

Untersuchung der schnellen magnetischen
Plasma - Kompression als Methode zur Erzeugung hoher
Temperaturen bei schwacher Kompression

F. Söldner

IPP 1/141

Januar 1974

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Untersuchung der schnellen magnetischen
Plasma - Kompression als Methode zur Erzeugung hoher
Temperaturen bei schwacher Kompression

F. Söldner

IPP 1/141

Januar 1974

*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:

The fast magnetic compression of a low density plasma ($n_0 \approx 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) and its moving into equilibrium are investigated in a high voltage theta pinch ($U_{o, \max} = 500 \text{ kV}$). Electron density and temperature are measured by ruby laser light scattering. Ions are reflected from the magnetic piston during compression (about 30 % reflection degree) resulting in strong ion heating.

The magnetic piston is finally stopped by the kinetic pressure of the compressed plasma and a $\beta \approx 1$ - plasma core is formed ($n_e \approx 4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $T_e \approx 25 \text{ eV}$, $T_i \approx 3 \text{ keV}$). This plasma core is surrounded by a hot low density plasma mantle caused by flute instabilities which develop during the compression. Currents in this halo plasma partly screen the inner plasma column from the vacuum field and the weakened field at the edge of the core acts as an effective magnetic piston field. Plasma simulation calculations carried out with this effective field show good agreement with the experiment.

A compression ratio of $\chi(\beta = 0.5) \approx 1.8$ is reached. According to theory a stable toroidal plasma confinement should be possible for $\chi \leq 2$.

But the stability of a plasma with diffuse profile as caused by flute instabilities in the above experiment has not yet been clarified.

INHALTSVERZEICHNIS

Seite

Zusammenfassung	
I. Einleitung und Problemstellung	1
II. Aufbau des Experiments	2
1. 100 kV-Z-Pinch-Vorionisierung	2
2. 500 kV-Theta-Pinch	4
III. Untersuchung der schnellen magnetischen Kompression	5
1. Magnetfeldprofile	5
2. Neutronen	9
3. Laserlichtstreuung	11
a) Streuanordnung	11
b) Elektronendichte und -temperatur auf der Achse	11
c) Verlauf von Elektronendichte und -temperatur im magnetischen Kolben	15
4. Framingaufnahmen	20
IV. Vergleich mit Plasmasimulationsrechnungen	24
V. Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse	27
1. Kompressionsphase	27
2. Schneepflug- und free-particle-Modell	30
3. Kompressionsschwingungen	31
4. Gleichgewicht	33
VI. Schlußbemerkungen	37
<u>Anhang</u>	
I. Z-Pinch-Vorionisierung	38
1. Gleitentladung	38
2. Aufbau der Z-Pinch-Anlage	38

	<u>Seite</u>
3. Laserlichtstreuung	40
a) Thomsonstreuung an freien Elektronen	40
b) Streuanordnung zur Messung radialer Dichteprofile	41
II. Laserstreuapparat am 500 kV-Experiment	44
1. Streuanordnung	44
2. Laser	44
3. Falschlicht und Plasmaleuchten	44
4. Polychromator	45
5. Eichung	47
Literaturverzeichnis	48
<u>Anhang</u>	
I. Z-Pinch-Verförmigung	38
1. Gleichzeitigkeit	38
2. Aufbau der Z-Pinch-Anlage	38

ZUSAMMENFASSUNG

An einem Hochspannungs-Theta-Pinch ($U_{0 \text{ max}} = 500 \text{ kV}$) wird die schnelle magnetische Kompression eines dünnen Ausgangsplasmas ($n_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) und die Einstellung des Gleichgewichts untersucht. Mit Hilfe von Laserlichtstreuung werden Elektronendichte und -temperatur gemessen. Im Kolbenbereich tritt starke Elektronenheizung auf ($T_e \approx 2 \text{ keV}$). Während der Kompression beobachtet man Reflexion von Ionen am magnetischen Kolben (Reflexionsgrad $\approx 35 \%$). Das Magnetfeld dringt nicht bis zur Achse vor, und es bildet sich ein $\beta \approx 1$ -Plasma ($n = 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 25 \text{ eV}$, $T_i \approx 3 \text{ keV}$). Es ist umgeben von einem dünnen, heißen Außenplasma, das im wesentlichen durch flute-Instabilitäten während der Kompression entsteht, wie Framing-Aufnahmen zeigen. Starke Ströme im Außenplasma schirmen den Innenbereich gegenüber dem äußeren Magnetfeld ab. Für die Kompression wird das Feld am Rand des Innenplasmas als effektives äußeres Feld wirksam. Das Außenplasma führt zu einem Einschluß der inneren Plasmasäule über den Nulldurchgang des äußeren Feldes hinaus. Nach der Stoßwellenkompression wird eine schwache Kompressionsschwingung beobachtet, die sich in einem ausgeprägten zweiten Maximum der Neutronenrate äußert.

Der Gleichgewichtszustand wird nahezu erreicht. Für das Kompressionsverhältnis κ (Verhältnis von Spulendurchmesser zur Halbwertsbreite des Plasmadrucks) erhält man dabei einen Wert von $\kappa \approx 1.8$. Nach der Theorie /1/ sollte für $\kappa \leq 2$ ein stabiler toroidaler Plasmaeinschluß mit Hilfe einer leitenden Wand möglich sein, was im Hinblick auf die kontrollierte Kernfusion von Bedeutung ist. Unklar sind allerdings die Auswirkungen eines diffusen Profils /2/, wie es hier vorliegt. Eine Klärung dieser Frage sowie eine eingehende Untersuchung der flute-Instabilitäten und der Eigenschaften des entstehenden Außenplasmas erscheint deshalb von großer Bedeutung.

I. EINLEITUNG UND PROBLEMSTELLUNG

Die schnelle magnetische Kompression ist bislang die effektivste Methode, ein Plasma auf thermonukleare Temperaturen aufzuheizen. Dies sollte möglichst ohne adiabatische Kompression erfolgen, bei der das Plasma auf ein kleines Volumen komprimiert wird, und mehr Energie für den Aufbau eines großräumigen Magnetfeldes zwischen Spule und Plasma als für die Heizung der Teilchen aufgebracht wird. Die schnelle Stoßwellenheizung führt zu rascher Aufheizung. Ein Gleichgewicht zwischen Magnetfelddruck und Plasmadruck kann damit bereits bei schwacher Kompression erreicht werden. Durch den geringen Wandabstand des Plasmas läßt sich der Einfluß der leitenden Wand zur Stabilisierung schnell anwachsender $m = 1$ Instabilitäten ausnutzen.

Die Energieaufnahme des Plasmas hängt vom Anstieg des äußeren Feldes ab. Der Feldanstieg \dot{B} ist proportional zur Umfangsspannung U_0 . Deshalb sind zur Stoßwellenheizung hohe Spannungen erforderlich. Am beschriebenen Experiment ist $U_{0 \text{ max}} = 500 \text{ kV}$. Die Anstiegszeit des Feldes sollte kleiner als die Kompressionszeit sein, um reine Stoßwellenheizung ohne adiabatische Nachkompression zu ermöglichen. An der 500 kV-Theta-Pinch-Anlage des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik, an der die experimentelle Arbeit durchgeführt wurde, ist diese Forderung gut erfüllt /3/.

Das besondere Interesse dieser Untersuchungen gilt der Frage nach den Vorgängen im magnetischen Kolben während der Kompression und den Eigenschaften des komprimierten Plasmas. Laserlichtstreuung an Elektronen erweist sich dafür als geeignetstes Meßverfahren, da sie eine störungsfreie, lokal aufgelöste Messung von Elektronendichte und -temperatur ermöglicht. Daraus lassen sich wichtige Aufschlüsse über die Prozesse in der Stoßwelle gewinnen, deren Struktur bei den

vorliegenden Bedingungen in erster Linie von den Elektronen bestimmt wird. Die Kenntnis der Heiz- und Verlustmechanismen trägt zu einem besseren Verständnis der anomalen Prozesse bei der Kompression dünner Plasmen bei. Im Rahmen der Möglichkeiten dieses Experiments soll auch untersucht werden, wie weit sich das stoßwellengeheizte Plasma einem Gleichgewicht nähert, und welches Kompressionsverhältnis man dabei erwarten kann. Besondere Bedeutung gewinnt dies durch neuere Überlegungen zur Wandstabilisierung eines heißen, schwach komprimierten Plasmas /4/.

Die experimentellen Ergebnisse werden mit Plasmasimulationsrechnungen verglichen, die mit den Daten des Experiments durchgeführt wurden /5/.

II. AUFBAU DES EXPERIMENTS

1. 100 kV Z-Pinch-Vorionisierung

Die schnelle magnetische Kompression erfordert ein magnetfeldfreies, radial homogenes, hochionisiertes Ausgangsplasma. Dadurch soll Energieverlust durch Mitkompression eines eingefangenen Feldes und Beeinflussung der Stoßwellenkompression durch ein radial inhomogenes Anfangsdichteprofil sowie durch Nachionisation vermieden werden. Zur Erhöhung des Ionisationsgrades wurde deshalb an der 500 kV-Anlage anstelle der Strahlungsvorionisierung /6/, /7/, die bei der Untersuchung sehr dünner Plasmen /8/, /9/, benutzt worden war, eine Z-Pinch-Vorionisierung eingesetzt. Die Vorionisierung wurde in einem eigenen Versuchsaufbau entwickelt und untersucht /10/.

Ein 100 kV-Z-Pinch liefert bis zu einem Fülldruck von 0,5 mTorr Deuterium herab ein radial homogenes, hochionisiertes Ausgangsplasma. Für die Diagnostik wurde eine neue Laserstreuanordnung verwendet, die es ermöglicht, radiale Dichtepprofile mit einem Schuß zu messen. Der Aufbau des Vorionisierungsexperiments und die daran durchgeführten Laserstremessungen sind in Anhang I beschrieben. Abb. 1 zeigt für einen typischen Fall radiale Dichtepprofile, wie sie mittels Laserlichtstreuung gemessen wurden.

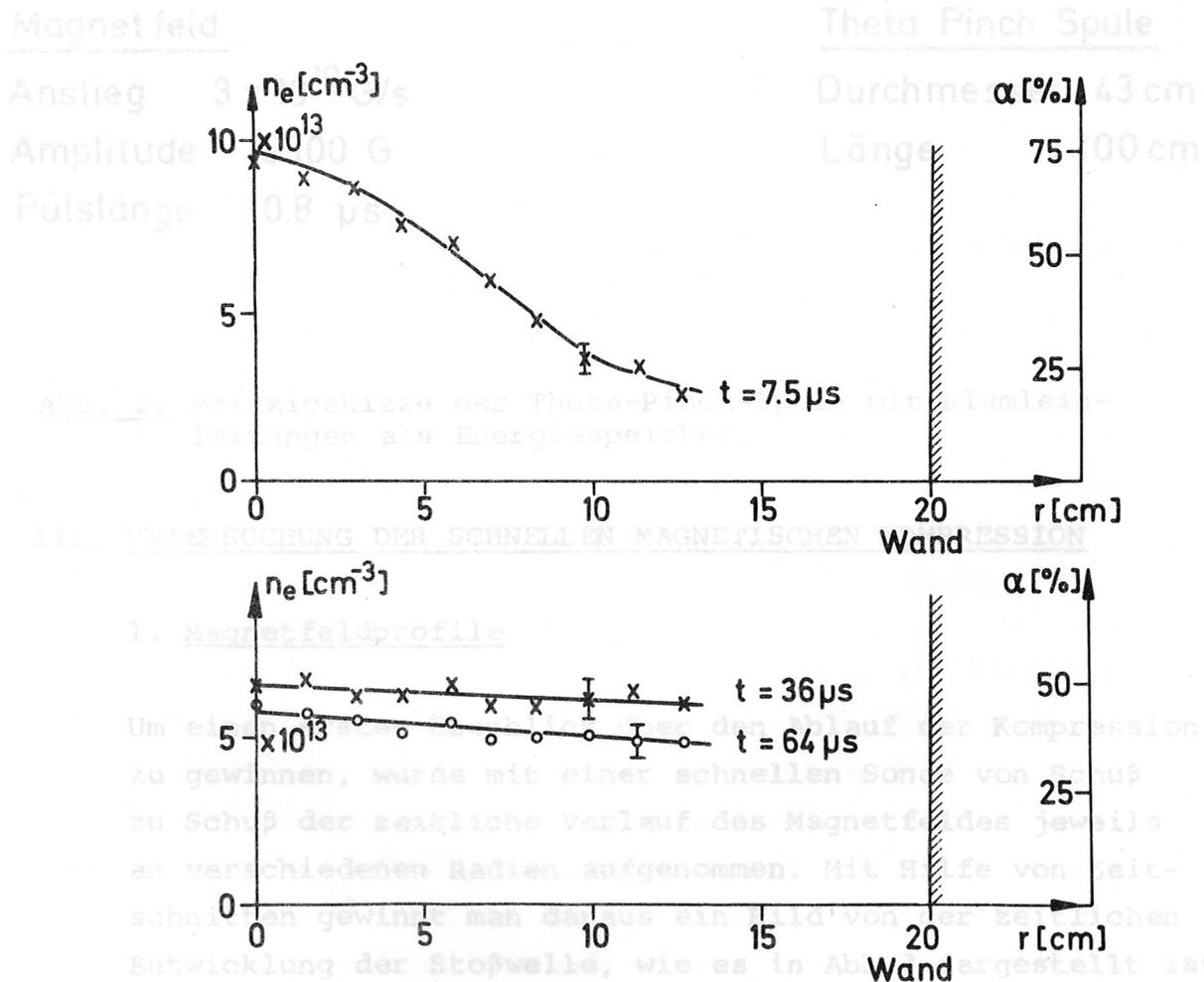
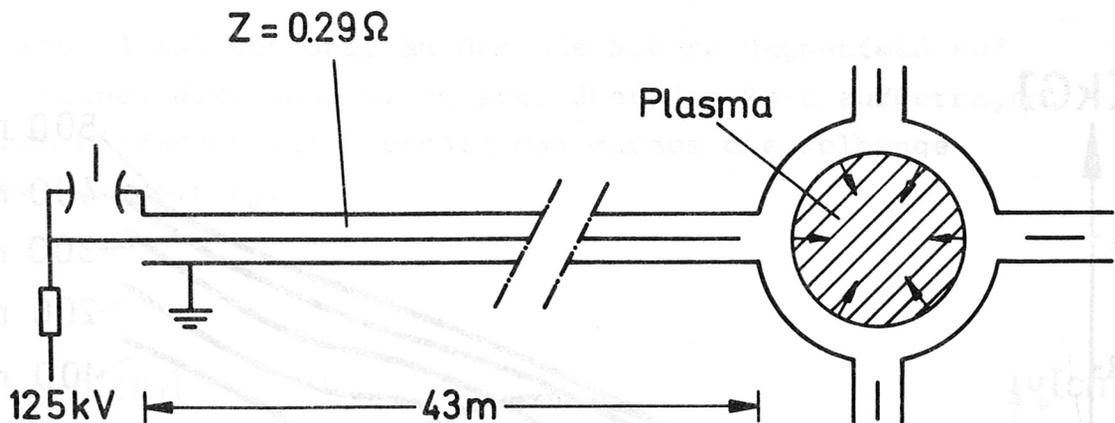


Abb.1: Radiale Dichtepprofile, gemessen mit Laserlichtstreuung am 100 kV-Z-Pinch bei einem Fülldruck von 2 mTorr Deuterium. Der Ionisierungsgrad α ist auf den Anfangsfülldruck bezogen.



Magnet feld

Anstieg 3×10^{10} G/s
Amplitude 5500 G
Pulslänge 0.8 μ s

Theta Pinch Spule

Durchmesser 43 cm
Länge 100 cm

Abb. 2: Prinzipskizze der Theta-Pinch-Spule mit Blumleinleitungen als Energiespeicher.

III. UNTERSUCHUNG DER SCHNELLEN MAGNETISCHEN KOMPRESSIION

1. Magnetfeldprofile

Um einen ersten Überblick über den Ablauf der Kompression zu gewinnen, wurde mit einer schnellen Sonde von Schuß zu Schuß der zeitliche Verlauf des Magnetfeldes jeweils an verschiedenen Radien aufgenommen. Mit Hilfe von Zeit-schnitten gewinnt man daraus ein Bild von der zeitlichen Entwicklung der Stoßwelle, wie es in Abb.3 dargestellt ist.

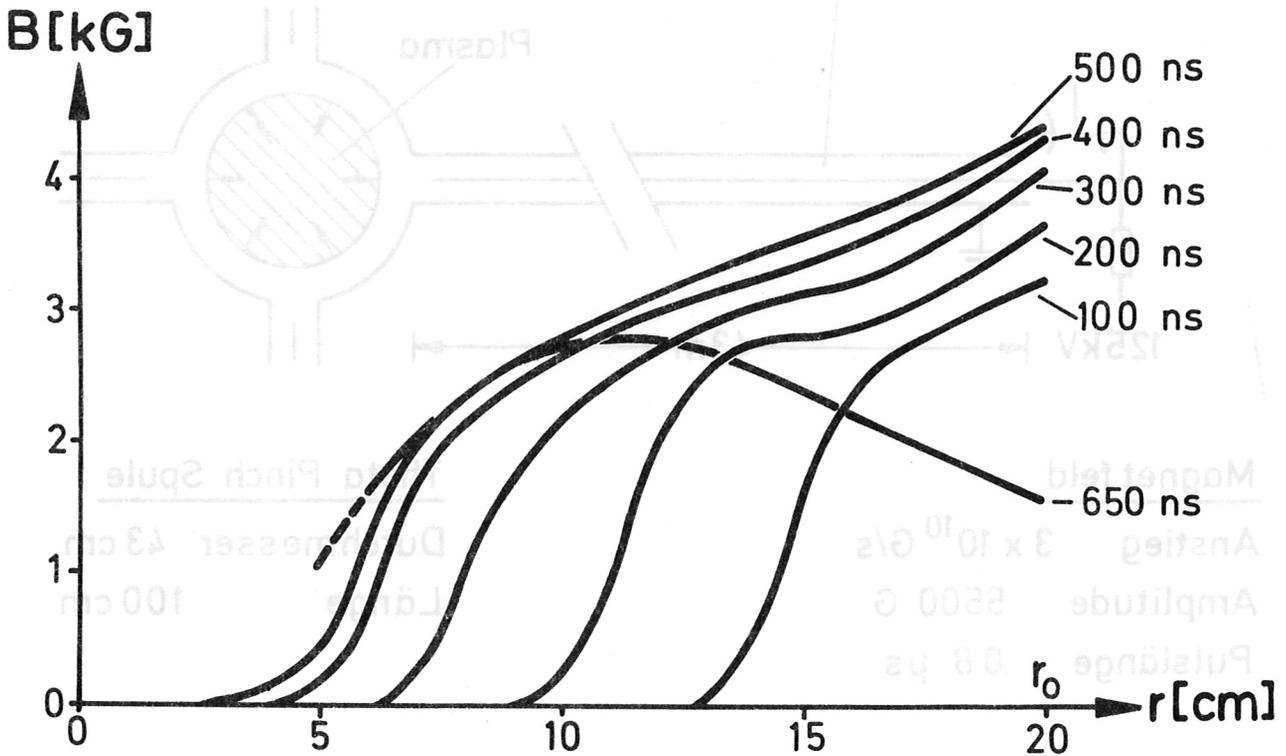


Abb.3: Radiale Magnetfeldprofile bei der schnellen magnetischen Kompression von Deuterium ($n_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) mit $U_0 = 360 \text{ kV}$

Die Zeiten in dieser Darstellung sind wie bei allen folgenden Zeitangaben immer auf den Beginn des Anstiegs des äußeren Magnetfeldes bezogen. Bereits nach 100 ns hat sich die Kompressionswelle voll entwickelt. Sie startet mit einer Anfangsgeschwindigkeit $v_K = 5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ und läuft mit abnehmender Geschwindigkeit nach innen. Die Schichtbreite D (Breite des steilen Magnetfeldanstiegs) beträgt etwa 2,5 cm.

In Abb. 4 ist der Ort, an dem das äußere Magnetfeld auf den halben Wert abgefallen ist, über der Zeit aufgetragen. Durch Differentiation erhält man daraus die Kolbengeschwindigkeit v_K .

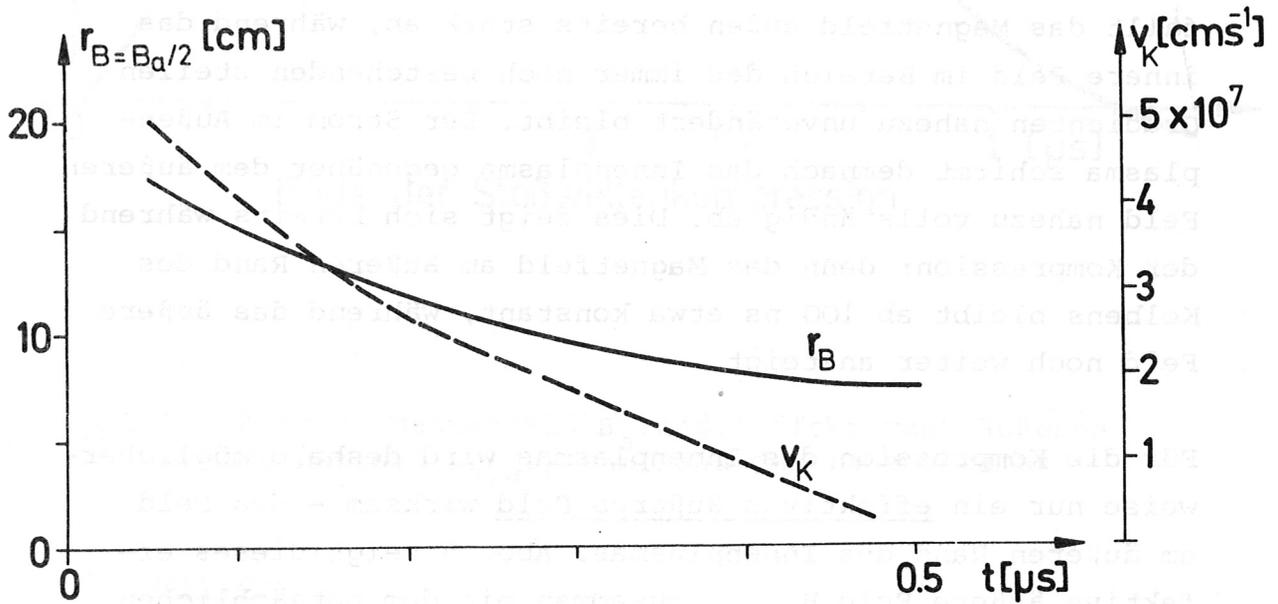


Abb.4: Implosion des magnetischen Kolbens ($r_{\text{Kolben}} = r_{B=B_a/2}$) mit der Kolbengeschwindigkeit v_K .

Bei $r \approx 6$ cm bleibt der Kolben stehen, das Magnetfeld dringt nicht weiter ins Innere ein. Es bildet sich eine zentrale Plasmasäule mit $\beta \approx 1$ ($\beta =$ Verhältnis von Plasmadruck $n_e k T_e + n_i k T_i$ zu äußerem Magnetfelddruck $B_a^2 / 8\pi$).

Hinter dem Kolben bleiben während der gesamten Kompressionsphase Magnetfeldgradienten bestehen, die bis zur Gefäßwand reichen. Zur Aufrechterhaltung dieser Gradienten sind starke Ströme erforderlich. Das Innenplasma ist demnach von einem Außenplasma umgeben, das in Wandberührung steht.

Bemerkenswert an Abb. 3 ist das Profil bei 650 ns. Hier fällt das Magnetfeld außen bereits stark ab, während das innere Feld im Bereich des immer noch bestehenden steilen Gradienten nahezu unverändert bleibt. Der Strom im Außenplasma schirmt demnach das Innenplasma gegenüber dem äußeren Feld nahezu vollständig ab. Dies zeigt sich bereits während der Kompression; denn das Magnetfeld am äußeren Rand des Kolbens bleibt ab 100 ns etwa konstant, während das äußere Feld noch weiter ansteigt.

Für die Kompression des Innenplasmas wird deshalb möglicherweise nur ein effektives äußeres Feld wirksam - das Feld am äußeren Rand des Innenplasmas. Abb. 5 zeigt dieses effektive äußere Feld $B_{a,eff}$ zusammen mit dem tatsächlichen äußeren Feld B_a . $B_{a,eff}$ wird bestimmt durch den Schnittpunkt der Tangenten an die linearen Bereiche des steilen Feldanstiegs in der Schicht und des flachen Anstiegs hinter dem Kolben. Dieses $B_{a,eff}$ stellt einen nahezu idealen Stufenpuls dar.

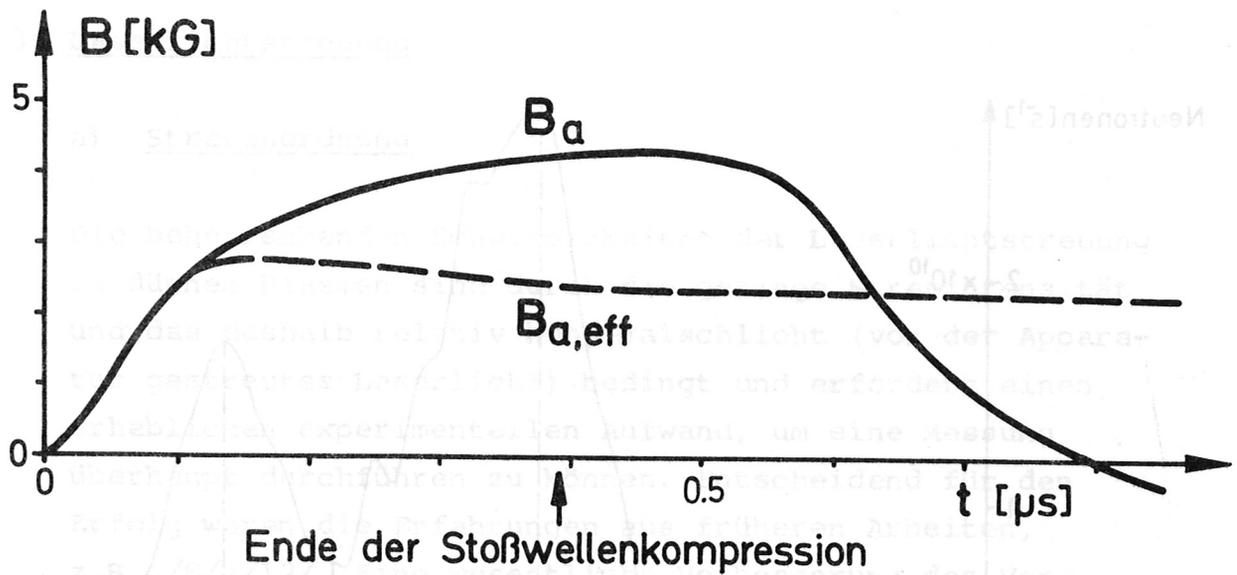


Abb.5: Äußeres Magnetfeld B_a und "effektives" äußeres Magnetfeld $B_{a,\text{eff}}$ am Rand des Innenplasmas

2. Neutronen

Die Reaktionsneutronen, die bei der Fusion von Deuteriumkernen entstehen, werden mit einem Plastik-Szintillator (NE 102 A) in Verbindung mit einem Photomultiplier (RCA 8054) nachgewiesen. Aus der Neutronenrate läßt sich bei Kenntnis der Dichte und des Plasmavolumens die Ionentemperatur berechnen /11/, was im nächsten Kapitel geschehen soll. Bei vielen Schüssen zeigte der zeitliche Verlauf der Neutronenrate eine stark verrauschte Doppelstruktur. Die Mittelung über eine größere Anzahl von Schüssen ergab eine deutliche charakteristische Kurvenform, die in Abb. 6 gezeigt ist.

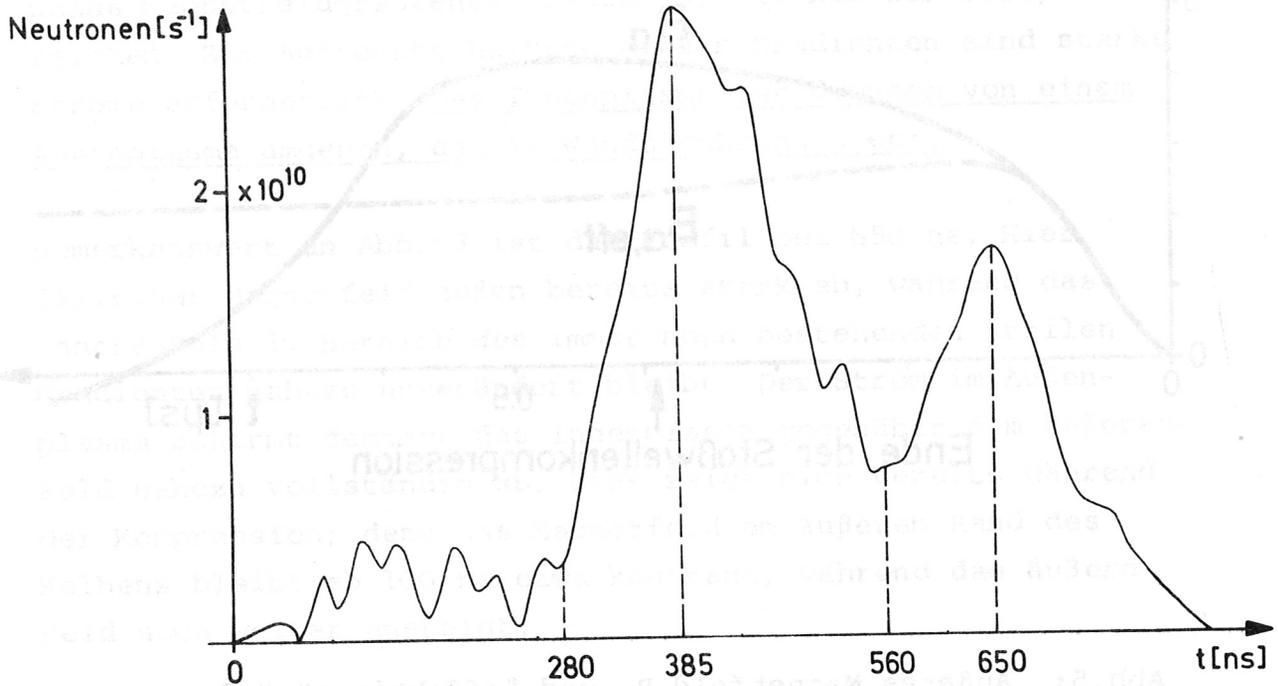


Abb.6: Neutronenrate, gemittelt über 123 Schüsse

Die Reaktionsneutronen während der ersten 280 ns werden durch Stöße von schnellen Ionen mit dem Untergrund (Neutralgas und ruhendes Plasma) erzeugt. Der steile Anstieg des Neutronenflusses erfolgt zu einem Zeitpunkt, zu dem der magnetische Kolben erst etwa den halben Radius erreicht hat, wie die Magnetfeldprofile (Abb. 3) zeigen. Da Fusionsstöße zwischen Deuteronen ausreichend hoher Geschwindigkeit aber erst nach dem Eintreffen der Ionen auf der Achse stattfinden können, ist das ein erster Hinweis auf Reflexion von Ionen am magnetischen Kolben, bei der die Ionen auf die doppelte Kolbengeschwindigkeit beschleunigt werden und damit der Kompressionswelle vorauslaufen können.

3. Laserlichtstreuung

a) Streuanordnung

Die beherrschenden Schwierigkeiten der Laserlichtstreuung an dünnen Plasmen sind durch die geringe Streuintensität und das deshalb relativ hohe Falschlicht (von der Apparatur gestreutes Laserlicht) bedingt und erfordern einen erheblichen experimentellen Aufwand, um eine Messung überhaupt durchführen zu können. Entscheidend für den Erfolg waren die Erfahrungen aus früheren Arbeiten, z.B. /8/, /12/. Eine wesentliche Verbesserung des Verhältnisses von Streulicht zum Untergrund des Plasma-lichtes, einer Quasikontinuumsstrahlung, brachte der Übergang von der 90° - zur 13° -Vorwärtsstreuung, bei der das Spektrum des Streulichts und damit der zu untersuchende Spektralbereich schmaler wird. Der Streuparameter α bleibt dabei immer noch klein gegen 1. Damit gelten die Formeln für Thomsonstreuung an freien Elektronen /13/; sie sind in Anhang I, 3a kurz zusammengefaßt. Die Laserstreuanordnung ist in Abb.7 gezeigt. Eine genaue Beschreibung findet sich in Anhang II.

b) Elektronendichte und -temperatur auf der Achse

Zur zeitaufgelösten Messung wird ein 9-Kanal-Polychromator verwendet. Die Elektronentemperatur beträgt 400 ns nach Beginn der Kompression 25 eV und bleibt dann etwa 200 ns auf diesem Wert.

Die Dichte beginnt gleichzeitig mit der Neutronenrate anzusteigen und erreicht bei 500 ns einen Wert von $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (Abb. 8).

Abb. 8: a) äußeres Feld B_0

b) Dichteverlauf auf der Achse

c) Neutronenrate

bei der schnellen magnetischen Kompression von Deuteilm, $n_0 = 7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $U_0 = 360 \text{ kV}$

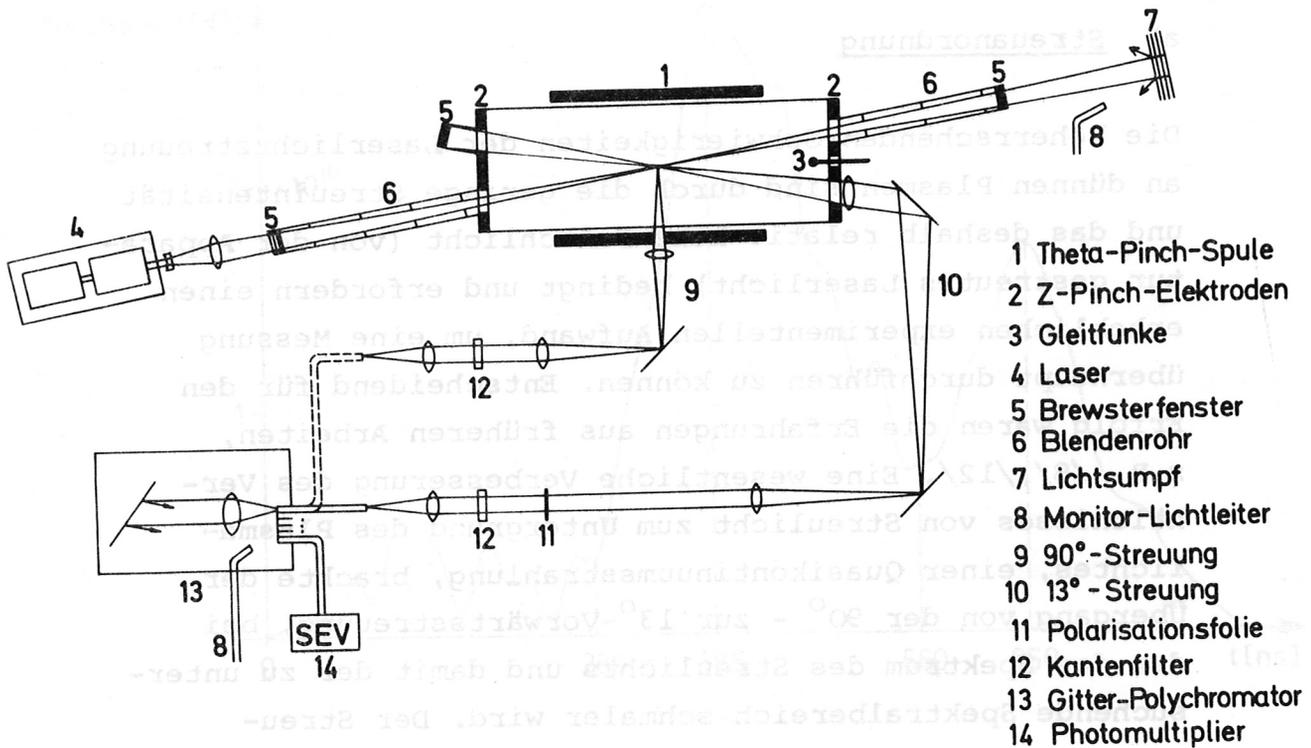


Abb.7: Schematischer Aufbau der Laserstreuanordnung am 500 kV Theta-Pinch

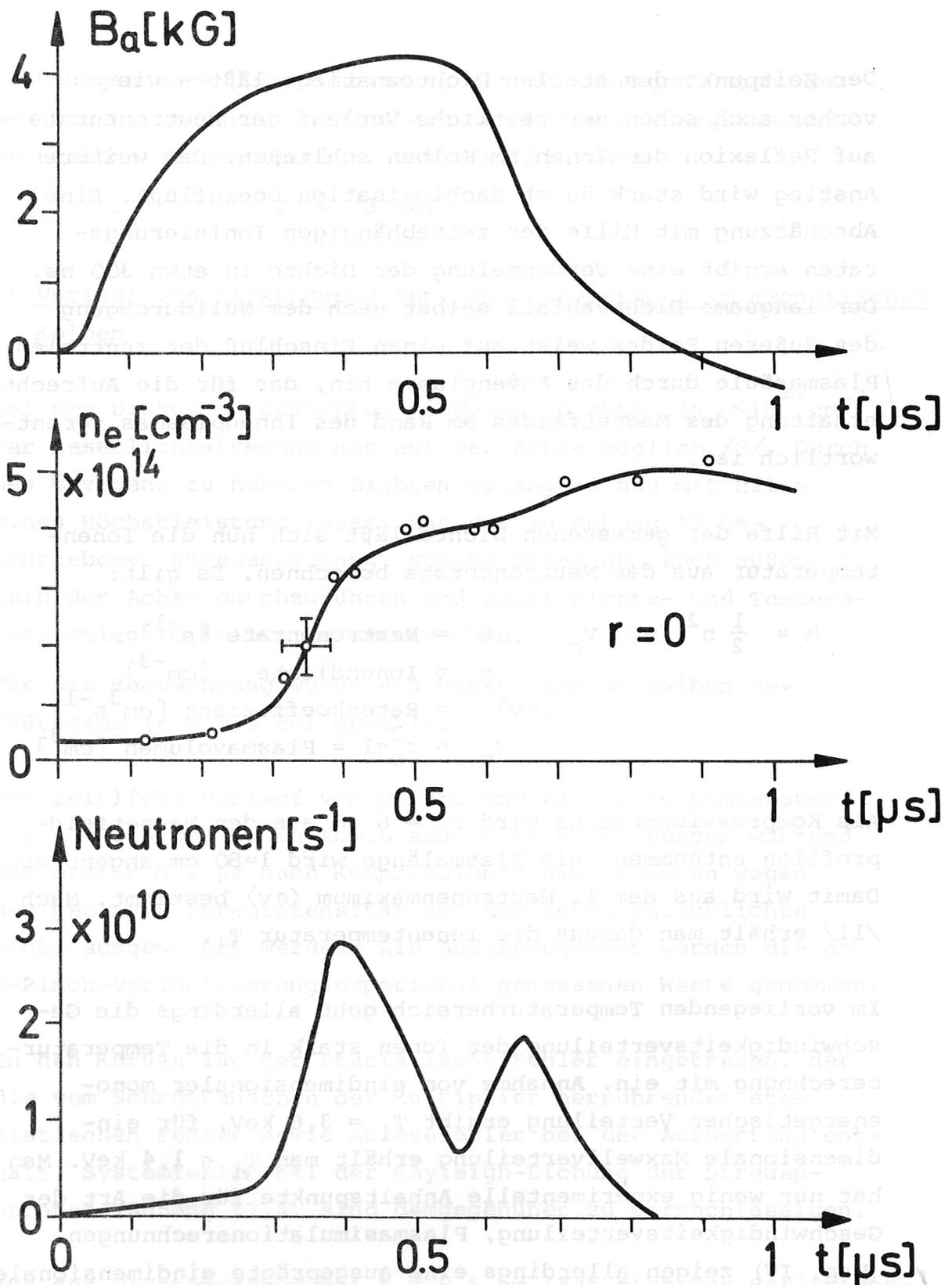


Abb.8: a) äußeres Feld B_a
 b) Dichteverlauf auf der Achse
 c) Neutronenrate
 bei der schnellen magnetischen Kompression von Deuterium, $n_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $U_0 = 360 \text{ kV}$

Der Zeitpunkt des steilen Dichteanstiegs läßt - wie vorher auch schon der zeitliche Verlauf der Neutronenrate - auf Reflexion der Ionen am Kolben schließen. Der weitere Anstieg wird stark durch Nachionisation beeinflusst. Eine Abschätzung mit Hilfe der zeitabhängigen Ionisierungsraten ergibt eine Verdoppelung der Dichte in etwa 300 ns. Der langsame Dichteabfall selbst nach dem Nulldurchgang des äußeren Feldes weist auf einen Einschluß der zentralen Plasmasäule durch das Außenplasma hin, das für die Aufrechterhaltung des Magnetfeldes am Rand des Innenplasmas verantwortlich ist.

Mit Hilfe der gemessenen Dichte läßt sich nun die Iontemperatur aus der Neutronenrate berechnen. Es gilt:

$$R = \frac{1}{2} n^2 \langle \sigma v \rangle V_c$$

R = Neutronenrate [s^{-1}]
 n = Ionendichte [cm^{-3}]
 $\langle \sigma v \rangle$ = Ratenkoeffizient [$cm^3 s^{-1}$]
 $V_c = r_c^2 \pi l$ = Plasmavolumen [cm^3]

Als Kompressionsradius wird $r_c = 6$ cm aus den Magnetfeldprofilen entnommen; als Plasmalänge wird $l=80$ cm angenommen. Damit wird aus dem 1. Neutronenmaximum $\langle \sigma v \rangle$ bestimmt. Nach /11/ erhält man daraus die Iontemperatur T_i .

Im vorliegenden Temperaturbereich geht allerdings die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen stark in die Temperaturberechnung mit ein. Annahme von eindimensionaler monoenergetischer Verteilung ergibt $T_i = 3,6$ keV, für eindimensionale Maxwellverteilung erhält man $T_i = 1,4$ keV. Man hat nur wenig experimentelle Anhaltspunkte für die Art der Geschwindigkeitsverteilung, Plasmasimulationsrechnungen (Kap. IV) zeigen allerdings eine ausgeprägte eindimensionale, monoenergetische Geschwindigkeitsverteilung, die erst zu späteren Zeiten nach der Kompression isotropisiert. Da die

Rechnungen gute Übereinstimmung mit den übrigen Daten des Experiments zeigen, scheint die Annahme monoenergetischer Verteilung gerechtfertigt. Damit erhält man:

$$\underline{T_i \approx 3 \text{ keV}}$$

c) Verlauf von Elektronendichte und -temperatur im magnetischen Kolben

Bei den bisher untersuchten niedrigen Dichten ($n_0 \leq 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) war Laserlichtstreuung nur auf der Achse möglich /8/. Durch den Übergang zu höheren Dichten gelang es nun mit Hilfe eines Höchstleistungslasers und der in Anhang II beschriebenen Streuanordnung, solche Messungen auch außerhalb der Achse durchzuführen und damit Dichte- und Temperaturanstieg im Kolben zu untersuchen.

Für die Beobachtung wurde ein Punkt nahe am halben Gefäßradius ($r = 9,5 \text{ cm}$) gewählt.

Der zeitliche Verlauf von Dichte und Elektronentemperatur bei $r = 9,5 \text{ cm}$ ist in Abb.9 aufgetragen. Messungen während der ersten $0,2 \mu\text{s}$ nach Kompressionsbeginn konnten wegen der geringen Streuintensität und des hohen Falschlichts nicht ausgewertet werden. Als Ausgangsgrößen werden die am Z-Pinch-Vorionisierungsexperiment gemessenen Werte genommen.

In den Kurven ist der statistische Fehler eingetragen, der die vom Schrotrauschen der Multiplier herrührenden statistischen Fehler sowie Ablesefehler bei der Auswertung enthält. Systemfehler bei der Rayleigh-Eichung der Streuapparatur (Anhang II,5) sind demgegenüber zu vernachlässigen.

Aus der Dichtemessung bei $r = 9,5 \text{ cm}$ läßt sich der Reflexionsgrad der Ionen ermitteln. Dazu wird eine Teilchenbilanz aufgestellt, in der man die Gesamtzahl der Teilchen be-

rechnet, die von der Kompressionswelle auf dem Weg bis zu $r = 9,5$ cm mitgenommen werden, und die Anzahl der Teilchen, die sich im Kolben befinden, wenn er den halben Gefäßradius erreicht. Die Differenz beider Werte ergibt die Gesamtzahl der reflektierten Ionen. Der Reflexionsgrad wird auf die mitgenommene Teilchenzahl bezogen. Bei der Berechnung der Mitnahme wird Nachionisation eingeschlossen und ein konstanter Mitnahmefaktor von 0,8 angenommen. Dieser berücksichtigt das Zurückbleiben des Außenplasmas, das bei den Magnetfeldmessungen nachgewiesen wurde. Für die Ermittlung der Teilchenzahl im Kolben nimmt man die Schichtbreite D aus den Magnetfeldprofilen (s. Abb. 3) und die Dichte aus dem gemessenen zeitlichen Verlauf zu dem Zeitpunkt, zu dem sich der Kolben bei $r = 9,5$ cm befindet (s. Abb. 4).

Danach befinden sich beim Eintreffen des Kolbens am halben Radius etwa 65 % der mitgenommenen Teilchen im Kolben; etwa 35 % sind also bis dahin reflektiert worden.

Dieses Ergebnis rechtfertigt bis zu einem gewissen Grad die Annahme des Wertes für den Mitnahmefaktor. Ein kleinerer Mitnahmefaktor, wie man ihn vielleicht aufgrund der stark entwickelten Makroinstabilitäten (Kap. III, 4) erwarten könnte, würde zu einem geringeren Reflexionsgrad und damit zu größerer Diskrepanz zwischen den Messungen und Rechnungen (Kap. IV) führen. Die Annahme eines größeren Mitnahmefaktors hingegen stünde in Widerspruch zur Dichtemessung bei $r = 9,5$ cm (s. Abb. 9). Bei $t \approx 0,6$ μ s mißt man hier noch etwa 40% des Dichtemaximums beim Passieren des Kolbens ($t \approx 0,35$ μ s). Nachionisation bewirkt bis zu diesem Zeitraum etwa eine Verdoppelung der Dichte, so daß demnach etwa 20 % des Plasmas jeweils hinter dem Kolben zurückbleibt, was auch der obigen Abschätzung zugrunde gelegt wurde.

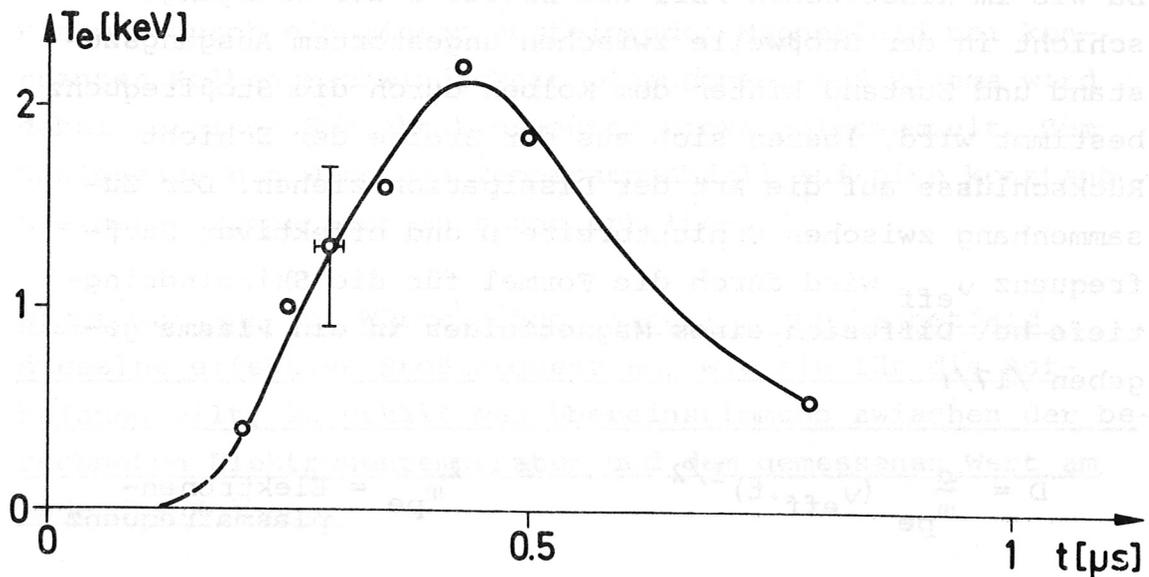
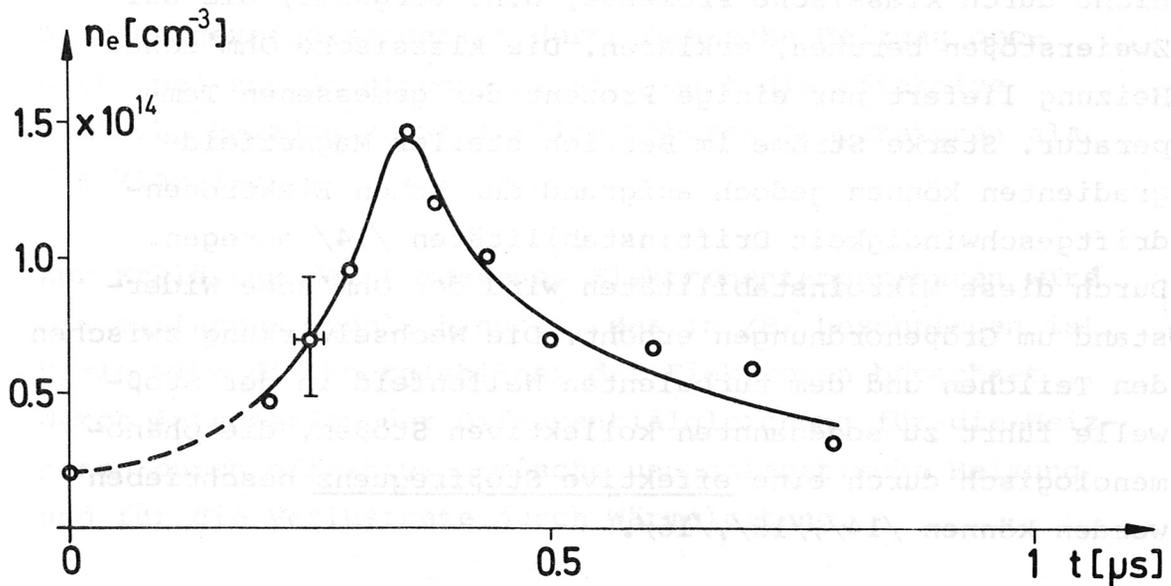


Abb. 9: Zeitlicher Verlauf von Elektronendichte (a) und Elektronentemperatur (b) bei $r = 9,5 \text{ cm}$ für $n_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $U_0 = 360 \text{ kv}$.

Die starke Elektronenheizung im Kolbenbereich läßt sich nicht durch klassische Prozesse, d.h. Vorgänge, die auf Zweierstößen beruhen, erklären. Die klassische Ohm'sche Heizung liefert nur einige Prozent der gemessenen Temperatur. Starke Ströme im Bereich steiler Magnetfeldgradienten können jedoch aufgrund der hohen Elektronendriftgeschwindigkeit Driftinstabilitäten /14/ anregen. Durch diese Mikroinstabilitäten wird der Ohm'sche Widerstand um Größenordnungen erhöht. Die Wechselwirkung zwischen den Teilchen und dem turbulenten Wellenfeld in der Stoßwelle führt zu sogenannten kollektiven Stößen, die phänomenologisch durch eine effektive Stoßfrequenz beschrieben werden können /14/, /15/, /16/.

Da wie im klassischen Fall die Breite D der Übergangsschicht in der Stoßwelle zwischen ungestörtem Ausgangszustand und Zustand hinter dem Kolben durch die Stoßfrequenz bestimmt wird, lassen sich aus der Breite der Schicht Rückschlüsse auf die Art der Dissipation ziehen. Der Zusammenhang zwischen Schichtbreite D und effektiver Stoßfrequenz ν_{eff} wird durch die Formel für die Skineindringtiefe bei Diffusion eines Magnetfeldes in ein Plasma gegeben /17/:

$$D = \frac{c}{\omega_{pe}} (\nu_{\text{eff}} \cdot t)^{1/2} \quad \omega_{pe} = \text{Elektronenplasmafrequenz}$$

Aus der über die Kompressionszeit gemittelten Schichtbreite $D = 2,5 \text{ cm}$ erhält man: $\nu_{\text{eff}} \approx 0,7 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$

Wie in vielen Experimenten und Rechnungen zu Stoßwellen, z.B. /12/, /14/ ist auch hier die effektive Stoßfrequenz von der Größe der Ionenplasmafrequenz.

Die effektive Stoßfrequenz liegt um mehr als vier Größenordnungen über der klassischen Stoßfrequenz für Elektron-Ion-Stöße:

$$\nu_{ei, \text{ klass}} \approx 2 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$$

Da die Energiedissipation durch Ohm'sche Heizung proportional zur Stoßfrequenz ist, führt die effektive Ohm'sche Heizung zu wesentlich höheren Temperaturen als die klassische.

Zur Erklärung der gemessenen Elektronentemperaturen wird ein einfaches Modell benutzt, das in /8/ beschrieben ist. Damit wird die Energiebilanz der Elektronen berechnet durch Integration der Differentialgleichung für die Heizraten durch effektive Ohm'sche und adiabatische Heizung und für die Verlustrate durch Wärmeleitung.

In dem Modell wird Kompression eines radial homogenen Plasmas durch ein linear ansteigendes Magnetfeld bei konstanter Kolbengeschwindigkeit angenommen. Das Plasma wird dabei in einer Schicht konstanter Dicke aufgesammelt. Zum Spulenende hin wird ein Temperaturabfall auf eine konstant bleibende Temperatur aufrecht erhalten.

Nimmt man nun für Wärmeleitung parallel zum Magnetfeld dieselbe effektive Stoßfrequenz an, wie sie für die Aufheizung gilt, so erhält man Übereinstimmung zwischen der berechneten Elektronentemperatur und dem gemessenen Wert am Ende des Kolbens.

Da die Wärmeleitfähigkeit parallel zum Magnetfeld umgekehrt proportional zur Stoßfrequenz ist /18/, liegt die klassische Wärmeleitung mehr als vier Größenordnungen über einer effektiven Wärmeleitung mit ν_{eff} , Wärmeleitung = ν_{eff} .

Setzt man nun $\nu_{\text{eff W.L.}} = 0,1 \nu_{\text{eff}}$, so geht die Temperatur bereits auf ein Drittel des gemessenen Wertes zurück.

Abb. 10: End-on-Framingaufnahmen der schnellen magnetischen Kompression für $n_0 = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $U_0 = 360 \text{ kV}$ mit zeitlicher Zuordnung zu B_0 . Die drei Bildreihen wurden bei verschiedenen Erilladungen aufgenommen. Das Beobachtungsfenster lag exzentrisch (s. Skizze).

In Übereinstimmung mit den Messungen bei den geringeren Dichten kommt man damit auch hier zu dem Ergebnis, daß die Verluste durch Wärmeleitung ebenso wie die Heizung durch anomale Prozesse bestimmt sind, und daß die effektive Stoßfrequenz für beide Prozesse von gleicher Größenordnung ist. Die genaue Größe der effektiven Stoßfrequenz, die für Wärmeleitung verantwortlich ist, läßt sich mit Hilfe des einfachen Modells nicht ermitteln, da im Experiment die Magnetfeldgradienten hinter dem Kolben zu einer weiteren Aufheizung führen, und eine klare Trennung zwischen Kolben und Außenbereich nicht möglich ist.

4. Framing-Aufnahmen

Mit einer Bildwandlerkamera wurden end-on framing-Aufnahmen vom Ablauf der Stoßwellenkompression gemacht. Deutlich ist eine implodierende Leuchtfrent zu erkennen (Abb.10). Durch Vergleich aufeinanderfolgender Bilder läßt sich die Kolbengeschwindigkeit und die Beschleunigung der Kompressionswelle berechnen. Man erhält in Übereinstimmung mit den Magnetfeldmessungen (Abb. 4)

$$v_K = 2 - 4 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1}$$

Hinter der Stoßfront sind deutlich radiale Streifen zu erkennen, die durch Instabilitäten mit hoher azimuthaler Modenzahl m (flute-Instabilitäten /19/) entstehen.

Um festzustellen, wodurch Modenzahl und Wellenlänge der "flutes" bestimmt sind, wurden Entladungen in D_2 und in H_2 untersucht. Die Ausgangsdichte wurde dabei im Bereich $1,5 - 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ variiert.

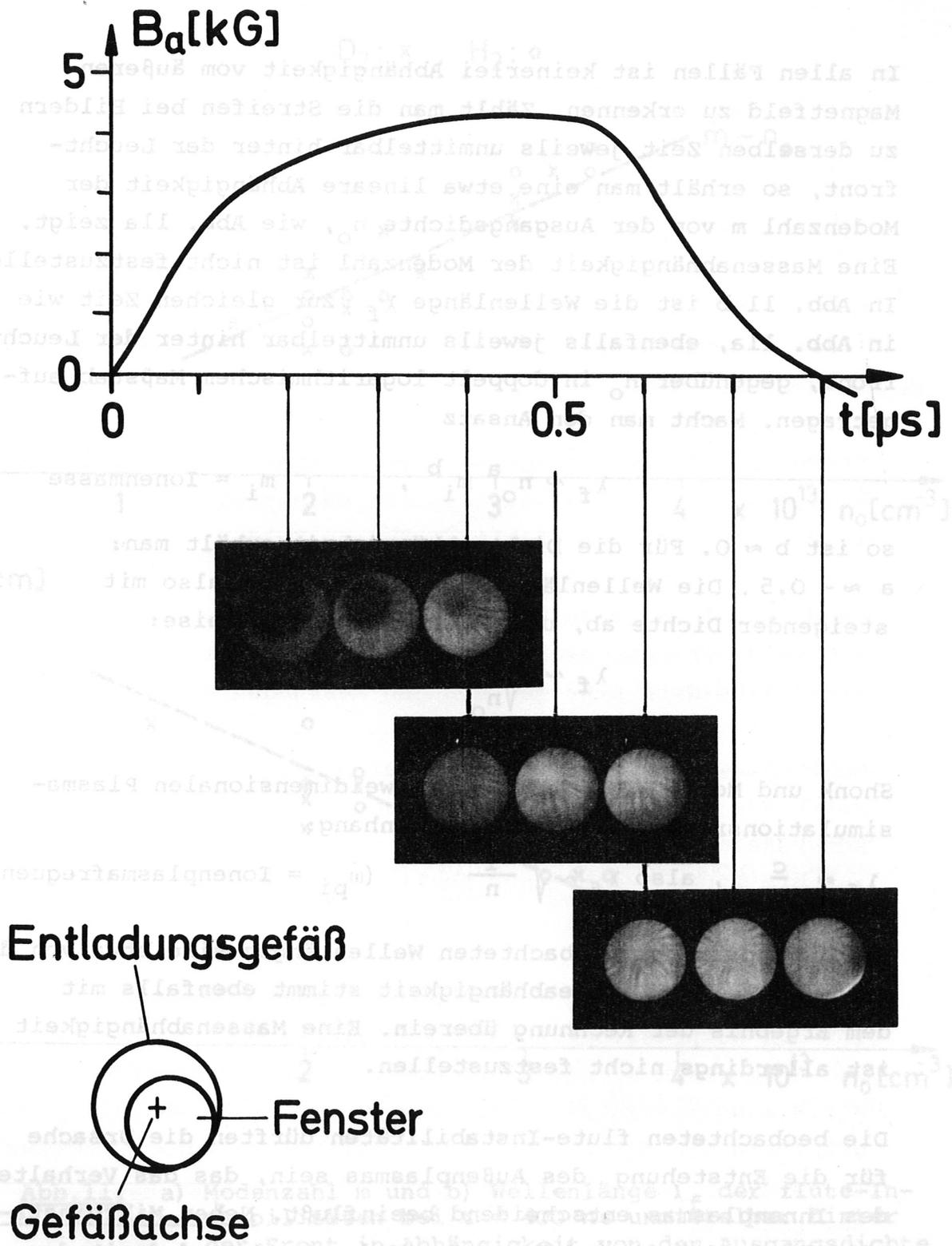


Abb. 10: End-on-Framingaufnahmen der schnellen magnetischen Kompression für $n_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $U_0 = 360 \text{ kV}$ mit zeitlicher Zuordnung zu B_a . Die drei Bildreihen wurden bei verschiedenen Entladungsaufnahmen. Das Beobachtungsfenster lag exzentrisch (s. Skizze)

In allen Fällen ist keinerlei Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld zu erkennen. Zählt man die Streifen bei Bildern zu derselben Zeit jeweils unmittelbar hinter der Leuchtfrent, so erhält man eine etwa lineare Abhängigkeit der Modenzahl m von der Ausgangsdichte n_0 , wie Abb. 11a zeigt. Eine Massenabhängigkeit der Modenzahl ist nicht festzustellen. In Abb. 11 b ist die Wellenlänge λ_f zur gleichen Zeit wie in Abb. 11a, ebenfalls jeweils unmittelbar hinter der Leuchtfrent, gegenüber n_0 in doppelt logarithmischem Maßstab aufgetragen. Macht man den Ansatz

$$\lambda_f \sim n_0^a m_i^b, \quad m_i = \text{Ionenmasse}$$

so ist $b \approx 0$. Für die Dichteabhängigkeit erhält man: $a \approx -0.5$. Die Wellenlänge der flutes nimmt also mit steigender Dichte ab, und es gilt näherungsweise:

$$\lambda_f \sim \frac{1}{\sqrt{n_0}}$$

Shonk und Morse /20/ fanden bei zweidimensionalen Plasmasimulationsrechnungen den Zusammenhang:

$$\lambda_f \approx \frac{c}{\omega_{pi}}, \quad \text{also } \lambda_f \sim \sqrt{\frac{m_i}{n}} \quad (\omega_{pi} = \text{Ionenplasmafrequenz})$$

Die im Experiment beobachteten Wellenlängen sind etwa von der Größe $\frac{c}{\omega_{pi}}$. Die Dichteabhängigkeit stimmt ebenfalls mit dem Ergebnis der Rechnung überein. Eine Massenabhängigkeit ist allerdings nicht festzustellen.

Die beobachteten flute-Instabilitäten dürften die Ursache für die Entstehung des Außenplasmas sein, das das Verhalten des Innenplasmas entscheidend beeinflusst. Neben Mikroinstabilitäten, die die Erhöhung des Widerstands und damit der Elektronenheizung bewirken, bestimmen somit auch Makroinstabilitäten bei der Beschleunigung des ruhenden Ausgangsplasmas maßgeblich die physikalischen Prozesse bei der schnellen magnetischen Kompression dünner Plasmen.

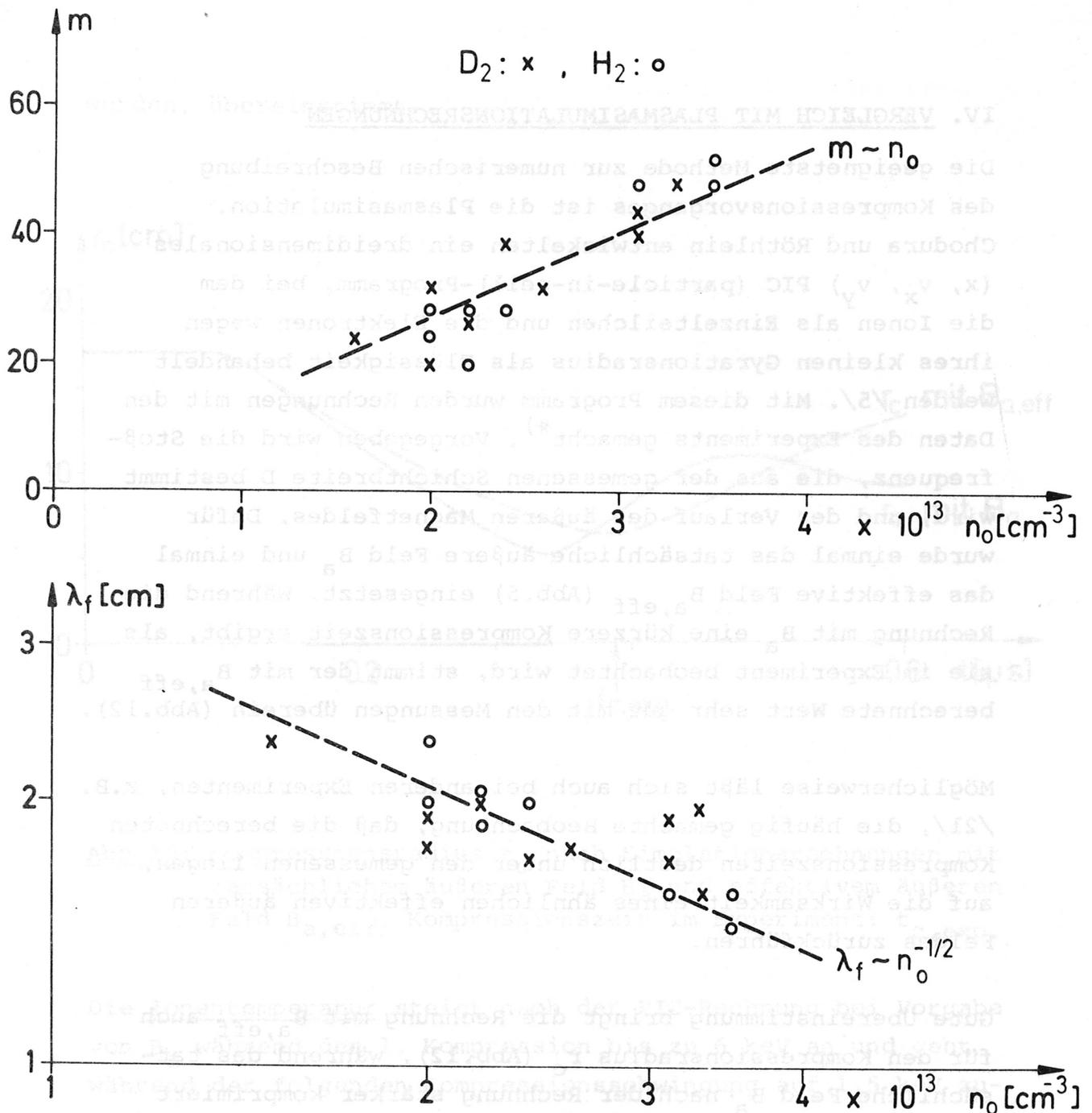


Abb.11: a) Modenzahl m und b) Wellenlänge λ_f der flute-Instabilitäten bei $t = 400$ ns unmittelbar hinter der Front in Abhängigkeit von der Ausgangsdichte n_0 .

*) Die Rechnungen wurden von Herrn Dr. R.Chodura durchgeführt.

IV. VERGLEICH MIT PLASMASIMULATIONSRECHNUNGEN

Die geeignetste Methode zur numerischen Beschreibung des Kompressionsvorganges ist die Plasmasimulation. Chodura und Röthlein entwickelten ein dreidimensionales (x, v_x, v_y) PIC (particle-in-cell)-Programm, bei dem die Ionen als Einzelteilchen und die Elektronen wegen ihres kleinen Gyrationradius als Flüssigkeit behandelt werden /5/. Mit diesem Programm wurden Rechnungen mit den Daten des Experiments gemacht^{*)}. Vorgegeben wird die Stoßfrequenz, die aus der gemessenen Schichtbreite D bestimmt wird, und der Verlauf des äußeren Magnetfeldes. Dafür wurde einmal das tatsächliche äußere Feld B_a und einmal das effektive Feld $B_{a,eff}$ (Abb.5) eingesetzt. Während die Rechnung mit B_a eine kürzere Kompressionszeit ergibt, als sie im Experiment beobachtet wird, stimmt der mit $B_{a,eff}$ berechnete Wert sehr gut mit den Messungen überein (Abb.12).

Möglicherweise läßt sich auch bei anderen Experimenten, z.B. /21/, die häufig gemachte Beobachtung, daß die berechneten Kompressionszeiten deutlich unter den gemessenen liegen, auf die Wirksamkeit eines ähnlichen effektiven äußeren Feldes zurückführen.

Gute Übereinstimmung bringt die Rechnung mit $B_{a,eff}$ auch für den Kompressionsradius r_c (Abb.12), während das tatsächliche Feld B_a nach der Rechnung stärker komprimiert als die Messungen am Experiment zeigen. Eine weitere Bestätigung für die Bedeutung des effektiven äußeren Feldes liefert schließlich die unterschiedlich starke Reflexion der Ionen am magnetischen Kolben. Während mit dem tatsächlichen Feld B_a nach der PIC-Rechnung 85 % der Ionen reflektiert werden, beträgt der Reflexionsgrad für $B_{a,eff}$ etwa 50 %, was mit dem beobachteten Reflexionsgrad von 35 % im Rahmen der Annahmen, die bei der Abschätzung gemacht

^{*)} Die Rechnungen wurden von Herrn Dr. R.Chodura durchgeführt.

wurden, übereinstimmt.

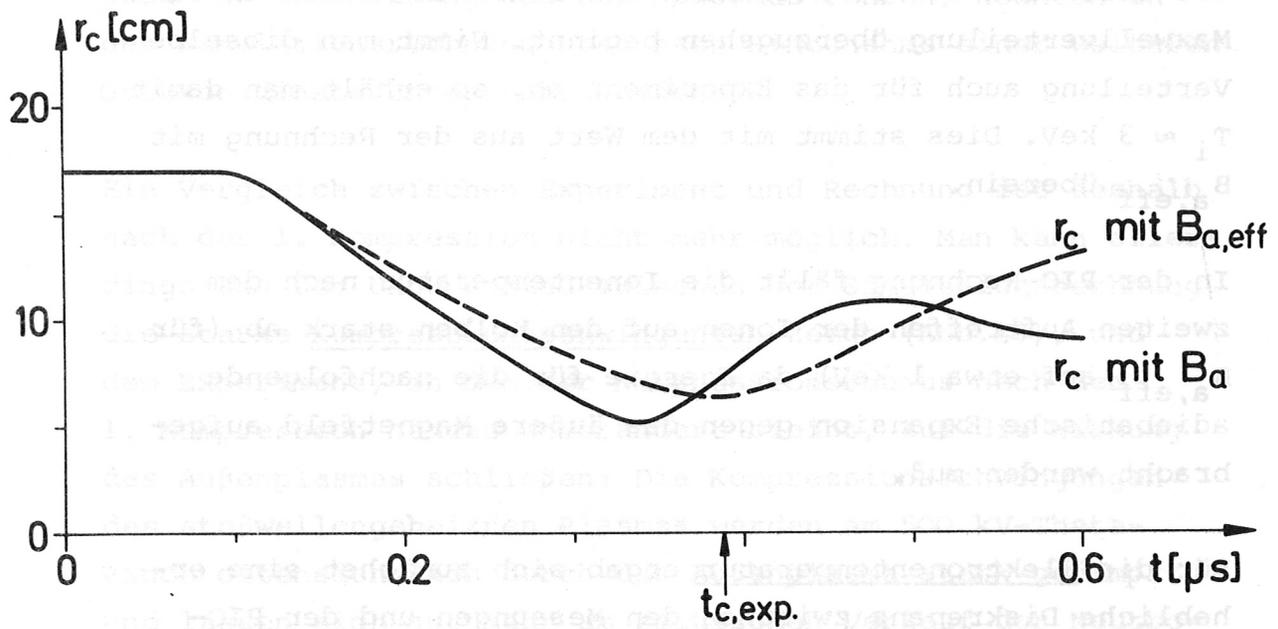


Abb.12: Kompressionsradius r_c nach Simulationsrechnungen mit tatsächlichem äußeren Feld B_a und effektivem äußeren Feld $B_{a,eff}$. Kompressionszeit im Experiment: $t_{c,exp}$.

Die Ionentemperatur steigt nach der PIC-Rechnung bei Vorgabe von B_a während der 1. Kompression bis zu 6 keV an und geht während der folgenden Kompressionsschwingung auf 1,5 keV zurück. Gibt man dagegen $B_{a,eff}$ als äußeres Feld vor, so steigt die Ionentemperatur zunächst auf 3 keV an und geht dann beim zweiten Auftreffen der reflektierten Ionen auf den Kolben auf etwa 1 keV zurück. Der Unterschied in der Ionentemperatur bei den beiden Rechnungen beruht in erster Linie auf dem verschiedenen hohen Reflexionsgrad.

Zur Bestimmung der Ionentemperatur aus der gemessenen Neutronenrate muß eine Annahme über die Geschwindigkeitsverteilung

lung der Ionen gemacht werden (Kap. III 3b). Die Simulationsrechnung zeigt sowohl für B_a wie für $B_{a,eff}$ eine stark monoenergetische, eindimensionale Geschwindigkeitsverteilung, die erst nach der 2. Reflexion der Ionen am Kolben in eine Maxwellverteilung überzugehen beginnt. Nimmt man dieselbe Verteilung auch für das Experiment an, so erhält man damit $T_i \approx 3$ keV. Dies stimmt mit dem Wert aus der Rechnung mit $B_{a,eff}$ überein.

In der PIC-Rechnung fällt die Ionentemperatur nach dem zweiten Auftreffen der Ionen auf den Kolben stark ab (für $B_{a,eff}$ auf etwa 1 keV), da Energie für die nachfolgende adiabatische Expansion gegen das äußere Magnetfeld aufgebracht werden muß.

Für die Elektronentemperatur ergab sich zunächst eine erhebliche Diskrepanz zwischen den Messungen und der PIC-Rechnung. Im Experiment bleibt ein starker Temperaturgradient vom Kolben zur Achse hin bestehen, während die Rechnung raschen Ausgleich durch Wärmeleitung zeigte. Für diese Rechnung wurde das Magnetfeld im Ausgangsplasma Null gesetzt. Die Magnetfeldmessungen zeigten jedoch im Experiment ein geringes Vorfeld von etwa 10 - 50 Gauß. Nimmt man nun in der Rechnung ebenfalls ein Vorfeld dieser Größe an, so verringert sich die radiale Wärmeleitung erheblich, und die Elektronentemperatur auf der Gefäßachse bleibt um mehr als eine Größenordnung unter der Temperatur im Kolben. Koppelt man außerdem die effektive Stoßfrequenz an den Magnetfeldgradienten an und zieht sie vor der Front auf die klassische Stoßfrequenz herab, so erhält man bei der Simulationsrechnung mit $B_{a,eff}$ nach der 1. Kompression einen Temperaturgradienten vom Kolben zur Achse, der mit den Laserstreumessungen gut übereinstimmt.

Nach der 1. Kompression wird im Experiment das Innenplasma stark vom Außenplasma beeinflusst. In der PIC-Rechnung tritt

ein solches Außenplasma nicht auf; die Magnetfeldprofile zeigen hinter dem Kolben zu jeder Zeit einen konstanten Verlauf bis zur Gefäßwand. Flute-Instabilitäten, die im Experiment zur Bildung des Außenplasmas führen, könnten in der Simulationsrechnung erst nach Hinzunahme einer weiteren Ortskoordinate untersucht werden.

Ein Vergleich zwischen Experiment und Rechnung ist deshalb nach der 1. Kompression nicht mehr möglich. Man kann allerdings aus dem Unterschied zwischen der Simulationsrechnung, die starke Kompressionsschwingungen zeigt (Abb.12), und dem Experiment, in dem der Kompressionsradius nach der 1. Kompression nahezu unverändert bleibt, auf die Wirkung des Außenplasmas schließen: Die Kompressionsschwingungen des stoßwellengeheizten Plasmas werden am 500 kV-Theta-Pinch offensichtlich durch das Außenplasma stark gedämpft und lassen sich nur mehr am zeitlichen Verlauf der Neutronenrate erkennen (Kap. V 3).

V. ZUSAMMENFASSUNG UND DISKUSSION DER ERGEBNISSE

1. Kompressionsphase

Bei der schnellen magnetischen Kompression von Deuterium der Ausgangsdichte $n_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ bildet sich in einer Zeit $< 100 \text{ ns}$ eine Schicht der Breite $D \approx 2,5 \text{ cm}$ aus, die anomale Verbreiterung aufgrund von Mikroinstabilitäten zeigt /15/. Der Kolben läuft mit einer Anfangsgeschwindigkeit von $5 \cdot 10^7 \text{ cm s}^{-1}$ nach innen, wird durch den gas-kinetischen Druck des komprimierten Plasmas abgebremst und kommt bei $r \approx 6 \text{ cm}$ zum Stehen. Im Inneren entsteht ein $\beta \approx 1$ - Plasma; die Dichte beträgt nach der Kompression $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, etwa die Hälfte des Dichteanstiegs wird durch Nachionisation verursacht. Die Elektronentemperatur in der komprimierten Plasmasäule beträgt 25 eV.

Dies kann im wesentlichen durch adiabatische Aufheizung erklärt werden, für die gilt:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^{\frac{2}{f}} ; \quad f = \text{Zahl der Freiheitsgrade;} \\ T_1 \approx 2 \text{ eV}$$

Der Energieverlust durch Nachionisation beträgt 2.5 eV/100 ns. Wärmeleitung zum Ende hin ergibt Verluste von 0.5 eV/100 ns. Die Aufheizung der Elektronen durch die heißen Ionen führt zu einer Temperaturerhöhung von 4 eV/100 ns und kann damit die beschriebenen Verluste in etwa ausgleichen.

Im Kolben wird starke Elektronenheizung beobachtet, die durch eine effektive Stoßfrequenz $\nu_{\text{eff}} \approx \omega_{\text{pi}}$ beschrieben werden kann. Eine Rechnung zur Energiebilanz der Elektronen zeigt, daß für die Wärmeleitung parallel zum Feld wie schon bei den niedrigeren Dichten ($n_0 = 10^{11} - 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) ebenfalls anomale Prozesse verantwortlich sind mit etwa derselben effektiven Stoßfrequenz wie sie für die Heizung wirksam ist.

Zwischen der hohen Elektronentemperatur im Kolben ($T_e \approx 2 \text{ keV}$) und der Temperatur auf der Achse ($T_e = 25 \text{ eV}$) findet während der Beobachtungszeit kein Ausgleich statt. Einen Hinweis auf die Ursache der schlechten radialen Wärmeleitung liefert die Simulationsrechnung (Kap. IV):

Nimmt man im Ausgangsplasma nur ein geringes Vorfeld von weniger als 1 % des äußeren Magnetfeldes an, wie es etwa auch im Experiment vorliegt, so ist der Elektronen-Gyrationradius r_{ge} bereits kleiner als die freie Weglänge für Elektron-Elektron-Stöße λ_{ee} . Damit gilt nach /18/ für die Wärmeleitfähigkeit senkrecht zum Magnetfeld κ^{\perp} :

$$\kappa^{\perp} \sim \nu_{\text{ee}} \quad (r_{\text{ge}} \ll \lambda_{\text{ee}})$$

Nimmt man nun im Kolbenbereich für Elektron-Elektron-Stöße dieselbe effektive Stoßfrequenz an wie für die Heizung, so ist dort eine starke radiale Wärmeleitung zu erwarten. Im Innenplasma befinden sich jedoch keine Magnetfeldgradienten, daher sind auch keine Driftinstabilitäten angeregt, die zur Erhöhung der Stoßfrequenz führen. Es ist hier also mit der Stoßfrequenz für Zweierstöße zu rechnen. Für diese gilt /22/:

$$\nu_{ee} \sim T_e^{-3/2}$$

Die Wärmeleitung senkrecht zum Magnetfeld sinkt demnach mit steigender Temperatur rasch ab. Auf diese Weise begrenzt sich die Wärmeleitung selbst. Am vorderen Fuß des magnetischen Kolbens, in dem die effektive Stoßfrequenz in die klassische übergeht, ist deshalb ein Skineffekt für die Wärmeleitung zu erwarten, der zu steilen Temperaturgradienten führt.

Die PIC-Rechnung liefert gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Temperaturgradienten und bestätigt diese Vorstellung. Damit läßt sich auch dieselbe Beobachtung an einem ähnlichen Experiment in Jülich erklären /23/.

Das Innenplasma ist umgeben von einem dünnen, heißen Außenplasma, das bis zur Gefäßwand reicht und im wesentlichen durch flute-Instabilitäten beider Kompression entsteht. Es werden Moden mit $m \approx 25$ und einer Wellenlänge von etwa 2 cm beobachtet (für $n_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$). Starke Ströme im Außenplasma schirmen das Innenplasma gegenüber dem äußeren Feld ab und führen zur Wirksamkeit eines effektiven äußeren Feldes am Rand der inneren Plasmasäule, das ab 100 ns nach Kompressionsbeginn bis nach dem Nulldurchgang des äußeren Feldes nahezu konstant bleibt. Plasmasimulationsrechnungen liefern bei Einsetzen des effektiven Feldes bessere Übereinstimmung mit den Messungen und stützen damit diese Annahme.

2. Schneepflug- und free-particle-Modell

Die Dichte auf der Achse steigt gleichzeitig mit der Neutronenrate zu einem Zeitpunkt steil an, zu dem der magnetische Kolben erst den halben Radius erreicht hat. Die Ursache dafür ist Reflexion der Ionen am Potentialsprung im Kolben, der auf ein starkes Hall-Feld senkrecht zum Magnetfeld zurückgeht. Die Teilchen werden dabei auf die doppelte Kolbengeschwindigkeit beschleunigt und können damit aus der Schicht wieder herauslaufen.

Die hohe kinetische Energie der reflektierten Ionen führt zu einem starken Anwachsen des Plasmadrucks im Bereich vor der Front. Dadurch wird der Kolben bei der 2. Reflexion der Ionen abgebremst und ein weiteres Eindringen des Magnetfeldes zur Achse hin verhindert. Die Rechnung zeigt, daß der Kolben bei 400 ns genau zu dem Zeitpunkt bei $r = 6$ cm zum Stehen kommt, zu dem die reflektierten Ionen nach dem Durchgang durch die Achse zum zweitenmal auf ihn auftreffen.

Ein gänzlich anderes Bild ergaben die Untersuchungen bei niedrigeren Dichten /8/, /9/. Dort wurde ein Dichteanstieg bei $r = 0$ zusammen mit einem steilen Anstieg der Neutronenrate erst beim Eintreffen des magnetischen Kolbens auf der Achse beobachtet. Das gesamte mitkomprimierte Plasma wird also in einer Schicht aufgesammelt und gelangt im Kolben auf die Achse. Man kann hier das Schneepflug-Modell zur Beschreibung der Kompression anwenden /24/. Die Reflexion einzelner Teilchen am magnetischen Kolben während der Kompression dagegen ist Inhalt des sogenannten free-particle-Modells.

Durch eine einfache Überlegung läßt sich zeigen, wann ein Aufsammeln und wann Reflexion zu erwarten ist: Reflexion kann beobachtet werden, wenn die Zeit vom Eintritt der Ionen

in den Kolben bis zum Wiederaustritt nach der Reflexion, die Transitzeit t_T , kleiner ist als die Kompressionszeit t_c . Für die beiden Zeiten gilt bei Annahme von Reflexion der Ionen in der Mitte des Kolbens:

$$t_T = \frac{2D}{V_K} \quad D = \text{Schichtbreite}$$
$$t_c = \frac{r_0}{V_K} \quad \begin{array}{l} V_K = \text{Kolbengeschwindigkeit} \\ r_0 = \text{Gefäßradius} \end{array}$$

damit:

$$\frac{t_T}{t_c} = \frac{2D}{r_0}$$

Mit den Daten des Experiments ist $t_T = \frac{1}{4} t_c$; demnach sollte Reflexion beobachtet werden können. Berechnet man mit Hilfe dieser einfachen Beziehung und den aus den Magnetfeldprofilen bekannten Werten für Schichtbreite und Kolbengeschwindigkeit den Zeitpunkt des erwarteten Eintreffens der Teilchen auf der Achse, so erhält man genau die Zeit, zu der Dichte und Neutronenrate ansteigen.

Bei den geringeren Dichten dagegen war die Schichtbreite von der Größe des halben Radius, damit $t_T = t_c$, und eine Reflexion nicht beobachtbar.

3. Kompressionsschwingungen

Ein deutlicher Hinweis auf das Auftreten von Kompressionsschwingungen ist der charakteristische Verlauf der Neutronenrate mit einem ausgeprägten zweiten Maximum. Dagegen lassen die Magnetfeldprofile keine Expansion nach der schnellen Stoßwellenkompression erkennen. Unter Annahme adiabatischer Expansion und Kompression soll nun berechnet werden, welche Änderung des Kompressionsradius r_c erforderlich ist, um die gemessene Neutronenrate zu erklären. Für die Neutronenrate R gilt:

$$R \sim n^2 \langle \sigma v \rangle V_c$$

Da während des betrachteten Zeitraumes Endverluste noch nicht wesentlich sind, kann die Gesamtteilchenzahl im Plasmavolumen V_c als konstant angenommen werden.

Es gilt dann:

$$n \sim r_c^{-2}$$

Für den Ratenkoeffizienten $\langle \sigma v \rangle$ gilt im Bereich kleiner Ionentemperaturen die Abhängigkeit:

$$\langle \sigma v \rangle \sim T^4$$

Bei adiabatischen Prozessen ist: $T \sim n^{\frac{2}{f}}$

damit: $T \sim r_c^{-2}$ für $f = 2$

Mit $V_c \sim r_c^2$

erhält man schließlich:

$$\underline{R \sim r_c^{-10}}$$

Zur Erklärung der gemessenen Kurve ist dann nur eine adiabatische Expansion um 16 % und eine zweite adiabatische Kompression um 10 % notwendig.

Man erhält damit:

1. Kompression: $r_c = 6 \text{ cm}$

Expansion: $r_c = 6,9 \text{ cm}$

2. Kompression: $r_c = 6,25 \text{ cm}$

Diese geringen Veränderungen liegen durchaus innerhalb der Fehlergrenzen bei den Magnetfeldprofilen, die durch Mitteilung über viele Schüsse entstanden.

Die Dichte auf der Achse sollte sich durch die adiabatische Kompression von $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ auf etwa $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ erhöhen. Genau diese Erhöhung wird durch Laserstreuung gemessen (s. Abb.8).

Allerdings liegt das Dichtemaximum 200 ns nach dem 2. Neutronenmaximum. Die zeitliche Verschiebung läßt sich erklären, wenn man annimmt, daß die Kompressionswelle mit der thermischen Geschwindigkeit der Ionen vom Rand des Innenplasmas zur Achse läuft. Nachionisation ist zum Zeitpunkt des Dichtemaximums nicht mehr wesentlich, Endverluste treten, zumindest am Beobachtungspunkt in der Spulenmittelebene, noch nicht in Erscheinung, so daß die gemessene Dichtezunahme auf die adiabatische Nachkompression zurückgeführt werden kann.

Unvereinbar scheint der Dichteverlauf zunächst mit dem Verlauf des äußeren Magnetfeldes, das etwa zum Zeitpunkt des Dichtemaximums durch Null geht. Es muß jedoch wieder auf die Wirksamkeit des effektiven äußeren Feldes (s. Abb.5) am Rand des Innenplasmas hingewiesen werden, das auch zu dieser Zeit noch nahezu konstant bleibt. Daher kann im Innenbereich durchaus noch Plasma aufgrund der Massenträgheit nach innen laufen, während außen das Feld bereits abfällt.

Das Außenplasma bewirkt demnach einen Einschluß der zentralen Plasmasäule über den Abfall des äußeren Feldes hinaus und damit eine starke Annäherung an das Gleichgewicht, wie die nur mehr schwache Dynamik nach der 1. Kompression zeigt.

4. Gleichgewicht

Zur näheren Untersuchung der Frage, wie weit in der relativ kurzen Theta-Pinch-Spule Einflüsse eine Rolle spielen und damit Aussagen über das Plasmaverhalten nach der Kompression in Frage stellen, wurden mit einem MHD-Programm von Dr. W. Schneider /25/ ausführliche Rechnungen zu Relaxation und

Verlusten durch Wärmeleitung und Konvektion während und nach der schnellen magnetischen Kompression durchgeführt. Es zeigte sich, daß bis etwa 600 ns Endverluste keine Rolle spielen, und ein Absinken von Dichte und Temperatur zu dieser Zeit lediglich durch den Abfall des äußeren Magnetfeldes verursacht werden kann, den aber das Innenplasma bis dahin noch nicht spürt.

Zur Berechnung der Gleichgewichtsgrößen wird nun ein Zeitpunkt kurz vor Beginn des Abfalls des äußeren Feldes gewählt; nach Abb. 5 fällt B_a etwa ab 0,5 μ s. Dies liegt gegen Ende der adiabatischen Expansion. Wegen der schwachen Dynamik und der nur mehr geringen Veränderung des Kompressionsradius und damit der Dichte und der Temperatur ist das Plasma jedoch bereits zu diesem Zeitpunkt nahe am Gleichgewichtszustand. In Abb. 13 sind die wichtigsten Größen eines Gleichgewichts bei 0,5 μ s aufgetragen. Der radiale Verlauf der Elektronentemperatur wurde aus dem gemessenen zeitlichen Verlauf der Elektronentemperatur bei $r = 9,5$ cm berechnet, unter der Annahme, daß das Temperaturprofil während dieser Zeit konstant bleibt und sich mit der Geschwindigkeit des magnetischen Kolbens nach innen bewegt.

Im Außenbereich läßt sich für die Elektronentemperatur eine untere Grenze aus dem Magnetfeldprofil (Abb.3) abschätzen. Damit die für die effektive Ohm'sche Heizung verantwortlichen Mikroinstabilitäten einsetzen können, muß nämlich die Elektronen-Drift-Geschwindigkeit v_{de} mindestens die Größe der Ionen-schallgeschwindigkeit v_{si} haben. Aus dem Magnetfeldgradienten, der zu einem azimuthalen Strom und damit zu einer Elektronen-drift führt, läßt sich v_d berechnen:

$$v_{de} = \frac{c}{4\pi} \frac{dB}{dr} \cdot \frac{1}{ne} \quad [\text{CGS-Einheiten}]$$

Für die Ionenschallgeschwindigkeit v_{si} gilt (Fortpflanzung in zwei Freiheitsgrade):

$$v_{si} = \sqrt{\frac{2k T_e}{m_i}} \quad m_i = \text{Ionenmasse}$$

Mit den Daten des Experiments erhält man damit als untersten Wert für die Elektronentemperatur $T_e \approx 400 \text{ eV}$.

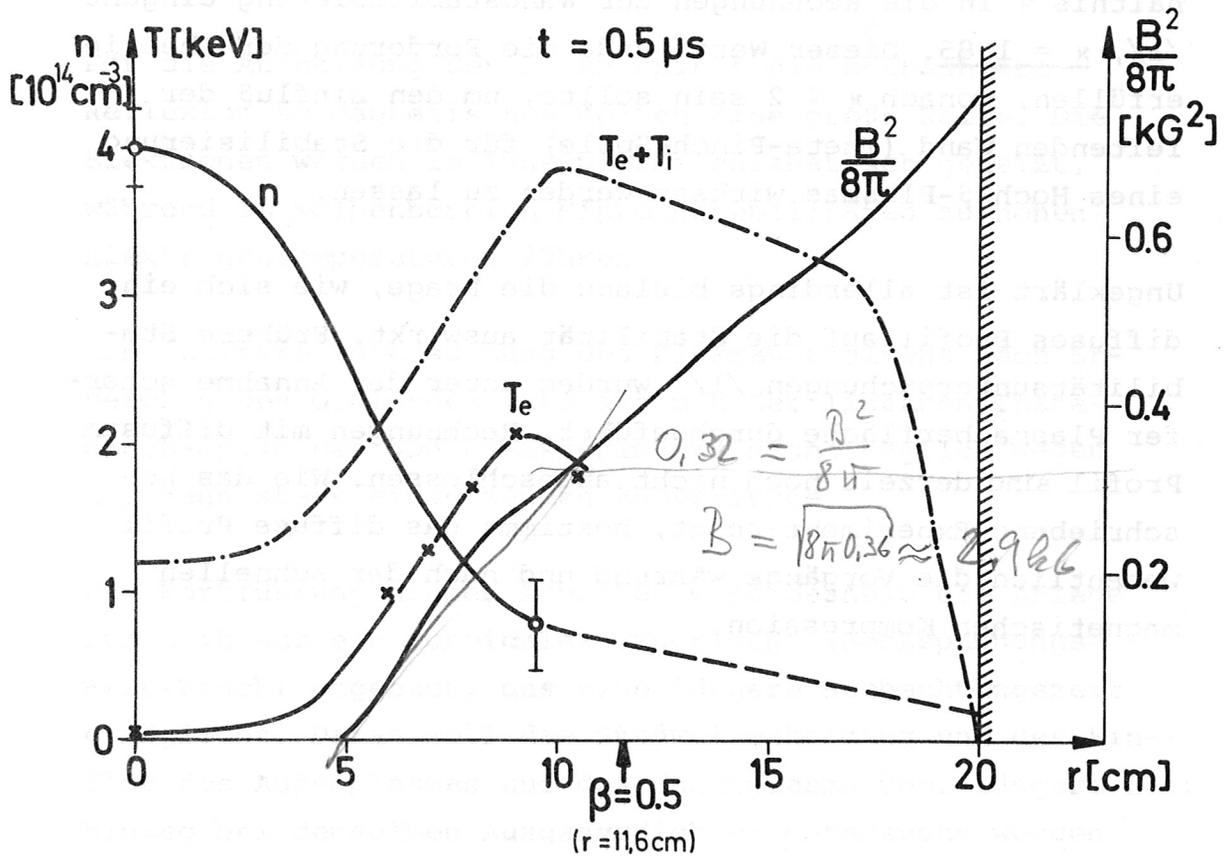


Abb. 13: Gleichgewichtsgrößen bei 0.5 μs .

Die Gesamttemperatur des Plasmas in Abb. 13 wurde unter Annahme von Gleichgewicht zwischen Plasmadruck und Magnetfelddruck berechnet. Die Ionentemperatur beträgt demnach im Bereich des Innenplasmas etwa 1,2 keV, was in Übereinstimmung steht mit den Werten aus der Simulationsrechnung

zu diesem Zeitpunkt. Im Bereich des steilen Magnetfeldanstiegs steigt die Ionentemperatur an. Dies steht in Übereinstimmung mit Messungen an anderen Experimenten /26/, /27/ und theoretischen Arbeiten /28/.

Bei 11,6 cm beträgt $\beta = 0.5$ ($\beta =$ Verhältnis von Plasmadruck bei $r = 11,6$ cm zu Magnetfelddruck außen). Damit erhält man für das Verhältnis von Spulendurchmesser zu Halbwertsbreite des Plasmadruckes, das als Kompressionsverhältnis κ in die Rechnungen zur Wandstabilisierung eingeht /1/, $\kappa = 1.85$. Dieser Wert würde die Forderung der Theorie erfüllen, wonach $\kappa \leq 2$ sein sollte, um den Einfluß der leitenden Wand (Theta-Pinch-Spule) für die Stabilisierung eines Hoch- β -Plasmas wirksam werden zu lassen.

Ungeklärt ist allerdings bislang die Frage, wie sich ein diffuses Profil auf die Stabilität auswirkt. Frühere Stabilitätsuntersuchungen /1/ wurden unter der Annahme scharfer Plasmaoberfläche durchgeführt. Rechnungen mit diffussem Profil sind derzeit noch nicht abgeschlossen. Wie das beschriebene Experiment zeigt, bestimmt das diffuse Profil wesentlich die Vorgänge während und nach der schnellen magnetischen Kompression.

VI. SCHLUSSBEMERKUNGEN

Die Untersuchung der schnellen magnetischen Kompression eines Plasmas der Ausgangsdichte $n_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ zeigte, daß ein schwach komprimiertes Hoch- β -Plasma mit thermodynamischen Temperaturen erzeugt werden kann. Flute-Instabilitäten bei der Kompression führen zur Entstehung eines Außenplasmas, das Abschirmung des äußeren Magnetfeldes bewirkt und wesentlich zu einem Einschluß der komprimierten zentralen Plasmasäule beiträgt.

Für die Aufheizung der Ionen spielt die beobachtete Reflexion am magnetischen Kolben eine große Rolle. Die Elektronen werden im Innenplasma adiabatisch geheizt, während im Kolbenbereich Mikroinstabilitäten zu hohen Elektronentemperaturen führen.

Eine weitere Untersuchung des Plasmaverhaltens nach Erreichen des Gleichgewichts ist mit der linearen Theta-Pinch-Spule des 500 kV-Experiments nicht möglich wegen der dann stark einsetzenden Endverluste.

Zur Fortführung dieser Arbeiten wird deshalb die Anlage zur Zeit auf ein toroidales Experiment (Hochspannungsbelt-Pinch) umgebaut, das eine längere Beobachtungszeit ermöglicht. Daran soll die Stoßwellenheizung und der Einfluß des Außenplasmas auf das Innenplasma über längere Zeit hinweg bei denselben Ausgangsdichten untersucht werden wie hier, um zu überprüfen, wie weit man die Ergebnisse der linearen Experimente auf toroidale Konfigurationen übertragen kann. Dies soll Aufschluß geben über die Einsatzmöglichkeit der schnellen magnetischen Kompression bei künftigen großen Experimenten zur kontrollierten Kernfusion.

Anhang

I. Z-PINCH-VORIONISIERUNG

1. Gleitentladung

Eine selbsttätige Z-Pinch-Entladung ist unterhalb 5mTorr nicht mehr möglich. Bei den vorgesehenen Fülldrucken um 1 mTorr benötigt man deshalb eine Zündhilfe. Dazu wird ein Gleitfunke verwendet, der von einer Spitzenelektrode in der Mitte der einen Gefäßendplatte auf die ringförmige Z-Pinch-Kathode gezündet wird /10/. Als Dielektrikum dient ein besonders geformter Quarzstab, der einen Gleitweg auf der dem Gefäß zugewandten Seite erzwingt. Durch Stoßionisation der entlang der Entladungsstrecke adsorbierten Moleküle und UV-Strahlungsionisation des umgebenden Füllgases werden freie Ladungsträger geschaffen. Mit Mikrowellen ($\lambda = 2,4$ mm) wurde der zeitliche Verlauf der Dichte vermessen. Sie erreicht 15 μ s nach Zündung des Gleitfunkens ein Maximum in der Gefäßmitte. Zu diesem Zeitpunkt wird die Z-Pinch-Entladung gezündet.

2. Aufbau der Z-Pinch-Anlage

Der Aufbau ist vorgegeben durch die Dimensionen der 500 kV-Theta-Pinch-Anlage, da die Vorionisierung unter denselben Bedingungen untersucht werden sollte, die am Hauptexperiment herrschen. Alle wesentlichen Teile, wie Kondensatorbatterien, Kabelzuführungen, Elektroden und Gefäßendplatten wurden nach Abschluß der Arbeiten an der Vorionisierung in das Stoßwellenexperiment eingebaut. Die wichtigsten Daten sowie die elektrische Schaltung sind in Abb. 14 dargestellt.

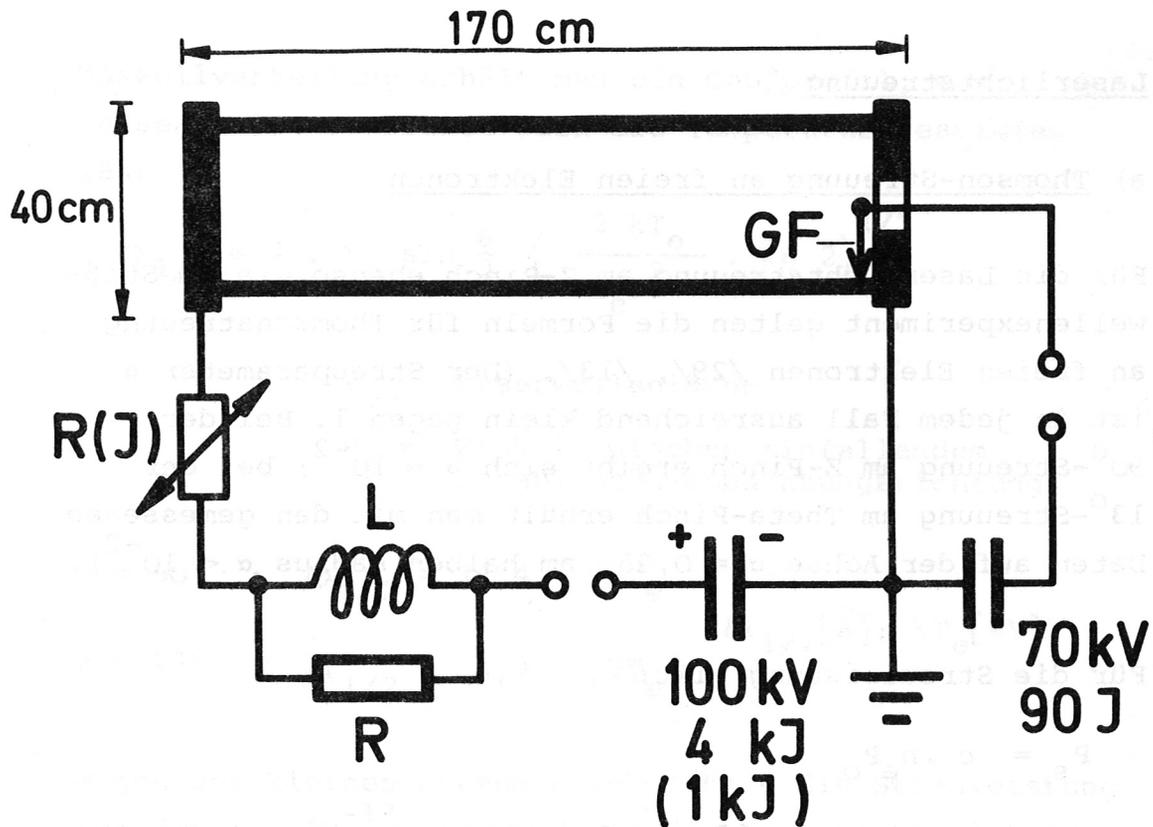


Abb. 14: 100 kV Z-Pinch-Vorionisierung

Die Z-Pinch-Kondensatorbatterie wurde von 1 kJ auf 4 kJ verstärkt und der nichtlineare Widerstand $R(I)$ (Thyrit) durch eine angepaßte Induktivität im äußeren Kreis ersetzt, da Thyrite bei den verwendeten hohen Spannungen als lineare Ohm'sche Widerstände wirken und den Strom bereits während der ersten Halbwelle stark dämpfen. Dadurch konnte der Ionisierungsgrad von zunächst 15% auf 50% bei radial homogener Verteilung verbessert werden.

Zur Diagnostik wurde ein neues Laserstreuverfahren eingesetzt, mit dem radiale Dichteprofile mit einem Schuß lokal aufgelöst gemessen werden können /10/.

3. Laserlichtstreuung

a) Thomson-Streuung an freien Elektronen

Für die Laserlichtstreuung am Z-Pinch ebenso wie am Stoßwellenexperiment gelten die Formeln für Thomsonstreuung an freien Elektronen /29/, /13/. (Der Streuparameter α ist in jedem Fall ausreichend klein gegen 1. Bei der 90° -Streuung am Z-Pinch ergibt sich $\alpha \approx 10^{-2}$; bei der 13° -Streuung am Theta-Pinch erhält man mit den gemessenen Daten auf der Achse $\alpha = 0,25$, am halben Radius $\alpha < 10^{-2}$).

Für die Streuleistung gilt:

$$P_s = c \cdot n_e P_o$$

P_s = Streuleistung

c = Proportionalitätskonstante, die von Streuquerschnitt und Geometrie abhängt

n_e = Elektronendichte

P_o = einfallende Laserleistung

Die Proportionalitätskonstante c wird durch Rayleighstreuung an neutralem Wasserstoff bestimmt, dessen Streuquerschnitt bekannt ist: Für $\alpha \ll 1$ liefert 1 Torr Wasserstoff dieselbe Streuleistung wie Elektronen der Dichte $n_e = 1,96 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Das Streusignal wird auf ein für die jeweilige Laserleistung repräsentatives Monitorsignal bezogen. Die Zuverlässigkeit des Monitors wurde in beiden Experimenten durch Rayleighstreuung überprüft.

Bei der Streuung an bewegten Elektronen wird das einfallende monochromatische Licht durch Dopplereffekt frequenzverschoben. Das Spektrum des Streulichts gibt direkt die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen wieder. Bei

Maxwellverteilung erhält man ein Gaußprofil, aus dessen Halbwertsbreite sich die Temperatur bestimmen läßt:

$$\Delta\lambda_{1/2} = 4 \cdot \lambda_0 \sin \frac{\theta}{2} \left(\frac{2 kT_e}{m_e c^2} \cdot \ln 2 \right)^{1/2}$$

λ_0 = Laserwellenlänge

θ = Winkel zwischen einfallendem Strahl und Beobachtungsrichtung

$$\theta = 90^\circ : \Delta\lambda_{1/2} = 32,4 \cdot \sqrt{kT_e}$$

$$\theta = 13^\circ : \Delta\lambda_{1/2} = 5,2 \cdot \sqrt{kT_e}$$

$\Delta\lambda_{1/2} [\text{\AA}]; kT_e [\text{eV}]$

Wegen des kleinen Streuquerschnitts - die Streuleistung beträgt nur 10^{-13} der einfallenden Laserlichtleistung - liegen die Hauptschwierigkeiten bei Laserstreuversuchen im allgemeinen in der geringen Streuleistung und im Falschlicht. Dies ist Laserlicht, das durch Streuung an Inhomogenitäten in Linsen und Fenstern und über Mehrfachreflexionen direkt in den Beobachtungsstrahlengang gelangt. Ohne besondere Maßnahmen liegt das Falschlicht mehrere Größenordnungen über dem Streulicht.

b) Streuanordnung zur Messung radialer Dichteprofile

Mit einem zweistufigen Q-switch-Rubinlaser einer Ausgangsleistung von 300 MW wird side-on unter kleinem Öffnungswinkel ins Gefäß eingestrahlt. Das Streulicht wird unter 90° senkrecht zur Achse beobachtet. Der Laserstrahl behält einen annähernd konstanten Durchmesser über die Laufstrecke im Plasma, die auf ein Spaltpaket abgebildet wird. Auf jeden Eintrittsspalt

fällt dabei das Licht aus einem Streuvolumen von jeweils 15 mm Länge und 5 mm Durchmesser (Abb. 15). Die Relativ-eichung der einzelnen Kanäle erfolgt durch Rayleigh-streuung. Dadurch kann mit einem Schuß das radiale Dichte-profil gemessen werden. Jeweils ein Lichtleiter kann in einen Gitterpolychromator geführt werden, um an dem ent-sprechenden Radius die Temperatur zu messen.

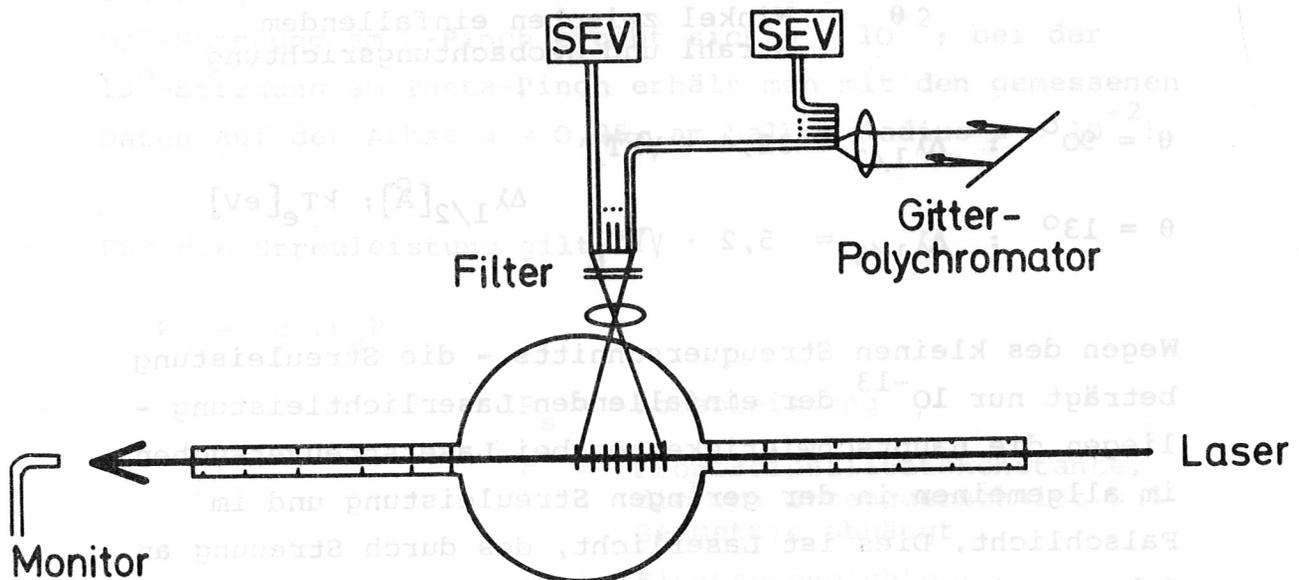


Abb.15: Schematischer Aufbau der Streuanordnung zur Messung radialer Dichteprofile

Durch eine Reihe gezielter Maßnahmen, die auf den Er-fahrungen früherer Arbeiten beruhen /8/, /12/, konnte das Falschlicht auf einen Wert gedrückt werden, der einer Elektronendichte von 10^{12} cm^{-3} entspricht. Aufgrund des großen Öffnungswinkels von $5,6 \cdot 10^{-2}$ sterad war eine

lichtstarke Abbildung möglich, die Streusignale lieferte, die mehr als eine Größenordnung über dem Rauschen des Plasmaleuchtens lagen (Abb. 16). Das Schrotrauschen verursachte nur einen Fehler von 1 %. Als Meßfehler wurde der statistische Fehler aus der Mittelung über mehrere Schüsse genommen.

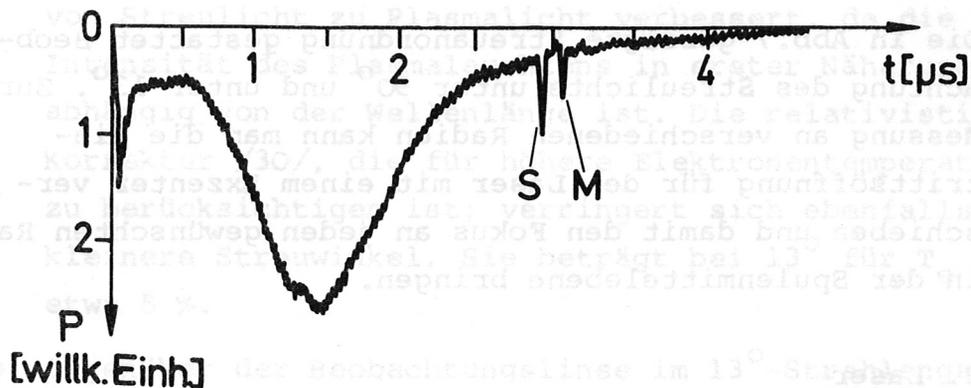


Abb. 16: Plasmaleuchten mit Streusignal (S) und Monitor-signal (M).

Besondere Schwierigkeiten entstanden zunächst durch Röntgenstrahlen von der Z-Pinch-Anode. (Aus Messung von Halbwertschichtdicken: Energie ≈ 40 keV). Sie verursachten Resonanzfluoreszenz in den Lichtleitern, die zu einem etwa fünf-fach überhöhten "Plasmaleuchten" führte. Durch Abschirmung der gesamten Beobachtungsoptik durch Bleibleche und der Lichtleiter durch dicke Kupferrohre konnte der Einfluß der Röntgenstrahlen bis auf einen kurzen harten Impuls zu Beginn der Z-Pinch-Entladung (Abb.16) zurückgedrängt werden.

II. LASERSTREUAPPARATUR AM 500 kV-THETA-PINCH

Bei den Streumessungen am 500 kV-Theta-Pinch waren in erster Linie zwei experimentelle Schwierigkeiten zu bewältigen: Plasmaleuchten und Falschlicht

1. Streuanordnung

Die in Abb.7 gezeigte Streuanordnung gestattet Beobachtung des Streulichts unter 90° und unter 13° . Zur Messung an verschiedenen Radien kann man die Eintrittsöffnung für den Laser mit einem Exzenter verschieben und damit den Fokus an jeden gewünschten Radius in der Spulenmittelebene bringen.

2. Laser

Eine wesentliche Voraussetzung für das Gelingen der Messung war die Verfügbarkeit eines Höchstleistungs-lasers.

Die wichtigsten Daten:

2-stufiger Q-switch-Rubinlaser

Leistung ≤ 1 GW

Divergenz ≤ 3 mrad

Pulslänge ≤ 20 ns

Aufgrund der geringen Divergenz läßt sich der Laserstrahl auf ein kleines Streuvolumen ($l \approx 10$ mm, $d \approx 4$ mm) fokussieren. Damit erhält man ein günstiges Verhältnis von Streulicht zu Plasmalicht, das im wesentlichen Volumenstrahlung ist.

3. Falschlicht und Plasmaleuchten

Neben bekannten Maßnahmen wie z.B. Blendenrohre, optisch dichte Verpackung des gesamten Strahlengangs, Verwendung

eines Polarisationsfilters (linear polarisiertes Streulicht, unpolarisiertes Plasmalicht!) /8/, /12/, /13/ waren vor allem zwei Punkte ausschlaggebend:

- a) Statt wie gewöhnlich unter 90° wird in Vorwärtsrichtung unter 13° beobachtet. Dadurch wird die Breite des Streuspektrums um etwa einen Faktor 6 vermindert. Um denselben Faktor wird das Verhältnis von Streulicht zu Plasmalicht verbessert, da die Intensität des Plasmaleuchtens in erster Näherung abhängig von der Wellenlänge ist. Die relativistische Korrektur /30/, die für höhere Elektronentemperaturen zu berücksichtigen ist, verringert sich ebenfalls für kleinere Streuwinkel. Sie beträgt bei 13° für $T_e = 1,5 \text{ keV}$ etwa 5 %.
- b) Gegenüber der Beobachtungslinse im 13° -Strahlengang wurde ein Brewsterfenster angebracht (Abb.7), durch das Reflexion des linear polarisierten Laserlichts in den Beobachtungsstrahlengang weitgehend verhindert wird. Das Falschlicht konnte damit um etwa einen Faktor 50 auf einen Wert gesenkt werden, der dem Streulicht von $2,5 \cdot 10^{13}$ Elektronen cm^{-3} entspricht.

4. Polychromator

Zur spektralen Zerlegung des Streulichts wird ein 9-Kanal-Gitterpolychromator in Littrow-Anordnung benutzt. Das verwendete Gitter hat 600 Striche/mm und einen Blaze-Winkel von $56^\circ 40'$. Es wird in 4. Ordnung betrieben; zur Abbildung dient ein Objektiv der Brennweite $f=15 \text{ cm}$. Damit erhält man eine Dispersion von $16,7 \text{ \AA/mm}$ am Ort des Spaltpakets. Je nach Breite des Spektrums wurden Spaltpakete verschiedener Dispersion eingesetzt:

Für die Messung auf der Achse eines mit $16,7 \text{ \AA}/\text{Kanal}$,
für die Messung bei $r = 9,5 \text{ cm}$ eines mit $42 \text{ \AA}/\text{Kanal}$.
Abb.17 zeigt ein Streuspektrum, das mit einer Dispersion
von $42 \text{ \AA}/\text{Kanal}$ bei $r = 9,5 \text{ cm}$ aufgenommen wurde.

Das Apparateprofil wurde mit Hilfe von Rubinfluoreszenz-
strahlung ausgemessen. Das Kontrastverhältnis wurde mit
Rayleighstreuung an H_2 gemessen; es betrug beim breiteren
Spaltpaket $1:2 \cdot 10^{-3}$ von einem Kanal zum nächsten Nach-
barkanal.

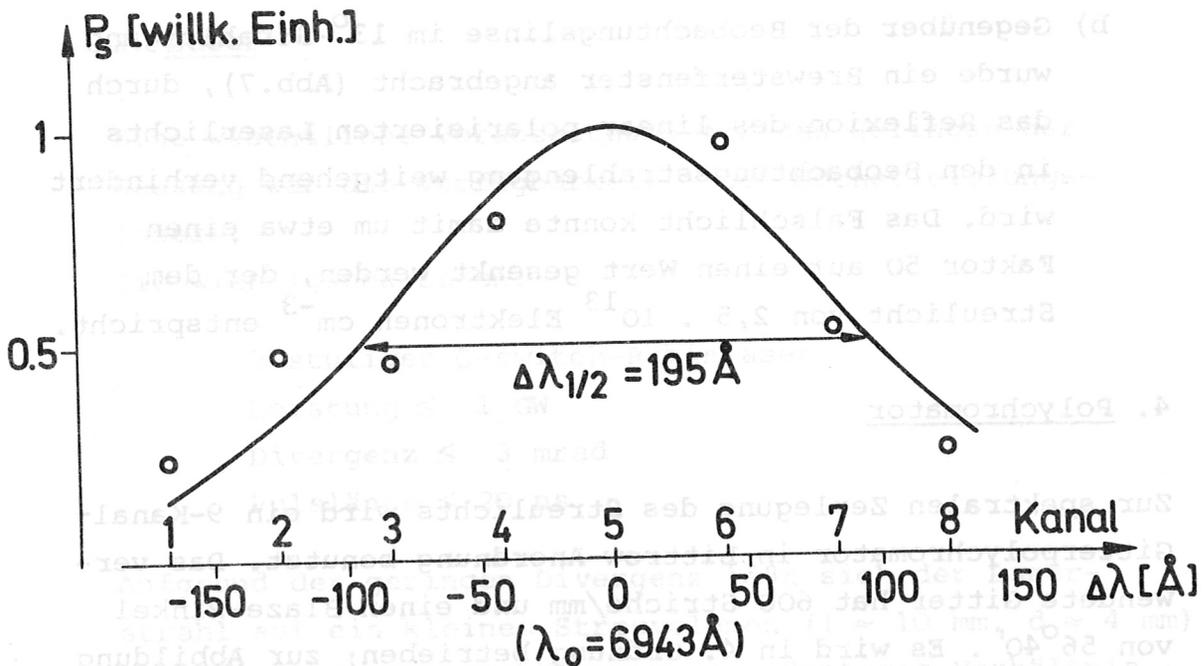


Abb. 17: Streuspektrum bei $r = 9,5 \text{ cm}$, $t = 300 \text{ ns}$; $T_e = 1,3 \text{ keV}$.
Dispersion des Polychromators: $42 \text{ \AA}/\text{Kanal}$.

5. Eichung

Der lineare Zusammenhang zwischen Fülldruck von H₂ und Rayleigh-Streuleistung wurde nachgeprüft.

Rayleigh-Streuung diente zur Überprüfung der Linearität der Photomultiplier (M-RCA 7265) im verwendeten Arbeitsbereich. Vor jeder Meßreihe wird das Detektorsystem durch Rayleigh-Streuung an neutralem Wasserstoff geeicht (Eichfaktor: 1 Torr H₂ $\hat{=}$ 1,96 · 10¹³ Elektronen cm⁻³).

Die Streusignale werden auf ein für die jeweilige Laserleistung repräsentatives Monitorsignal bezogen, das über einen Verzögerungslichtleiter in den Polychromator gelangt und dort auf alle Ausgangskanäle gegeben wird.

LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ Haas, F.A., J.A.Wesson, Phys.Fluids 10, 2245 (1967)
- /2/ Freidberg, J.P., B.M.Marder, Phys.Fluids 16, 247 (1973)
- /3/ Herppich, G., IPP-Report 4/68 (1969)
- /4/ Kaufmann, M., 3rd Int.Symp. Toroidal Plasma Confinement, Garching, A2 - I (März 1973)
- /5/ Chodura, R., B.Röthlein, Proc. 6th Europ. Conf. Contr. Fusion and Plasma Physics, Moscow, 311 (1973)
- /6/ Keilhacker, M., F.Pecorella, G.C.Vlases, Phys. Fluids 13, 2253 (1970)
- /7/ Gattinger, A., IPP-Report 1/126 (1972)
- /8/ Maret, G., IPP-Report 1/133 (1973)
- /9/ Keilhacker, M., M.Kornherr, G.Maret, H.Niedermeyer, K.-H.Steuer, Ref. /5/, 307 (1973)
- /10/ Lange, F.D., F.Söldner, K.-H.Steuer, Verhandl. DPG (VI), 8, 746 (1973)
- /11/ Lehner, G., F.Pohl, IPP-Report 1/60 (1967)
- /12/ Steuer, K.-H., IPP-Report 1/94 (1969)
- /13/ Kunze, H.J., "The Laser as a Tool for Plasma Diagnostics", Univ. of Maryland (1966)
- /14/ Keilhacker, M., M.Kornherr, K.-H.Steuer, Z. Physik 223, 385 (1969).
- /15/ Sagdeev, R.Z., Rev. of Plasma Physics, 4, 23 (1966)
- /16/ Völk, H., Physics of Hot Plasmas, 276, ed. B.J.Rye and J.C.Taylor, Edinburgh, (1970)
- /17/ Glasstone, S., R.H.Lovberg, "Kontrollierte thermonukleare Reaktionen", Karl-Thiemig-Verlag, München (1964)
- /18/ Braginskii, Rev. of Plasma Physics 1, 205 (1965)

- /19/ Fünfer, E., G. Lehner, "Plasmaphysik" in Ergeb. exakt. Naturw., 34, 131 (1962)
- /20/ Shonk, C.R., R.L. Morse, Proc. APS Topical Conf. on Numerical Simulation of Plasma, LA-3990 (1968)
- /21/ Kornherr, M., IPP Report 1/97 (1969)
- /22/ Spitzer, L. jun., Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publishers, New York (1962)
- /23/ Höthker, K., K.J. Dietz, K.H. Dippel, E. Hintz, Ref./5/, 299 (1973)
- /24/ Garwin, R., A. Rosenbluth, M. Rosenbluth, Los Alamos Report LA-1850 (1954)
- /25/ Schneider, W., IPP Report, 1/124 (1972)
- /26/ Schumacher, U., IPP Report 1/93 (1968)
- /27/ Dove, W.F., Phys. Fluids 14, 2359 (1971)
- /28/ Krall, N.A., P.C. Liewer, Phys. Rev. A 4, 2094 (1971)
- /29/ Theimer, O., IPP Report 1/48 (1966)
- /30/ Sheffield, Culham Report, CLM-P 297 (1971)

Herrn Prof. Dr. E. Fünfer danke ich dafür, daß ich diese Arbeit in seiner Abteilung des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik in Garching durchführen konnte.

Bei Herrn Dr. M. Keilhacker möchte ich mich für die Themenstellung und sein großes Interesse am Fortgang der Arbeit bedanken.

Für die aufmerksame Betreuung und die hilfreiche Unterstützung bei der Lösung vieler Probleme gilt mein besonderer Dank Herrn Dr. K.-H. Steuer.

Den Herren Dr. R. Chodura, Dr. M. Kornherr und Dr. H. Niedermeyer danke ich für viele anregende Diskussionen und die gute Zusammenarbeit.