

In Abb. 14 sind Dichte, Temperatur und Magnetfeld einer stationären stoßfreien Stoßwelle aufgetragen, die sich in einem Deuteriumplasma mit eingefangenen antiparallelen Feld von $B_0 = -750$ G ausbreitet.

Es zeigt sich, daß für ein negatives Anfangsfeld eine stärkere Energiedissipation der Elektronen in der Stoßwelle erfolgt. Die Elektronentemperatur wächst von 4 eV um einen Faktor 15 auf etwa 60 eV hinter der Stoßfront an, bleibt dann über 30 ns konstant und steigt im Bereich des Magnetkolbens weiter auf annähernd 200 eV bzw. 250 eV.

Fall III u. IV:

In einem Wasserstoffplasma, das in Anfangsdichte und -temperatur mit dem in Fall 1 und 2 untersuchten Ausgangsplasma vergleichbar ist, wird etwa die gleiche Stoßwellenheizung wie in einem Deuteriumplasma gemessen (Abbn. 15 und 16). Die Temperatur hinter der Stoßfront beträgt für die beiden am Radius $r = 3,5$ cm untersuchten Fälle etwa 50 eV. Die Stoßwelle breitet sich im Falle eines parallel eingefangenen Magnetfeldes mit einer Geschwindigkeit von 3×10^7 cm/s aus, so daß die Aufheizung der Elektronen wesentlich früher erfolgt als im vergleichbaren Deuteriumplasma. Da die Vorgänge im Wasserstoff rascher ablaufen, ist der stationäre Zustand hinter der Stoßfront auch nicht so deutlich ausgebildet wie für ein Deuteriumplasma.

$10 \mu \text{D}_2$; $B_0 = -750 \text{ G}$; $\beta \approx 1.0$; $M \approx 3.0$.

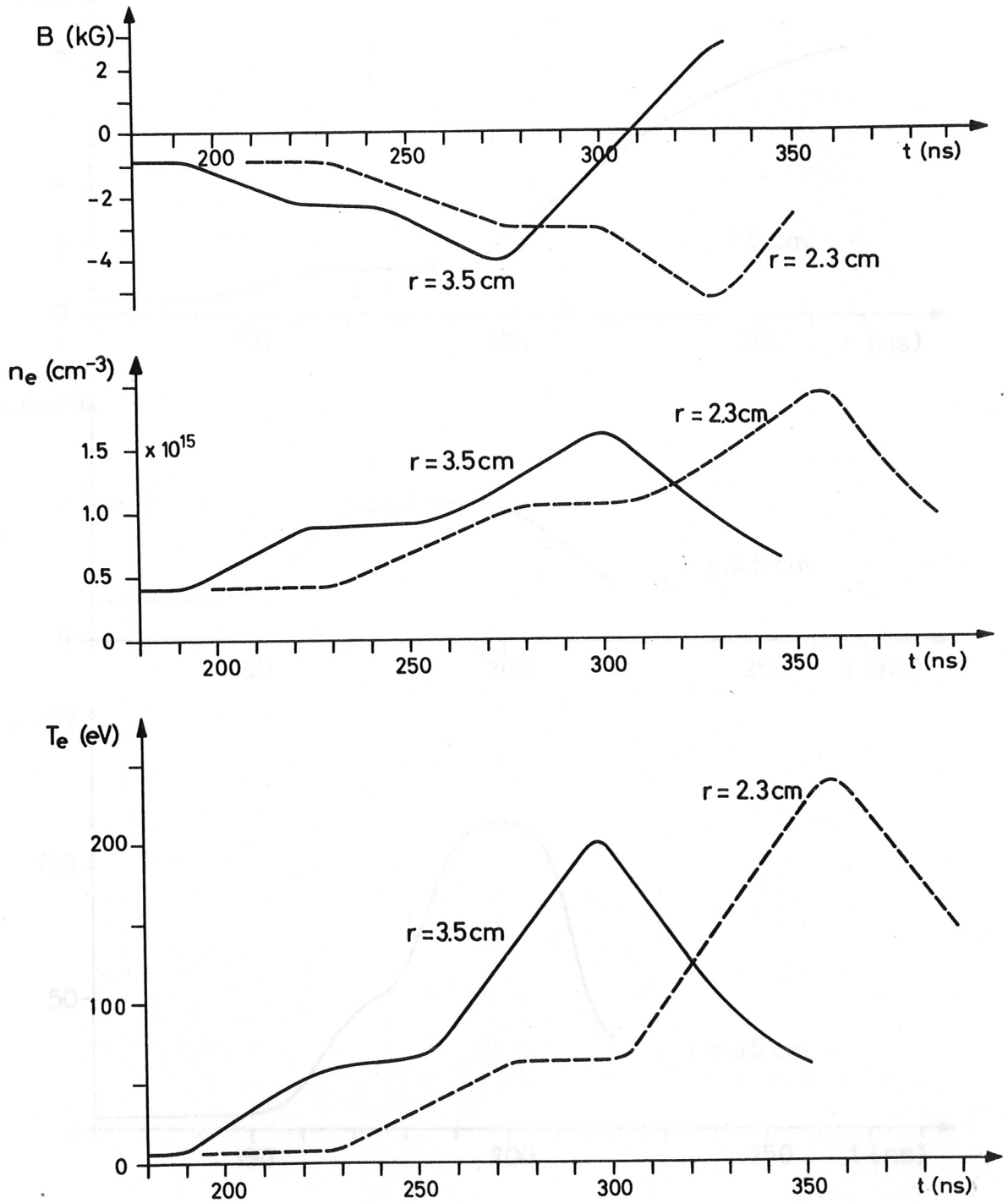


Abb. 14 Magnetfeld B , Elektronendichte n_e und -temperatur T_e für ein 10μ Deuteriumplasma, $B_0 = -750 \text{ G}$ (Fall II).

$10 \mu \text{H}_2$; $B_0 = 450 \text{ G}$; $\beta \approx 2.2$; $M \approx 3$.

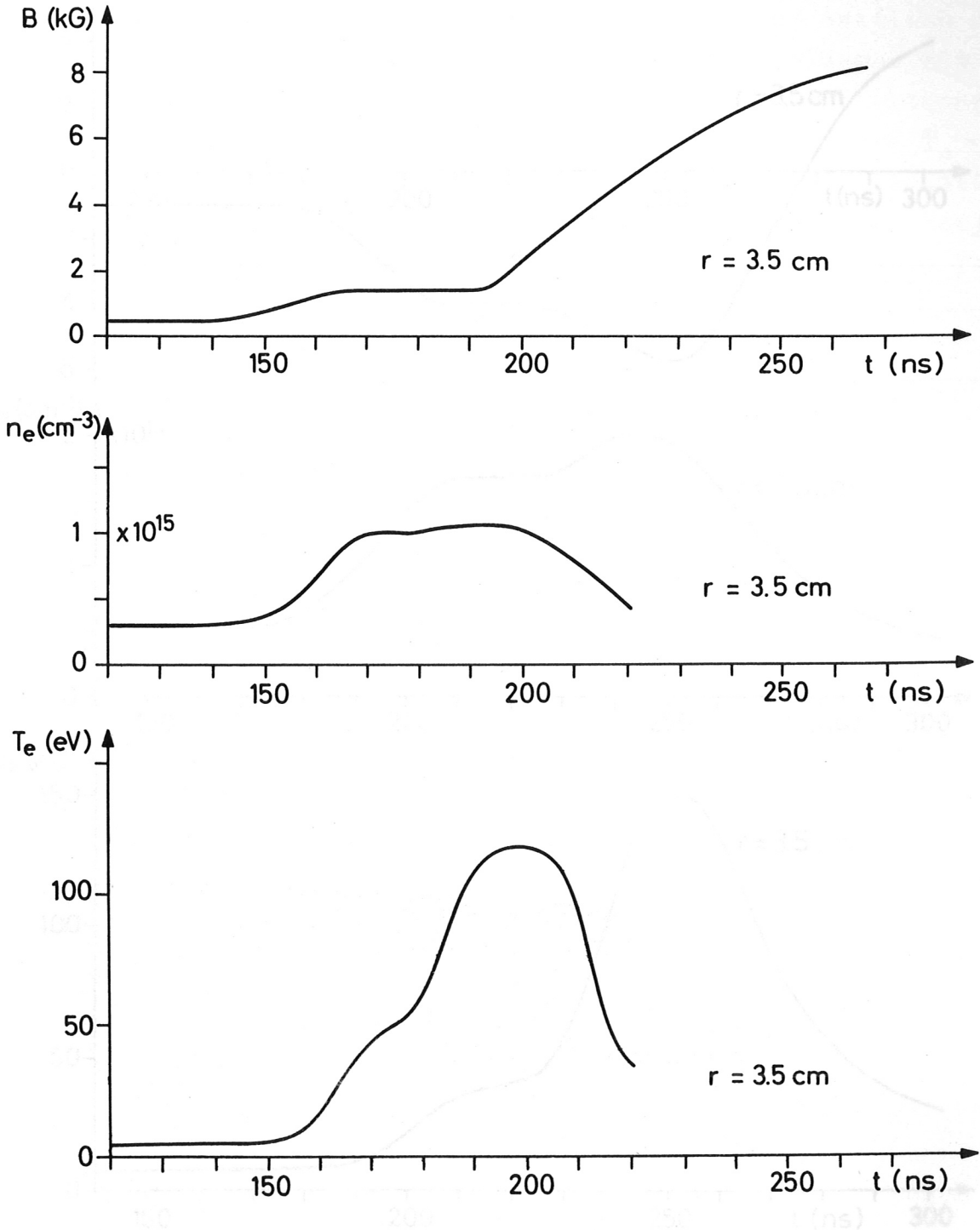


Abb. 15 Magnetfeld B , Elektronendichte n_e und -temperatur T_e für ein 10μ Wasserstoffplasma, $B_0 = +450 \text{ G}$ (Fall III).

$10 \mu\text{H}_2$; $B_0 = -1\text{kG}$; $\beta \approx 0.8$; $\mathcal{M} \approx 2.1$.

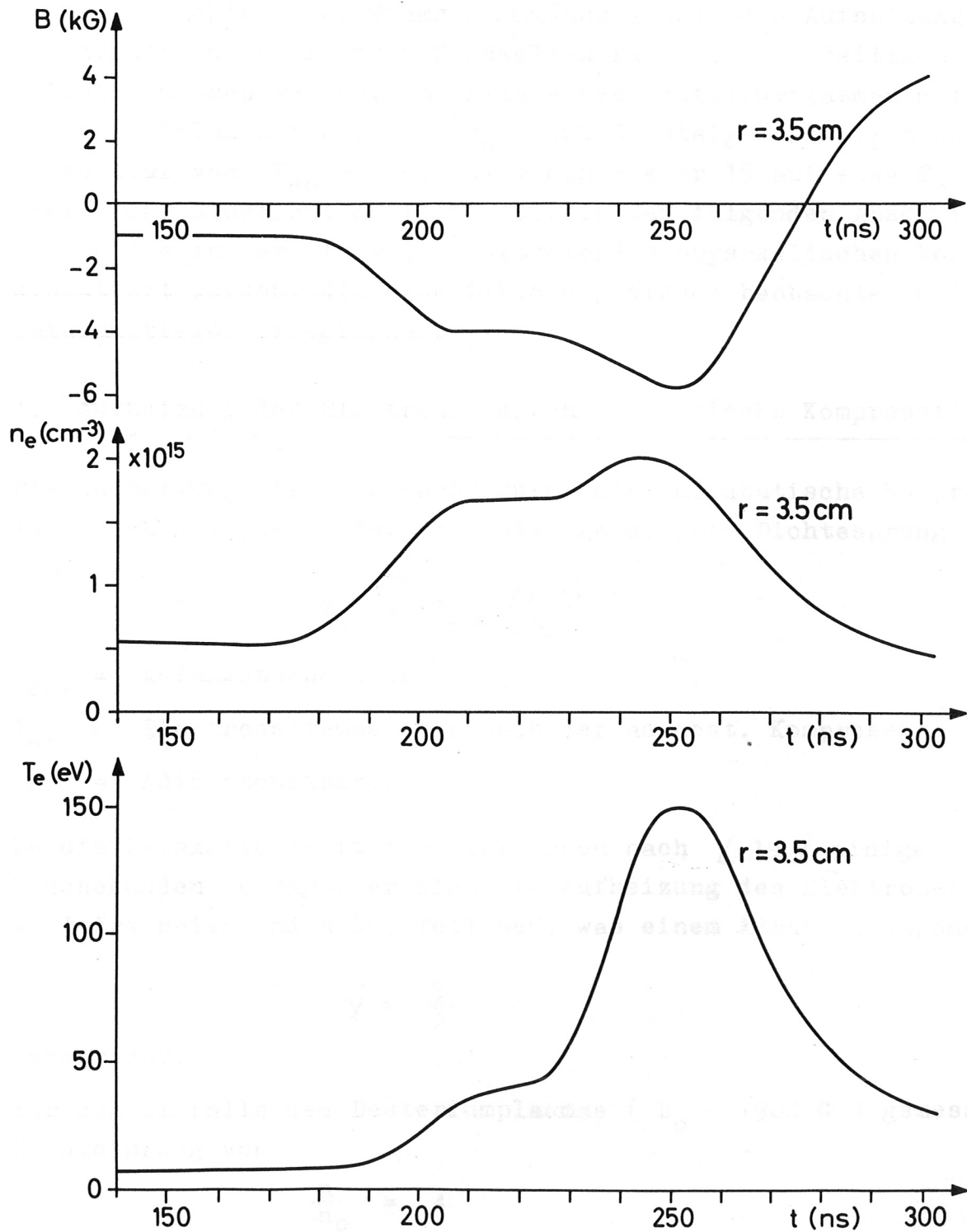


Abb. 16 Magnetfeld B , Elektronendichte n_e und -temperatur T_e für ein 10μ Wasserstoffplasma, $B_0 = -1\text{ kG}$ (Fall IV).

VI. Diskussion der Meßergebnisse

Durch Beobachtung der Thomson-Streuung konnte die Aufheizung der Elektronen in stationären Stoßwellen räumlich und zeitlich aufgelöst gemessen werden. Im Falle eines Deuteriumplasmas mit einem parallelen Anfangsfeld $B_0 = 900 \text{ G}$ steigt die Elektronentemperatur von $T_{e0} = 3 \text{ eV}$ um einen Faktor 15 auf etwa $T_e = 45 \text{ eV}$ hinter der Stoßfront an (Abb. 13). In den folgenden Abschnitten sollen die in der Stoßwelle auftretenden physikalischen Vorgänge diskutiert werden, die eine Erklärung dieses beobachteten Temperaturanstieges ermöglichen.

1. Aufheizung der Elektronen durch adiabatische Kompression

Die Aufheizung der Elektronen durch eine adiabatische Kompression läßt sich aus dem in der Stoßwelle gemessenen Dichtesprung n/n_0 ermitteln:

$$T_e = T_{e0} \left(\frac{n}{n_0} \right)^{\gamma-1}$$

T_{e0} = Anfangstemperatur

T_e = Elektronentemperatur nach der adiab. Kompression

γ = Adiabatenexponent.

Da die Relaxationszeit für Elektronen nach [19] einige Nanosekunden beträgt, erfolgt die Aufheizung des Elektronengases in 3 Freiheitsgraden pro Teilchen, was einem Adiabatenexponenten

$$\gamma = \frac{5}{3}$$

entspricht.

Für den im Falle des Deuteriumplasmas ($B_0 = +900 \text{ G}$) gemessenen Dichtesprung von

$$\frac{n}{n_0} = 4$$

würde die Elektronentemperatur bei adiabatischer Kompression auf

$$T_e = 3 \cdot 4^{2/3} \approx 8 \text{ eV}$$

ansteigen.

Die durch eine derartige isentrope Aufheizung der Elektronen erreichbare Temperatur von 8 eV genügt aber bei weitem nicht, um den in der Stoßfront gemessenen Temperaturanstieg auf 45 eV zu erklären. In der Stoßwelle erfolgt somit eine zusätzliche nicht adiabatische Aufheizung der Elektronen, die mit einer Entropiezunahme (Dissipation) verbunden ist.

2. Aufheizung der Elektronen durch Stoßdissipation

Im Folgenden soll versucht werden, aus der gemessenen Elektronenaufheizung Rückschlüsse auf die Art dieser Energiedissipation zu ziehen. Eine dissipative Aufheizung der Elektronen in der Stoßwelle kann durch verschiedene physikalische Prozesse erfolgen:

- 1) durch die Joule'sche Wärme des in der Wellenfront fließenden azimuthalen Stromes,
- 2) durch den Wärmeausgleich (Äquipartition) zwischen den Elektronen und den ebenfalls in der Stoßfront aufgeheizten Ionen und
- 3) durch eine innere Reibung der Elektronen (Viskosität).

Wie man mit Hilfe von [22] zeigen kann, ist die viskose Aufheizung der Elektronen für die hier untersuchten Fälle ($M = 2 - 3$) vernachlässigbar.

Die Temperaturerhöhung der Elektronen durch Wärmeausgleich mit den Ionen beträgt nach [19]

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{T_i - T_e}{t_{eq}}$$

T_e , T_i : Elektronen-, Ionentemperatur in der Stoßwelle

t_{eq} : Äquipartitionszeit .

Für die aus den Erhaltungssätzen von Masse, Energie und Impuls bei vorgegebener Machzahl abgeschätzte Ionentemperatur von

$$T_i = 100 \text{ eV}$$

hinter der Stoßfront (siehe Abschnitt VI, 4) ergibt sich eine Äquipartitionszeit von

$$t_{eq} \approx 2 \mu\text{sec}$$

Der Energieausgleich zwischen Ionen und Elektronen ist also ebenfalls während der Zeit der stoßfreien Kompression ($\tau \approx 50 \text{ nsec}$) vernachlässigbar.

Um die Aufheizung der Elektronen durch die in der Stoßfront erzeugte Joulesche Wärme abzuschätzen, wurde die Energiegleichung der Elektronen in der Stoßwelle unter Annahme des klassischen Ohmschen Widerstandes (des "Spitzer-Widerstandes" [19]) integriert.

Die als eben angenommene stationäre Stoßwelle möge sich mit der Geschwindigkeit u entlang der x -Achse bewegen. In einem mit Stoßwellengeschwindigkeit mitbewegten Koordinatensystem (Frontsystem), in dem wegen der Stationarität der Strömung alle Zeitableitungen verschwinden, ergibt sich als Kontinuitätsgleichung

$$n u_x = \text{const} = n_0 u \quad (1)$$

n_0 = Elektronendichte am Orte $x = 0$ (Ausgangsplasma)

n = Elektronendichte am Orte x

u = Stoßwellengeschwindigkeit

u_x = Elektronengeschwindigkeit am Orte x

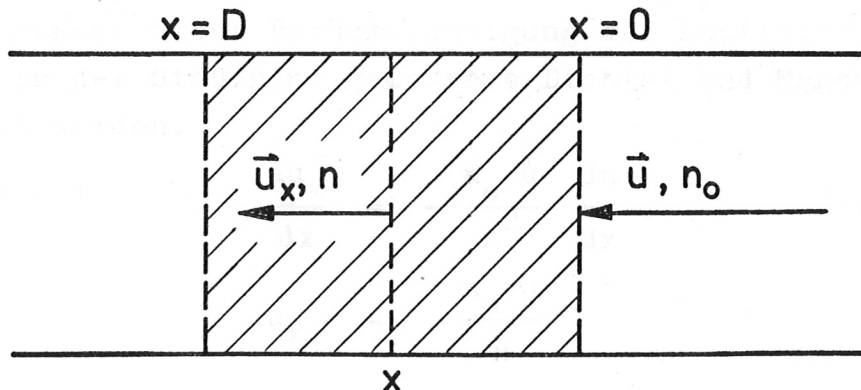


Abb. 17 Strömung in einer Stoßwelle
(Front - System)
 D = Stoßfrontbreite.

Die Energiegleichung der Elektronen in dem Front - System lautet

$$\frac{3}{2} n k u_x \frac{dT}{dx} = - n k T \frac{du_x}{dx} + \eta j^2 \quad (2)$$

adiabat.Heiz.
Joulesche Heiz.
d. Elektronen
d. Elektronen

Der in der Stoßfront fließende Strom kann aus dem Magnetfeldprofil berechnet werden (el.magn. Maßsystem):

$$j = \frac{1}{4 \pi} \frac{dB}{dx} \quad \left(\frac{G}{cm} \right) . \quad (3)$$

Der klassische spezifische Widerstand senkrecht zum Magnetfeld beträgt nach Spitzer [19]

$$\eta = \eta_{\perp} = 1,03 \times 10^7 \frac{\ln \Lambda}{T^{3/2} (eV)} \quad (4)$$

$\ln \Lambda$ = Coulomblogarithmus.

(3) und (4) in (1) eingesetzt, ergibt

$$\frac{3}{2} n k u_x \frac{dT}{dx} = - n k T \frac{du_x}{dx} + 6,53 \times 10^4 \frac{\ln \Lambda}{T^{3/2} (eV)} \left(\frac{dB}{dx} \right)^2$$

oder

$$\frac{dT}{dx} = A T + B T^{-3/2}$$

mit $A = - \frac{2}{3} \frac{1}{u_x} \frac{du_x}{dx}$ und $B = 2,7 \times 10^{16} \frac{\ln \Lambda}{n u_x} \left(\frac{dB}{dx} \right)^2$.

Die vom Orte x abhängigen Koeffizienten A, B dieser nichtlinearen Energiegleichung vom Typ der Bernoulli'schen Differentialgleichung können unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung durch das in der Stoßfront gemessene Dichte- und Magnetfeldprofil ausgedrückt werden.

Aus (1) folgt:

$$\frac{du_x}{dx} = - \frac{n_0 u}{n^2} \frac{dn}{dx},$$

$$u_x = \frac{n_0 u}{n}$$

und damit

$$A = \frac{2}{3} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx},$$

$$B = 2,7 \times 10^{16} \frac{\ln \Lambda}{n_0 u} \left(\frac{dB}{dx} \right)^2.$$

Die Energiegleichung wurde analytisch integriert und die Lösung mit dem gemessenen Dichte- und Magnetfeldprofil numerisch ausgewertet.

In Abb. 18 ist die aus der klassischen (Spitzer-) Leitfähigkeit und adiabatischer Kompression des Plasmas berechnete Elektronentemperatur im Vergleich zu der in der Stoßwelle gemessenen Temperatur aufgetragen. Nur etwa 20 % der in der Stoßfront auftretenden Elektronendissipation können durch binäre Stöße zwischen Elektronen und Ionen erklärt werden. Im Falle eines antiparallelen Anfangsfeldes von $B_0 = -750$ G beträgt die Zweierstoßdissipation nur etwa 10 % der gemessenen Elektronenaufheizung [23]. Der klassische auf Zweierstößen beruhende elektrische Widerstand des Plasmas reicht demzufolge nicht aus, um die in sogenannten stoßfreien Stoßwellen gemessene Energiedissipation zu beschreiben.

3. Berechnung einer effektiven Stoßfrequenz

Makroskopisch tritt die stoßfreie Dissipation als ein zusätzlicher effektiver Plasmawiderstand η_{eff} - sogenannter spezifischer Turbulenzwiderstand - in Erscheinung. Aus der in der Stoßfront gemessenen "Turbulenzaufheizung" $\eta_{\text{eff}} j^2$ der Elektronen kann dieser anomale spezifische Widerstand des Plasmas mit Hilfe der Energiegleichung (2) abgeschätzt werden. Anstelle der aus der Spitzer'schen Leitfähigkeit berechneten Joule'schen Dissipation tritt jetzt in Gl. (2) die "stoßfreie" Dissipation $\eta_{\text{eff}} j^2$.

$$\frac{3}{2} n k u_x \frac{dT}{dx} = - n k T \frac{du_x}{dx} + \eta_{\text{eff}} j^2. \quad (2a)$$

$10 \mu \text{ D}_2$, $B_0 = 900 \text{ G}$

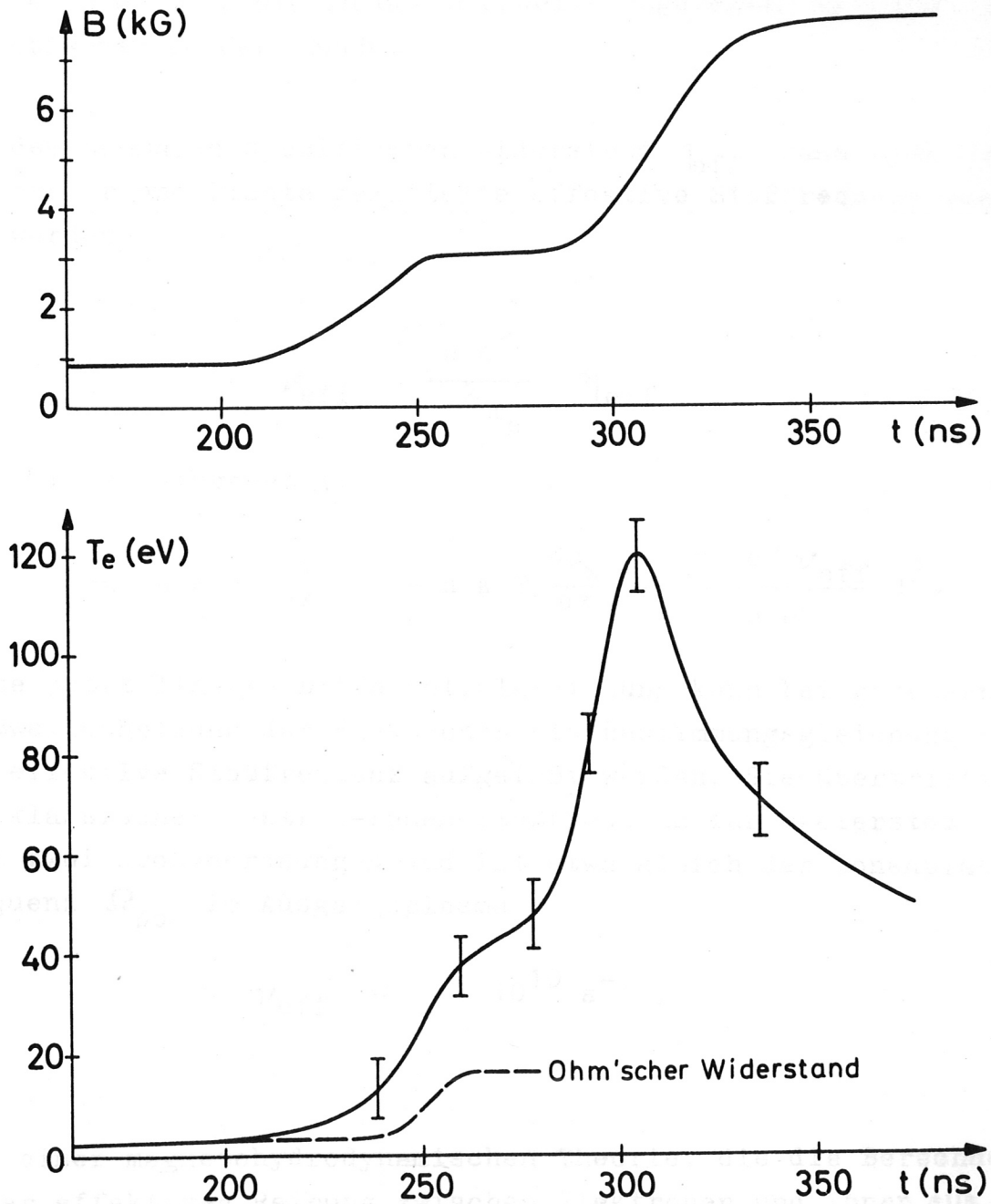


Abb. 18 Vergleich der gemessenen mit der aus Joulescher Reibung und adiabatischer Aufheizung berechneten Elektronentemperatur.

Der in der Stoßfront auftretende Turbulenzwiderstand kann phänomenologisch als Erhöhung der binären Stoßfrequenz gedeutet werden, obwohl dieser anomale Widerstand mikroskopisch nicht auf Zweierstößen, sondern auf der kollektiven Wechselwirkung der Teilchen über die in der Stoßwelle angeregten elektromagnetischen Felder beruht.

Aus dem anomalen spezifischen Widerstand η_{eff} kann eine über Temperatur und Dichte gemittelte effektive Stoßfrequenz angegeben werden.

$$\nu_{\text{eff}} = \frac{n e^2}{c^2 m_e} \cdot \eta_{\text{eff}} \quad (5)$$

(5) in (2) eingesetzt:

$$\frac{3}{2} n k u_x \frac{dT}{dx} = - n k T \frac{du_x}{dx} + \frac{m_e c^2 \nu_{\text{eff}}}{n e^2} j^2 \quad (2b)$$

Diese jetzt lineare Differentialgleichung kann bei gemessener Stoßwellenheizung der Elektronen als Bestimmungsgleichung für die effektive Stoßfrequenz aufgefaßt werden. Sie übertrifft die klassische Elektron-Ionen-Stoßfrequenz für Zweierstöße um fast zwei Größenordnungen und ist etwa gleich der Ionenplasmafrequenz Ω_{po} im Ausgangsplasma

$$\nu_{\text{eff}} \approx 10^{10} \text{ s}^{-1} .$$

Aus einer magnetohydrodynamischen Theorie, die die Berechnung einer effektiven Reibung zwischen Elektronen und Ionen aus der gemessenen Stoßfrontbreite D ermöglicht, ergibt sich ebenfalls eine Stoßfrequenz von der Größenordnung 10^{10} s^{-1} [20].

Die aus der Aufheizung der Elektronen in der Stoßwelle berechnete Stoßfrequenz stimmt also etwa mit der überein, die aus der beobachteten Frontbreite $D = 0,6 c/\Omega_{p0}$ ermittelt werden konnte. Mikroskopisch kann der anomale spezifische Widerstand η_{eff} und damit die effektive Stoßfrequenz ν_{eff} durch eine zusätzliche Streuung der Elektronen an den in der Stoßwelle angeregten elektromagnetischen Wellen erklärt werden. Bis heute gibt es jedoch keine einheitliche Theorie, die die Anregung und die Art dieser in der Stoßfront auftretenden Plasmawellen umfassend beschreibt.

Ionenakustische Wellen können beispielsweise ab einer kritischen Geschwindigkeit der Elektronendrift relativ zu den Ionen, die in der Stoßfront quer zur Wellenbewegung erfolgt, angeregt werden [13]. Diese instabilen Plasmaschwingungen wachsen in ihrer Amplitude rasch an, und es entstehen auf Grund von nichtlinearen Effekten im Wellenprofil hochfrequente Fluktuationen des elektrischen Feldes, an denen die Elektronen zusätzlich gestreut und damit stoßfrei thermalisiert werden können.

4. Abschätzung der Ionenaufheizung

Aus den Erhaltungssätzen von Masse, Energie und Impuls - den sogenannten Rankine-Hugoniot-Gleichungen - kann die Ionenaufheizung bei bekannter Elektronentemperatur und Stoßwellengeschwindigkeit unabhängig von der Art der Dissipation abgeschätzt werden [21]. Die aus diesen Gleichungen berechnete Summe von Elektronen- und Ionentemperatur hinter der Stoßfront beträgt für die gemessenen Anfangswerte (n_0, T_{e0}, T_{i0}, B_0) und der Stoßwellengeschwindigkeit u im Falle I [20]

$$T_e + T_i = 154 \text{ eV} .$$

Bei einer gemessenen Elektronentemperatur von $T_e = 45 \text{ eV}$ ergibt sich für die Ionentemperatur hinter der Stoßfront

$$T_i = 110 \text{ eV} ,$$

verglichen mit der im Ausgangsplasma gemessenen Ionentemperatur

$$T_{i0} = 35 \text{ eV} .$$

Diese Aufheizung der Ionen kann bereits ohne Dissipation durch die adiabatische Kompression in der Stoßwelle erklärt werden. Für 3 Freiheitsgrade pro Ion wächst bei adiabatischer Aufheizung die Ionentemperatur von $T_{i0} = 35$ eV auf

$$T_i = T_{i0} \left(\frac{n}{n_0} \right)^{2/3} = 80 \text{ eV}$$

an.

Für 2 Freiheitsgrade würde die adiabatische Aufheizung der Ionen bereits $T_i = 120$ eV ergeben.

Die Temperaturerhöhung der Ionen erfolgt also praktisch adiabatisch, während für die Elektronenaufheizung im wesentlichen ein stoßfreier Dissipationsmechanismus verantwortlich ist.

Um den konkreten Mechanismus dieser stoßfreien Dissipation untersuchen zu können, braucht man außer den makroskopischen Parametern der Stoßwelle wie ihre Breite D und ihre Machzahl \mathcal{M} noch zusätzliche Information über die mikroskopischen Vorgänge innerhalb der Stoßfront. Dazu zählt zum Beispiel die Amplitude und das Frequenzspektrum der in der Stoßfront angeregten Plasmawellen. Durch Beobachtung der Elektronendichtewellen $n_e(\vec{k}, \omega)$ für Wellenlängen, die vergleichbar sind mit der Debye-Länge - was bei kohärenter Laserstreuung ($\alpha \approx 1$) der Fall ist - könnte die Anregung und die Zeitabhängigkeit der nichtthermischen Fluktuationen und damit ihre Wechselwirkung in der Stoßwelle gemessen werden. Die Theorie dieser nichtlinearen Koppelung zwischen verschiedenen Plasmawellen und zwischen Plasmawellen und elektromagnetischer Strahlung ist keinesfalls abgeschlossen und könnte durch derartige Laserstreuexperimente an turbulenten Plasmen wesentlich gefördert werden.

Die genauere Kenntnis der physikalischen Prozesse, die einer stoßfreien Energiedissipation zugrunde liegen, ist nicht nur für Experimente im Rahmen der Kernfusionsforschung wünschenswert, sondern würde darüberhinaus eine Erklärung vieler Vorgänge im interplanetarischen Raum, etwa die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit dem Magnetfeld der Erde ("bow shock"), ermöglichen.

Literatur

- [1] R. Kh. Kurtmullaev, Y.U.E. Nesterikin, V.I. Pilsky, R.Z. Sagdeev, Proc. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vol.II, S. 367, IAEA Vienna, 1966.
- [2] M.V. Babykin, P.P. Gavrin, E.K. Zavoysky, L.I. Rudokov, V.A. Skoryupin, Proc. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Vol.II, S. 851, IAEA Vienna, 1966.
- [3] J.W.M. Paul, M.J. Parkinson, J. Sheffield, L.S. Holmes, Nature 208, 133 (1965).
- [4] R. Chodura, M. Keilhacker, M. Kornherr, H. Niedermeyer, Proc. 3rd Controlled Fusion Conference, Novosibirsk, 1968.
- [5] E. Hintz, Proc. 3rd Controlled Fusion Conference, Novosibirsk, 1968.
- [6] E.E. Salpeter, Phys. Rev. 120, 1528 (1960).
- [7] W.H. Kegel, Laborbericht IPP 6/21 (1964), Inst. f. Plasmaphysik, Garching b. München.
- [8] O. Theimer, Laborbericht IPP 1/48 (1966), Inst. f. Plasmaphysik, Garching b. München.
- [9] H.J. Kunze, The Laser as a Tool for Plasma Diagnostics, University of Maryland, 1966.
- [10] G. Herppich, A. Knobloch, G. Müller, Laborbericht IPP 4/50 (1968), Inst. f. Plasmaphysik, Garching bei München.
- [11] G. Hofmann, J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer, 8, 729 (1968).
- [12] F. Pecorella, G. Vlases, Phys. Letters, Vol. 28A, 9, 1969.
- [13] R.Z. Sagdeev, "Cooperative Phenomena and Shock Waves in Collisionless Plasmas" in: Reviews of Plasma Physics, Vol. 4, Edit. by M.A. Leontovich, Consultants Bureau, New York, 1966.
- [14] R. Chodura, Phys. Fluids, 11, 400 (1968).
- [15] E. Fünfer, B. Kronast, H.J. Kunze, Phys. Lett., 5, 125 (1963).

- [16] R.W. Pohl, "Optik und Atomphysik", Springer-Verlag, Berlin 1958.
- [17] H. Röhr, G. Decker, Laborbericht IPP 1/78, (1968) Inst.f. Plasmaphysik, Garching b. München.
- [18] Landolt-Börnstein, 8. Teil: Optische Konstanten, Springer-Verlag, Berlin 1962.
- [19] L. Spitzer jr., "Physics of Fully Ionized Gases", 2nd Ed. Interscience Publishers, New York, 1965.
- [20] M. Kornherr, Veröffentlichung in Vorbereitung, Inst.f. Plasmaphysik, Garching b. München.
- [21] E. Fünfer, G. Lehner, "Plasmaphysik" in: Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd. XXXIV, Springer-Verlag, Berlin 1962.
- [22] Braginskii; Rev. of plasma physics 1, 205 (1965)
- [23] M. Keilhacker, M. Kornherr, K.-H. Steuer; Z.f. Physik (in Vorbereitung 1969)

Herrn Prof. Dr. Fünfer danke ich für die Übertragung des Themas und die Möglichkeit, diese Arbeit am Institut für Plasmaphysik durchzuführen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Keilhacker, der durch wertvolle Betreuung und zahlreiche Diskussionen wesentlich zur Lösung der theoretischen und experimentellen Probleme der Arbeit beitrug.

Nicht zuletzt möchte ich mich auch bei Herrn Dr. Röhr für viele Hinweise zur praktischen Durchführung des Laserstreuexperimentes bedanken.