

Die Energieaufnahme der Ionen in einem
sehr schnellen Theta-Pinch.

Ion heating in a very fast theta pinch.

R. Wilhelm

IPP 1/87

August 1968

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

IPP 1/87

GARCHING BEI MÜNCHEN

(in German)

August 1968

Die Energieaufnahme der Ionen in einem
sehr schnellen Theta-Pinch.

Abstract Ion heating in a very fast theta pinch.

In a theta pinch with an extremely fast rising magnetic field ($dB/dt > 10^{11}$ G/sec) a strong compression wave is produced in an initially fieldless low-density deuterium plasma. Assuming simple plasma models, a high-energy gain of the ions is expected already during the implosion of the plasma. In agreement with these calculations for a filling pressure of $20/\mu D_2$, a mean ion energy of 1. - 2 keV is determined from the first neutron emission at the end of the implosion, only 150 nsec after ignition. Decreasing the initial pressure to $10/\mu D_2$ does not cause any further increase of the achieved ion energy. This limitation of the ion heating is explained by a strong broadening of the current carrying layer at low densities which is observed by magnetic probe measurements.

R. Wilhelm

IPP 1/87

August 1968

In the adiabatic compression, the mean ion energy attains values of several keV. During the first part of this phase, the energy distribution function of the ions is found to be essentially anisotropic, and monoenergetic rather than Maxwellian.

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.

IPP 1/87

R.Wilhelm

Ion heating in a very
fast theta pinch

1) Einleitung

(in German)

2) Dimensionierung und Aufbau des
experimentelles

August 1968

3) Vorbereitung des Füllgases

4) Implosionsphase der Theta-Pinch-Entladung

Abstract

In a theta pinch with an extremely fast rising magnetic field ($dB/dt > 10^{11}$ G/sec), a strong compression wave is produced in an initially fieldless low-density deuterium plasma. Assuming simple plasma models, a high-energy gain of the ions is expected already during the implosion of the plasma. In agreement with these calculations for a filling pressure of $20/\mu D_2$, a mean ion energy of 1 - 2 keV is determined from the first neutron emission at the end of the implosion, only 150 nsec after ignition. Decreasing the initial pressure to $10/\mu D_2$ does not cause any further increase of the achieved ion energy. This limitation of the ion heating is explained by a strong broadening of the current carrying layer at low densities which is observed by magnetic probe measurements.

In the adiabatic compression, the mean ion energy attains values of several keV. During the first part of this phase, the energy distribution function of the ions is found to be essentially anisotropic, and monoenergetic rather than Maxwellian.

Inhaltsverzeichnis

Seite

1) Einleitung

1) Einleitung	1
2) Dimensionierung und Aufbau des Kompressions- experimentes	3
3) Vorionisierung des Füllgases	11
4) Implosionsphase der Theta-Pinch-Entladung	16
5) Ionenaufheizung in der Kompression	27
6) Die Auswirkung des hohen Feldanstieges auf die Ionenaufheizung	42
7) Diskussion der Magnetfeldstruktur	46

Auf Grund einfacher Modellvorstellungen [1,7] war neben den ge-
nannten Methoden auch durch Steigerung des Magnetfeldanstieges
eine rasche Aufheizung der Ionen zu erwarten. Da dieser Weg jedoch
mit erheblichem technischem Aufwand verbunden ist, wurden exten-

Anhang

a) Zum Aufbau der Stossbatterie	54
b) Aufbau der Diagnostik	56
c) Diskussion von Messfehlern bei den direkten Sondenmessungen	58

andererseits durch die anliegende Analyse der Kompressionsspule
gesetzt sind.

Literatur

60

Die Plasmaparameter unter Berücksichtigung des Feldanstieges
sollte daher Gegenstand weiterer Experimente sein.

Ziel der vorliegenden Arbeit war, den Kompressionsverlauf sowie ins-
besondere die Ionenaufheizung in einem Theta-Pinch-Experiment sehr
hohen Feldanstieges zu untersuchen. Inwieweit der hohe Anstieg des
Magnetfeldes direkt auf die durch die Zentrifugalkräfte der
Ionen bestimmte Implosionsphase der Kathoden auswirkt, konzentrier-
te sich ein wesentlicher Teil der Messungen zunächst auf diese
frühe Phase der Kompression. Neben dem Verlauf der Ionenenergie sind
den Bewegungsablauf und Struktur der sich bildenden Kompressionswelle
im Vordergrund der experimentellen Untersuchung.

1) Einleitung

Durch magnetische Kompression eines Deuteriumplasmas im Theta-Pinch konnten bereits in ersten Experimenten dichte Plasmen mit Ionen-temperaturen von einigen hundert Elektronenvolt erreicht werden [1,2].

Unter Verringerung der Ausgangsdichte [3] sowie durch Steigerung des maximalen Kompressionsfeldes [4,5] liess sich der erreichte Zustandsbereich in Richtung auf höhere Ionenenergien weiter ausdehnen. Die Erhöhung der mittleren Ionenenergie um nahezu eine Grössenordnung führte dazu, dass thermonukleare Reaktionen der Deuteronen bereits in grösserem Masse auftraten.

Auf Grund einfacher Modellvorstellungen [6,7] war neben den genannten Methoden auch durch Steigerung des Magnetfeldanstieges eine höhere Aufheizung der Ionen zu erwarten. Da dieser Weg jedoch mit erheblichem technischen Aufwand verbunden ist, wurden extrem hohe Feldanstiege bisher nicht verwirklicht.

Inzwischen lassen sich aber sowohl im Fall sehr geringer Füll-dichten als auch bei höchsten Magnetfeldern Grenzen erkennen, die einerseits durch das Problem der Vorionisierung des Füllgases und andererseits durch die endliche Festigkeit der Kompressionsspule gesetzt sind.

Die Plasmakompression unter wesentlicher Erhöhung des Feldanstieges sollte daher Gegenstand weiterer Experimente sein.

Ziel der vorliegenden Arbeit war, den Kompressionsverlauf sowie insbesondere die Ionenaufheizung in einem Theta-Pinch-Experiment sehr hohen Feldanstieges zu untersuchen. Da sich der hohe Anstieg des Magnetfeldes direkt nur auf die erste, durch Trägheitskräfte der Ionen bestimmte Implosionsphase der Entladung auswirkt, konzentrierte sich ein wesentlicher Teil der Messungen zunächst auf diese frühe Phase der Kompression. Neben der Grösse der Ionenenergie standen Bewegungsablauf und Struktur der schnellen Kompressionswelle im Vordergrund der experimentellen Untersuchung.

Die weitere Zunahme der Ionenenergie wurde bis in das Maximum des Kompressionsfeldes verfolgt, das Werte erreicht, die denen grösserer Kompressionsexperimente vergleichbar sind. Als Ergebnis dieser Messungen sollte die Auswirkung der schnellen ersten Kompression als Anfangsbedingung für eine starke adiabatische Plasmakompression erfasst werden. Die geometrischen Abmessungen der Kompressionsapertur bestimmen wesentlich die von den Ionen in der Implosion aufgenommene mittlere Energie. Eine Parameterbetrachtung, ausgehend von vereinfachten Plasmamodellen [6,7], gestattet es, den Einfluss dieser Grössen qualitativ zu erfassen.

Als wesentliche Vereinfachung wird in einem Fall völlige Stossfreiheit der Teilchen (Free-particle-Modell) vorausgesetzt. Der zweite Grenzfall behandelt demgegenüber die Implosion unter der einschränkenden Annahme eines vorwiegend stossbestimmten Plasmas (Schneepflugmodell).

Weiterhin wird in beiden Fällen als treibende Kraft für den Implosionsvorgang ein starrer Kolben, also eine infinitesimale Breite der Elektrode an der Plasmaoberfläche angenommen.

Die Beschreibung des Implosionsvorganges mit diesen einfachen Modellen führt nun in beiden Grenzfällen zu der folgenden, etwa gleichen Abhängigkeit der mittleren Ionenenergie von den genannten Parametern:

$$E \sim R_G \cdot B / \sqrt{p_0} \quad (1)$$

R_G = Gefässradius

B = Magnetfeldanstieg

p_0 = Pulldruck

+) Für die Gültigkeit von Gl. (1) muss vorausgesetzt werden, dass die Implosion wesentlich vor dem Zeitpunkt des Feldmaximums erfolgt. Diese Voraussetzung ist im hier betrachteten Parameterbereich gut erfüllt.

2) Dimensionierung und Aufbau des Kompressionsexperimentes

Entsprechend der einleitend genannten Aufgabenstellung war die Theta-Pinch-Anordnung in den technisch gegebenen Grenzen optimal zu dimensionieren.

Magnetfeldanstieg, Fülldichte sowie die geometrischen Abmessungen der Kompressionsspule bestimmen wesentlich die von den Ionen in der Implosion aufgenommene mittlere Energie. Eine Parameterbetrachtung, ausgehend von vereinfachten Plasmamodellen [6,7], gestattet es, den Einfluss dieser Größen qualitativ zu erfassen.

Als wesentliche Vereinfachung wird in einem Fall völlige Stossfreiheit der Teilchen (Free-particle-Modell) vorausgesetzt. Der zweite Grenzfall behandelt demgegenüber die Implosion unter der einschränkenden Annahme eines vorwiegend stossbestimmten Plasmas (Schneepflugmodell).

Weiterhin wird in beiden Fällen als treibende Kraft für den Implosionsvorgang ein steiler Kolben, also eine infinitesimale Breite der Stromschicht an der Plasmaoberfläche angenommen.

Die Beschreibung des Implosionsvorganges mit diesen einfachen Modellen führt nun in beiden Grenzfällen zu der folgenden, etwa gleichen Abhängigkeit der mittleren Ionenenergie von den genannten Parametern⁺):

$$E \sim R_G \cdot \dot{B} / \sqrt{p_0} \quad (1)$$

R_G = Gefässradius

\dot{B} = Magnetfeldanstieg

p_0 = Fülldruck

⁺) Für die Gültigkeit von Gl. (1) muss vorausgesetzt werden, dass die Implosion wesentlich vor dem Zeitpunkt des Feldmaximums erfolgt. Diese Voraussetzung ist im hier betrachteten Parameterbereich gut erfüllt.

Die optimale Dimensionierung eines Kompressionsexperimentes wurde in [8] ausführlich diskutiert. Unter Berücksichtigung der oben genannten Parameter kann die in der Implosion erreichte Ionenenergie in folgender Form darstellen:

Während der ersten, schnellen Kompression des Plasmas wird demnach ein Wert der mittleren Ionenenergie erreicht, der der Grösse $R_G \cdot \dot{B}$, also der induzierten elektrischen Feldstärke proportional ist.

An den Implosionsvorgang schliesst die adiabatische Phase der Kompression an, die zu einer weiteren Aufheizung der Ionen führt. Unter Annahme einer adiabatischen Kompression nur in den zwei Freiheitsgraden senkrecht zur Gefässachse, einer Näherung die im zu diskutierenden Parameterbereich zulässig sein sollte, ergibt sich ein Maximalwert der Ionenenergie von

$$E_{max} \sim \frac{\sqrt{R_G \cdot \dot{B}}}{\rho_0^{3/4}} \cdot B_{max} \quad (2)$$

B_{max} = maximales Magnetfeld

Für den Wirkungsgrad η der Aufheizung, also das Verhältnis von maximaler Energie im Plasma zu aufgewendeter Energie der Stossbatterie ergibt sich die Abhängigkeit

$$\eta \sim \frac{\sqrt{R_G \cdot \dot{B}} \cdot \rho_0^{1/4}}{B_{max}} \quad (3)$$

Der Vergleich von Gl. (2) und (3) zeigt wieder den Vorteil des hohen Feldanstieges. Die Steigerung der Ionenenergie auf Grund eines höheren Magnetfeldes stösst dagegen nicht nur auf die genannten technischen Grenzen, sondern erfordert infolge der Abnahme von η auch einen erheblich höheren Energieaufwand. Die optimale Dimensionierung eines Kompressionsexperimentes wurde von Köppendörfer [8] ausführlich diskutiert. Unter Berücksichtigung weiterer Parameter, wie Induktivität der Stossbatterie, Spulenlänge und Gefässwandstärke liess sich die am Ende der Implosion erreichte Ionenenergie in folgender Form darstellen:

$$E = \frac{m_i}{2} \cdot \sqrt{\frac{1}{\pi \cdot \rho_0}} \cdot \frac{2\pi \cdot R_G}{l} \cdot \frac{U_0}{L_0 + \frac{4\pi^2}{l} (R_S^2 - R_G^2)} \cdot X^2 \quad (4)$$

- R_S = Spulenradius
- l = Spulenlänge
- L_0 = Batterieinduktivität
- U_0 = Stosspannung
- m_i = Ionenmasse
- ρ_0 = Fülldichte

Der Wert von

$$X^2 = F \left(\frac{L_0 + \frac{4\pi^2}{l} \cdot R_S^2}{\frac{4\pi^2}{l} \cdot R_G^2} \right) \quad (5)$$

wird in [8] tabelliert angegeben.

Die Gleichung (4) gestattet es, durch die Grösse ε

$$\varepsilon = \frac{E}{\frac{m_i}{2} \cdot \sqrt{\frac{1}{\pi \cdot \rho_0}}} \quad (6)$$

ein nur durch die technischen Daten einer Stossbatterie definiertes Gütemass zu finden.

In Abb. 1 ist für drei Spulenlängen der Verlauf von ε als Funktion des Spulenradius aufgetragen.

Für die Induktivität der gesamten Stossbatterie wurde ein technisch noch realisierbarer Wert von 2 nH zugrunde gelegt, der im Aufbau auch erreicht werden könnte.

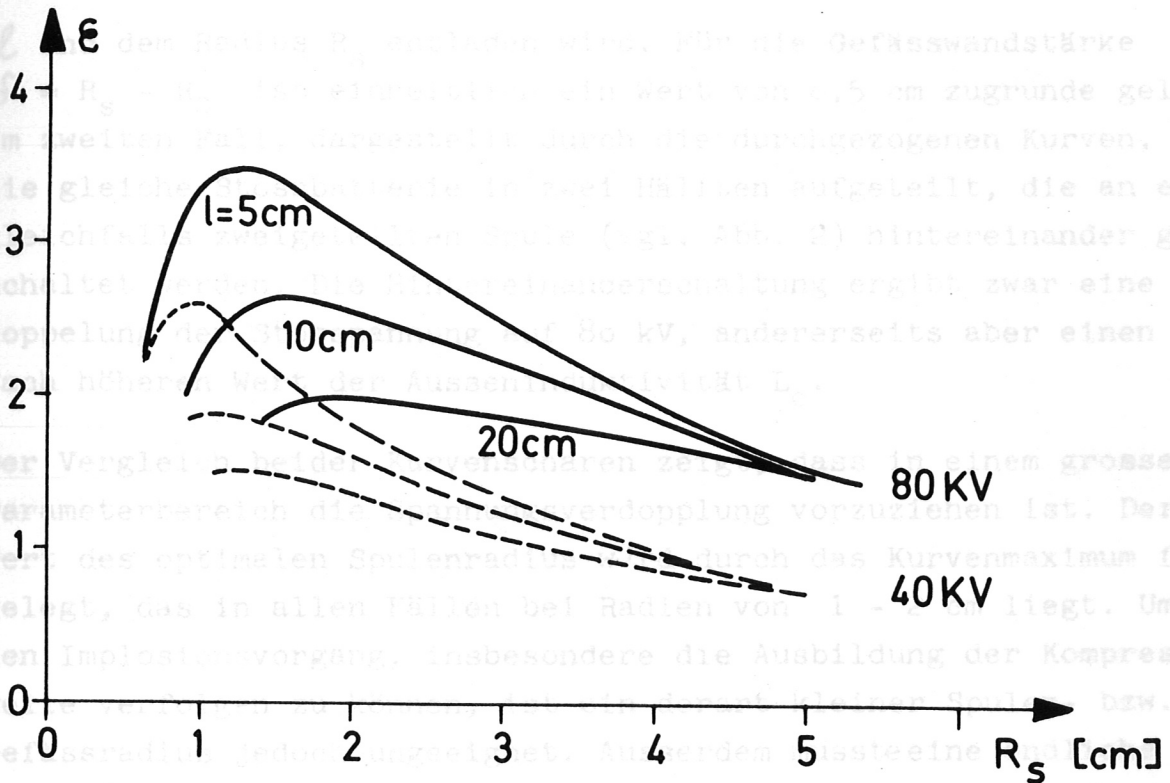


Abb. 1

Dabei sind zwei Fälle gegenübergestellt, die nachfolgend näher erläutert werden sollen.

Die gestrichelten Kurven zeigen den einfachen Fall, dass eine auf die Spannung $V_0 = 40 \text{ kV}$ aufgeladene Stossbatterie mit vorgegebener Ausseninduktivität $L_0^{+)}$ über eine Kompressionsspule mit der Länge l (wie bei der Stromordnung mit Spannungsverdopplung ist in Abb. 2 schematisch dargestellt).

^{+) Für die Induktivität der gesamten Stossbatterie wurde ein technisch noch realisierbarer Wert von 2 nH zugrunde gelegt, der im Aufbau auch erreicht werden konnte.}

ℓ und dem Radius R_S entladen wird. Für die Gefässwandstärke $\delta = R_S - R_G$ ist einheitlich ein Wert von 0,5 cm zugrunde gelegt. Im zweiten Fall, dargestellt durch die durchgezogenen Kurven, ist die gleiche Stossbatterie in zwei Hälften aufgeteilt, die an einer gleichfalls zweigeteilten Spule (vgl. Abb. 2) hintereinander geschaltet werden. Die Hintereinanderschaltung ergibt zwar eine Verdoppelung der Stossspannung auf 80 kV, andererseits aber einen vierfach höheren Wert der Ausseninduktivität L_0 .

Der Vergleich beider Kurvenscharen zeigt, dass in einem grossen Parameterbereich die Spannungsverdopplung vorzuziehen ist. Der Wert des optimalen Spulenradius wird durch das Kurvenmaximum festgelegt, das in allen Fällen bei Radien von 1 - 2 cm liegt. Um den Implosionsvorgang, insbesondere die Ausbildung der Kompressionswelle verfolgen zu können, ist ein derart kleiner Spulen- bzw. Gefässradius jedoch ungeeignet. Ausserdem musste eine endliche Breite der Stromschicht im Plasma und damit eine entsprechend grössere effektive Wandstärke angenommen werden. Der steile Abfall der \mathcal{E} - Kurven für $R_S \rightarrow \delta$ machte es gleichfalls erforderlich, einen hinreichend grossen Spulenradius zu wählen.

Aus diesen Gründen wurde der Spulenradius auf 3,5 cm bei einer Spulenlänge von 14 cm festgelegt. Abb. 1 zeigt, dass bei diesem Radius der Wert von \mathcal{E} nur geringfügig unter dem Maximum liegt. Weiterhin wird deutlich, dass gerade im Bereich grösserer Spulenradien der höher technische Aufwand der Spannungsverdopplung berechtigt ist.

Der Aufbau der Stossanordnung mit Spannungsverdopplung ist in Abb. 2 schematisch dargestellt.

Die im oberen Teil des Schaltbildes schematisch wiedergegebenen Stosskette dienen zur Vorionisierung

Nähere Angaben finden sich im Anhang.

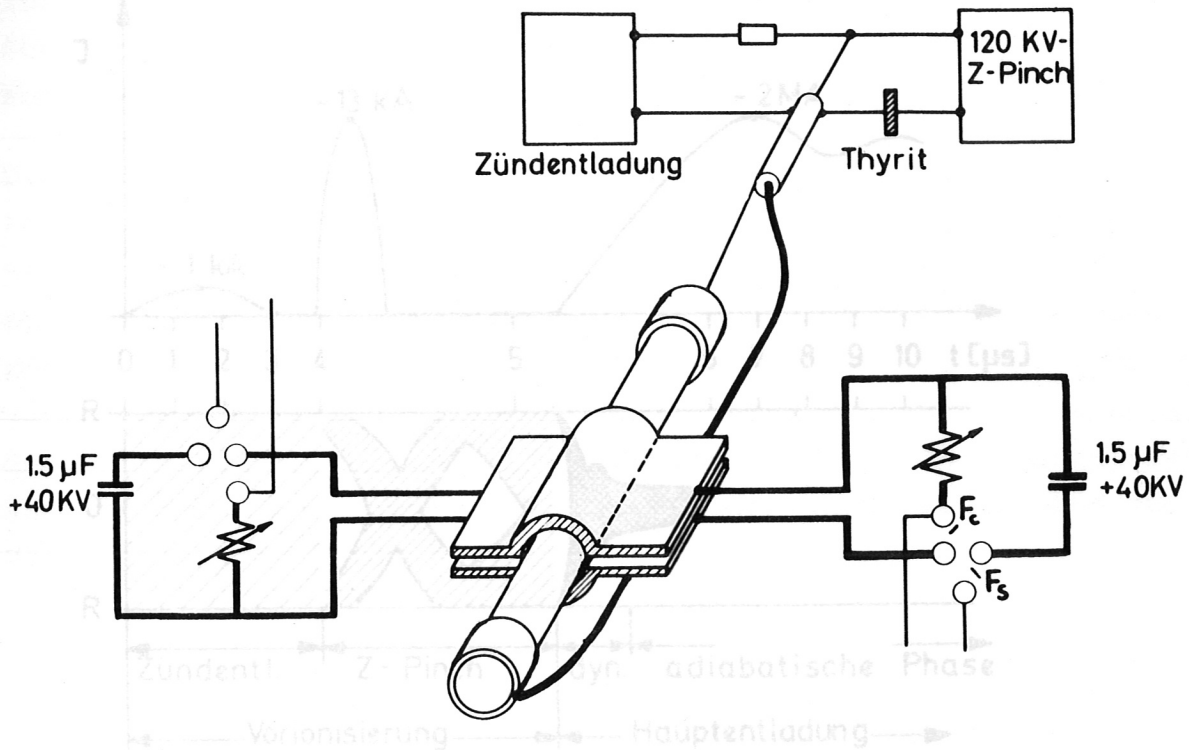


Abb. 2

Das Schaltbild zeigt die geteilte Kompressionsspule sowie zwei der insgesamt 96 Einzelstosskreise. Neben den Schaltfunkenstrecken F_S ist die Anordnung von Crowbarfunkenstrecken F_C zu ersehen, die es gestatten, den Strom durch die Spule im Strommaximum von etwa $2 \cdot 10^6$ A kurzzuschliessen⁺⁾. Die im oberen Teil des Schaltbildes schematisch wiedergegebenen Stosskreise dienen zur Vorionisierung des Füllgases durch zwei aufeinanderfolgende axiale Entladungen. Zur Übersicht ist in Abb. 3 der zeitliche Ablauf der Stosströme sowie die zugeordnete Bewegung der Plasmasäule wiedergegeben.

^{+) Nähere Angaben finden sich im Anhang.}

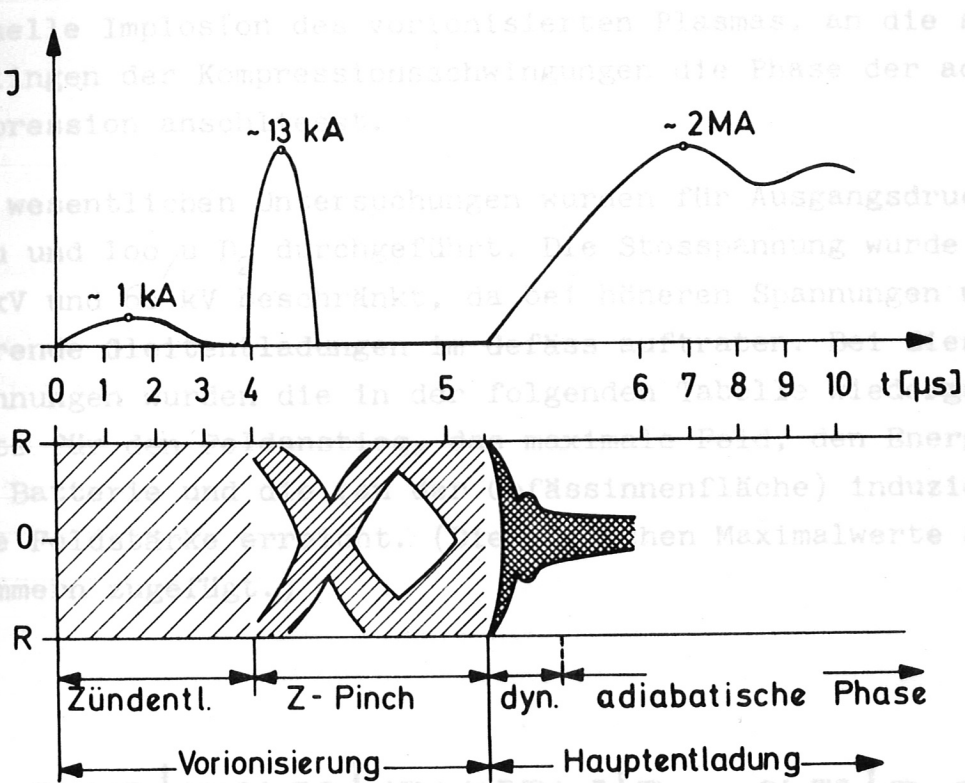


Abb. 3

Entsprechend dieser Darstellung lässt sich die Entladung in folgende vier Phasen einteilen:

In einer ersten axialen Entladung wird eine geringe Anfangsionisierung des Füllgases erreicht. Eine 120 kV-Z-Pinch-Entladung führt unter weiterer Ionisierung zu einer Plasmakompression, an die sich die Expansionsbewegung der Plasmasäule anschließt.

Nach der Expansion des so vorionisierten Plasmas wird die Hauptbatterie über die Kompressionsspule entladen. Es erfolgt zunächst eine sehr

schnelle Implosion des vorionisierten Plasmas, an die sich nach Abklingen der Kompressionsschwingungen die Phase der adiabatischen Kompression anschliesst.

Die wesentlichen Untersuchungen wurden für Ausgangsdrücke zwischen $10/\mu$ und $100/\mu$ D_2 durchgeführt. Die Stossspannung wurde zunächst auf 50 kV und 60 kV beschränkt, da bei höheren Spannungen wiederholt störende Gleitentladungen im Gefäss auftraten. Bei diesen Stossspannungen wurden die in der folgenden Tabelle wiedergegebenen Werte für den Feldanstieg, das maximale Feld, den Energieinhalt der Batterie und die (an der Gefässinnenfläche) induzierte elektrische Feldstärke erreicht. (Die möglichen Maximalwerte sind in Klammern zugefügt.)

U_0 [kV]	W [kJ]	dB/dt [Γ/s]	B_{Max} [k Γ]	E_p [kV/cm]
50	45	$1,1 \cdot 10^{11}$	115	1,6
60	65	$1,3 \cdot 10^{11}$	140	2,0
(80)	(115)	($1,7 \cdot 10^{11}$)	(180)	(2,6)

Gerade bei geringen Füllmengen sind aber die genannten Anfangsbedingungen gleichzeitig kaum zu erfüllen.

Im weiteren Fall wurde zur Vorionisierung eine Z-Pinch-Entladung verwendet, damit ergab sich von vornherein der Vorteil eines von axialen Feldern freien Ausgangsplasmas sowie einer in axialer Richtung konstanten Teilchenzahl.

* Eine Theta-Pinch-Entladung führt insbesondere bei kurzer Kompressionsphase bereits in der Vorionisierungsphase zu starken Endverlusten des Plasmas [10].

3) Vorionisierung des Füllgases

Da sich eine vollständige Ionisierung des Füllgases kaum erreichen lässt, sind Ionisationsprozesse und Umladungsstöße in der implodierenden Schicht eines Theta-Pinches im allgemeinen nicht vernachlässigbar.

Im Fall höherer Ausgangsdichten, etwa bei Atomdichten von 10^{16} cm^{-3} und darüber, spielt der Anfangsionisierungsgrad für den Kompressionsablauf nur eine untergeordnete Rolle. Hier erfolgt die Ionisation des Neutralgases unmittelbar hinter der Front der implodierenden Plasmaschicht. Demgegenüber bestimmt ein schlechter Anfangsionisierungsgrad bei geringen Fülldichten wesentlich den Implosionsvorgang und die weitere Kompression des Plasmas. Die Folge ist im allgemeinen eine Verschlechterung der Plasmaaufheizung, direkt angezeigt durch einen geringen Neutronenfluss.

Um zugleich auch für die theoretische Untersuchung der Kompression definierte Anfangsbedingungen zu erhalten, ist daher insbesondere bei kleinen Ausgangsdichten ein möglichst hoher Vorionisierungsgrad vorauszusetzen. Neben dem hohen Ionisierungsgrad müssen aus den gleichen Gründen Homogenität sowie ein geringer Verunreinigungsgrad des Ausgangsplasmas gefordert werden. Will man eine optimale Aufheizung der Ionen erreichen, so darf das vorionisierte Plasma weiterhin kein eingeschlossenes axiales Magnetfeld enthalten.

Gerade bei geringen Fülldichten sind aber die genannten Anfangsbedingungen gleichzeitig kaum zu erfüllen.

Im vorliegenden Fall wurde zur Vorionisierung eine Z-Pinch-Entladung verwendet. Damit ergab sich von vornherein der Vorteil eines von axialen Feldern freien Ausgangsplasmas sowie einer in axialer Richtung konstanten Teilchenzahl^{+) .}

^{+) Eine Theta-Pinch-Vorentladung führt insbesondere bei kurzer Kompressionsspule bereits in der Vorionisierungsphase zu starken Endverlusten des Plasmas [10] .}

Darunter ist in gleicher Zeitmasstab die Kompression und die anschliessende Expansion des Plasmas dargestellt. Der schraffierte

Durch geeignete Dimensionierung konnte der Entladungskreis optimal an die Z-Pinch Kompression angepasst und dadurch sein Energieinhalt äusserst klein gehalten werden [9]. Auf diese Weise liess sich neben einer guten Ionisierung zugleich auch ein geringer Verunreinigungsgrad sowie ein homogener Aufbau des Ausgangsplasmas erreichen. Homogenität und Reproduzierbarkeit des Z-Pinch-Ablaufs traten allerdings erst nach Vorschalten einer Zündentladung ein. Die damit geschaffene erste Ionisierung des Füllgases verhinderte einen nicht rotationssymmetrischen Entladungsbeginn und einen entsprechend inhomogenen Ablauf der gesamten Z-Pinch-Entladung.

Die Z-Pinch-Kompression erfolgt durch einen an die Zündentladung anschliessenden kurzen Stromstoss. Dabei ist die Zeitdauer des Stromes so bemessen, dass das Kompressionmaximum etwa mit dem Stromende zusammenfällt. Man erhält so eine strominstabilitätsfreie Plasmasäule, die kräftefrei expandiert. Abb. 4 zeigt im oberen Teil den zeitlichen Verlauf des Stosstromes für einen Fülldruck von 10^{-4} D₂.

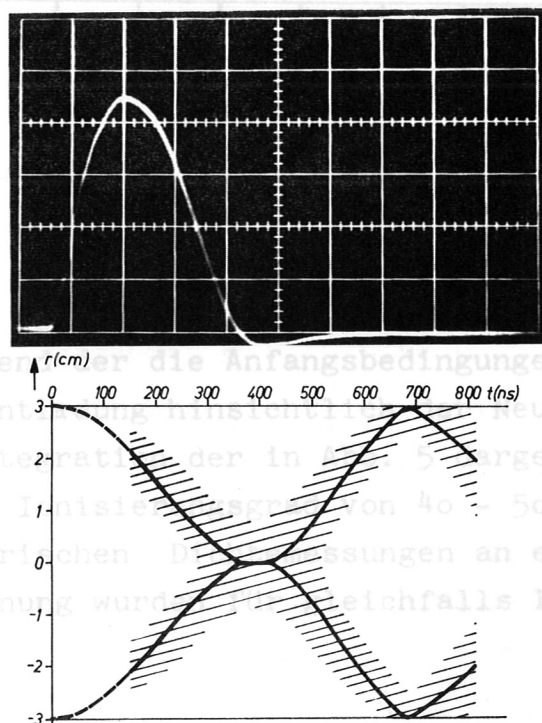


Abb. 4

Darunter ist im gleichen Zeitmasstab die Kompression und die anschliessende Expansion des Plasmas dargestellt. Der schraffierte Bereich gibt etwa die Halbwertsbreite des Dichteprofiles wieder, das aus der Starkverbreiterung von D_{δ} gewonnen wurde. Aus der Abb. 4 ist zu erkennen, dass die Forderung einer praktisch stromfreien Plasmasäule zum Ende der Kompression gut erfüllt ist. Die nach der Kompression einsetzende Expansion führt schliesslich zu einer Reflexion des expandierenden Plasmas an der Gefässwand. Die spektroskopisch bestimmte radiale Dichteverteilung unmittelbar nach der Wandreflexion ist in Abb. 5 wiedergegeben.

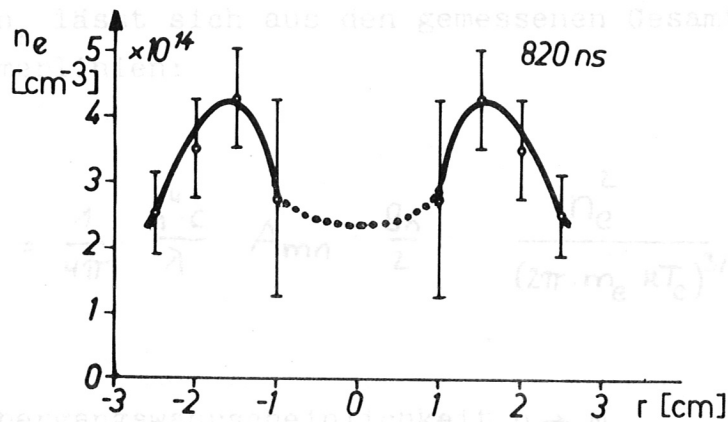


Abb. 5

Der Zeitpunkt $t = 820 \text{ ns}$ liegt am Anfang einer Zeitphase von $700 - 1500 \text{ ns}$, während der die Anfangsbedingungen für die nachfolgende Theta-Pinch-Entladung hinsichtlich der Neutronenausbeute optimal waren. Die Integration der in Abb. 5 dargestellten Dichteverteilung liefert einen Ionisierungsgrad von $40 - 50\%$ für $10 \mu \text{ D}_2$. Aus interferometrischen Dichtemessungen an einer ähnlichen Vorionisierungsanordnung wurden für gleichfalls $10 \mu \text{ D}_2$ ein Ionisierungsgrad von $40 - 50\%$ und eine Temperatur von $0,5 \text{ eV}$ bestimmt. Zusätzlich sollte aber ein geringer Anteil nichtthermischer Elektronen von erheblich höherer Energie der Maxwellverteilung von $0,5 \text{ eV}$ überlagert sein. Für diese

grad von $> 50 \%$ und für $20 \mu D_2$ etwa 50% gefunden [11].

Die genaue Kenntnis der Anfangsbedingungen für die Theta-Pinch-Entladung erfordert weiter die Bestimmung der Elektronentemperatur des Ausgangsplasmas.

Einen ersten Hinweis auf die Größenordnung von T_e gibt das Auftreten sowie der zeitliche Anstieg höher ionisierter Verunreinigungslinien. Etwa zum Kompressionmaximum der Z-Pinch-Entladung beginnt der Emissionskoeffizient von O-IV-Linien stark anzusteigen, was auf Elektronentemperaturen von einigen 10 eV hindeutet. Eine weitere Möglichkeit der Temperaturmessung geben die Absolutintensitäten der Balmerlinien, deren Terme im Boltzmann-Gleichgewicht mit den freien Elektronen stehen [9]. Bei Kenntnis der Elektronendichte n_e lässt sich aus den gemessenen Gesamtemissionskoeffizienten der Balmerlinien:

$$\int_{\text{Linie}} \epsilon_\lambda d\lambda = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{h^4 c}{\lambda} \cdot A_{mn} \cdot \frac{g_n}{2} \cdot \frac{n_e^2}{(2\pi \cdot m_e \cdot k T_e)^{3/2}} \cdot e^{\frac{X_i - \epsilon_n}{k T_e}} \quad (7)$$

A_{mn} = Übergangswahrscheinlichkeit $n \rightarrow m$

g_n = statistisches Gewicht des Zustandes n

X_i = Ionisierungsenergie ($13,6 \text{ eV}$)

ϵ_n = Anregungsenergie für den Zustand n

die Elektronentemperatur T_e bestimmen.

Diese Methode liefert nun für T_e Werte im Bereich von nur $0,5 \text{ eV}$. Bildet man das Verhältnis zweier durch Gl. (7) gegebener Emissionskoeffizienten, so hebt sich die Elektronendichte heraus. Auch in diesem Fall ergibt sich eine Elektronentemperatur von etwa $0,5 \text{ eV}$. Diese Übereinstimmung führt zu dem Schluss, dass die durch n_e gegebenen, also im Rahmen der Messfehler nahezu sämtliche Elektronen, eine Temperatur von $0,5 \text{ eV}$ besitzen. Zusätzlich sollte aber ein geringer Anteil nichtthermischer Elektronen von erheblich höherer Energie der Maxwellverteilung von $0,5 \text{ eV}$ überlagert sein. Für diese

Annahme spricht neben dem Auftreten höher ionisierter Sauerstoffionen auch eine relativ harte Röntgenstrahlung von 6 - 7 keV, die während der Entladung an der Anode zu beobachten ist.

Der genaue Anteil der vermuteten nichtthermischen Elektronen ist jedoch aus den Messungen nicht zu entnehmen. Infolgedessen ist auch nur eine grobe Abschätzung der elektrischen Leitfähigkeit des Ausgangsplasmas möglich.

a) Diamagnetische Sondenmessungen

Der Gesamtfluss durch die teilweise mit Plasma aufgefüllte Kompressionsspule ist gegeben durch:

$$\Phi = \pi \cdot R_s^2 \cdot B_A - \left(\pi \cdot R_p^2 \cdot B_A - 2\pi \int_0^{R_p} B(r) \cdot r \cdot dr \right) \quad (8)$$

R_s = Soulenradius

R_p = Plasmaradius

B_A = Magnetfeld ausserhalb des Plasmas

$B(r)$ = Feld im Plasma

Die Grösse von Φ lässt sich in einfacher Weise durch Messung der Umfangsspannung $U(t)$ an der Kompressionsspule erfassen^{+) :}

$$\Phi(t) = \int_0^t U(t') dt' \quad (9)$$

^{+) Die Genauigkeitsforderung an die Spannungsmessung ist allerdings sehr hoch (< 1%), sodass sich insbesondere wegen der geteilten Spule messtechnische Schwierigkeiten ergeben. Infolgedessen wurde durch eine Flussschleife ausserhalb der Spule ein der Umfangsspannung proportionaler Anteil registriert. Durch geeigneten Aufbau der Flussschleife musste erreicht werden, dass trotz Änderung der räumlichen Flussverteilung (auf Grund der Plasmabewegung) der von der Schleife umfasste Flussanteil dem Gesamtfluss Φ proportional blieb (s. Anhang)}

4) Implosionsphase der Theta-Pinch-Entladung

Um eine erste Information über die radiale Bewegung der komprimierenden Plasmaschicht und das Eindringen von Magnetfeld in die Schicht während der Implosionsphase der Theta-Pinch-Entladung zu erhalten, wurden direkte und diamagnetische Sondenmessungen kombiniert. Die Ergebnisse der Sondenmessungen werden im folgenden näher diskutiert.

a) Diamagnetische Sondenmessungen

Der Gesamtfluss durch die teilweise mit Plasma aufgefüllte Kompressionsspule ist gegeben durch:

Die nach Gl. (8) nötige Differenzbildung sowie die Integration in Gl. (9) lässt sich mit den Messsignalen der beiden Größen $U(t)$ und $B_A(t)$ durchführen, sodass der verdrängte Fluss direkt messbar wird [1].

$$\Phi = \pi \cdot R_S^2 \cdot B_A - \left(\pi \cdot R_P^2 \cdot B_A - 2\pi \int_0^{R_P} B(r) \cdot r \cdot dr \right) \quad (8)$$

Das diamagnetische Signal $\Delta\Phi$ liefert sofort erste Aussagen über den Bewegungsablauf der komprimierenden Plasmaschule. So nimmt nach Gl. (10) $\Delta\Phi$ etwa zum Zeitpunkt der ersten maximalen Kompression R_S = Spulenradius. Darüber hinaus wird jede weitere Kompression der Plasmaschule jeweils durch Minima und Maxima des verdrängten Flusses angezeigt. Damit kann zugleich Frequenz und Dämpfung der Kompressionsschwingungen direkt abgelesen werden.

R_S = Spulenradius
 R_P = Plasmaradius
 B_A = Magnetfeld ausserhalb des Plasmas
 $B(r)$ = Feld im Plasma

Die Grösse von Φ lässt sich in einfacher Weise durch Messung der Umfangsspannung $U(t)$ an der Kompressionsspule erfassen^{+) :}

$$\Phi(t) = \int_0^t U(t') dt' \quad (9)$$

^{+) Die Genauigkeitsforderung an die Spannungsmessung ist allerdings sehr hoch ($< 1\%$), sodass sich insbesondere wegen der geteilten Spule messtechnische Schwierigkeiten ergeben. Infolgedessen wurde durch eine Flusschleife ausserhalb der Spule ein der Umfangsspannung proportionaler Anteil registriert. Durch geeigneten Aufbau der Flusschleife musste erreicht werden, dass trotz Änderung der räumlichen Flussverteilung (auf Grund der Plasmabewegung) der von der Schleife umfasste Flussanteil dem Gesamtfluss Φ proportional blieb (s. Anhang)}

Andererseits liefert die Magnetfeldmessung an der Innenfläche der Kompressionsspule den Wert von $\pi \cdot R_s^2 \cdot B_A(t)$. Durch die gleichzeitige Bestimmung der beiden Grössen $U(t)$ und $B_A(t)$ erhält man damit über Gl.(8) den vom Plasma verdrängten Fluss:

$$\Delta\Phi = \pi \cdot R_p^2 \cdot B_A - 2\pi \int_0^{R_p} B(r) \cdot r \cdot dr \quad (10)$$

Die nach Gl. (8) nötige Differenzbildung sowie die Integration in Gl.(9) lässt sich mit den Messsignalen der beiden Grössen $U(t)$ und $B_A(t)$ durchführen, sodass der verdrängte Fluss $\Delta\Phi$ direkt messbar wird [12].

Das diamagnetische Signal $\Delta\Phi$ liefert sofort erste Aussagen über den Bewegungsablauf der komprimierenden Plasmasäule. So nimmt nach Gl.(10) $\Delta\Phi$ etwa zum Zeitpunkt der ersten maximalen Kompression ein Minimum an. Darüber hinaus wird jede weitere Kompression und Expansion der Plasmasäule jeweils durch Minima und Maxima des verdrängten Flusses angezeigt. Damit kann zugleich Frequenz und Dämpfung der Kompressionsschwingungen direkt abgelesen werden.

Ein erstes qualitatives Ergebnis der diamagnetischen Sondenmessungen ist aus Abb. 6 zu erkennen.

Hier sind die diamagnetischen Signale einerseits für einen hohen Fülldruck und zum anderen für eine geringe Füllichte bei gleicher (50 kV) sowie höherer (60 kV) Stossspannung gegenübergestellt.

Der Vergleich der Oszillogramme zeigt, dass nur für den höchsten Fülldruck nach der ersten Implosion ausgeprägte Kompressionsschwingungen auftreten. Der Übergang zu kleinen Ausgangsdichten führt zu einer schnelleren Kompression, angezeigt durch die kürzere Impulsionszeit, gleichzeitig aber zu einer starken Dämpfung der Kompressionsschwingung. Bei weiterer Erhöhung der Kompressionsgeschwindigkeit durch den höheren Feldanstieg bei 60 kV Stoss-

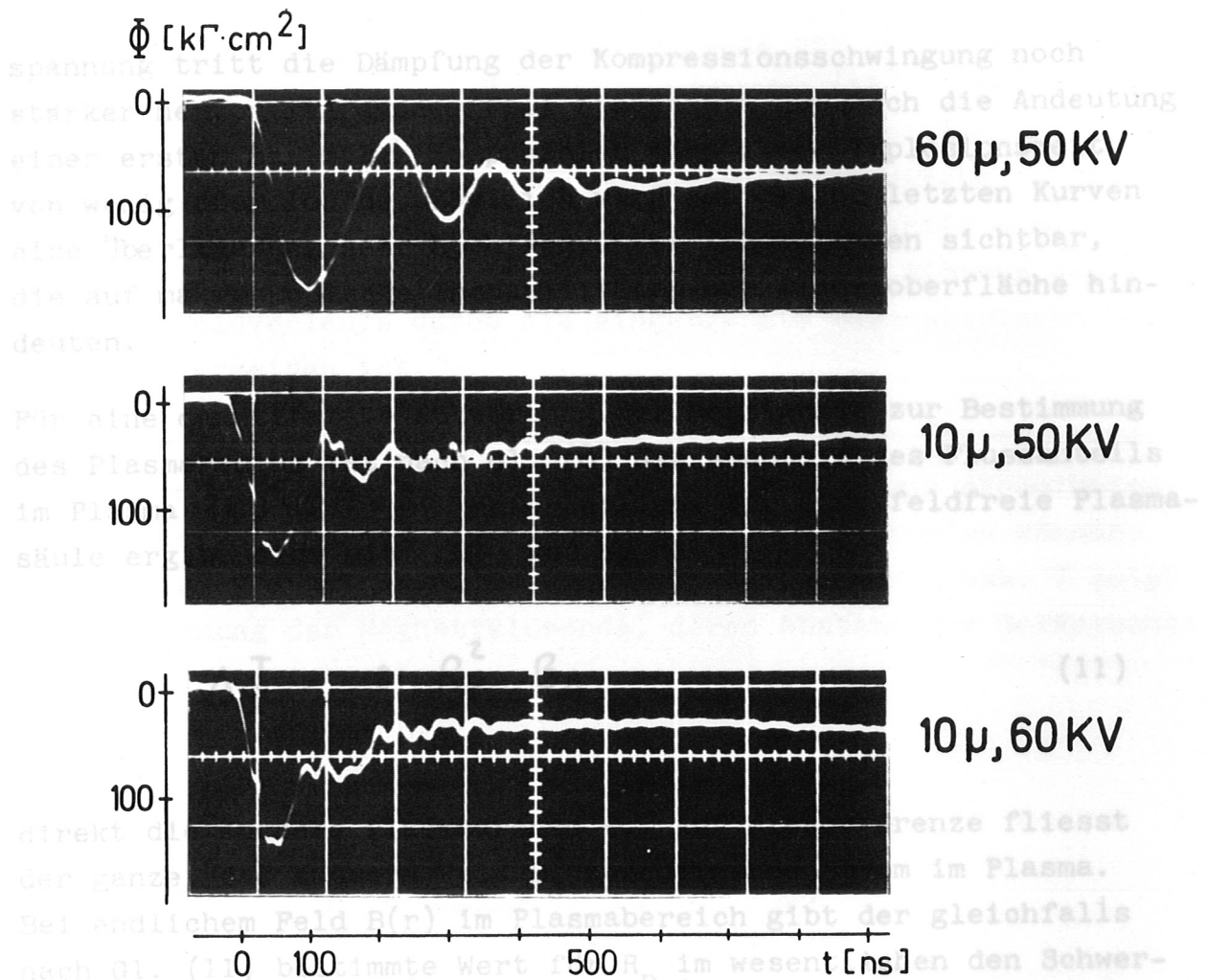


Abb. 6

Hier sind die diamagnetischen Signale einerseits für einen hohen Fülldruck und zum anderen für eine geringe Fülldichte bei gleicher (50 kV) sowie höherer (60 kV) Stossspannung gegenübergestellt.

Der Vergleich der Oszillogramme zeigt, dass nur für den höchsten Fülldruck nach der ersten Implosion ausgeprägte Kompressionsschwingungen auftreten. Der Übergang zu kleinen Ausgangsdichten führt zu einer schnelleren Kompression, angezeigt durch die kürzere Implosionszeit, gleichzeitig aber zu einer starken Dämpfung der Kompressionsschwingung. Bei weiterer Erhöhung der Kompressionsgeschwindigkeit durch den höheren Feldanstieg bei 60 kV Stoss-

spannung tritt die Dämpfung der Kompressionschwingung noch stärker hervor. In diesem Fall findet man nur noch die Andeutung einer ersten maximalen Kompression nach einer Implosionszeit von wenig über 100 ns. Zugleich wird auf beiden letzten Kurven eine Überlagerung sehr hochfrequenter Schwingungen sichtbar, die auf makroskopische Instabilitäten der Plasmaoberfläche hindeuten.

Für eine quantitative Auswertung der Messsignale zur Bestimmung des Plasmaradius ist nach Gl. (8) die Kenntnis des Flussanteils im Plasma $2\pi \int_0^{R_p} B(r) \cdot r \cdot dr$ erforderlich. Für eine feldfreie Plasmasäule ergibt sich mit $\Delta\Phi$ und B_A nach:

$$\Delta\Phi = \pi \cdot R_p^2 \cdot B_A \quad (11)$$

direkt die äussere Plasmagrenze R_p . Auf dieser Grenze fliesst der ganze, das äussere Feld B_A abschirmende Strom im Plasma. Bei endlichem Feld $B(r)$ im Plasmabereich gibt der gleichfalls nach Gl. (11) bestimmte Wert für R_p im wesentlichen den Schwerpunkt des Stromes im Plasma wieder. Damit kann dieser Radius als Definition für die ohnehin nicht scharfe äussere Begrenzung der stromführenden Schicht im Plasma genommen werden.

b) Direkte Feldmessungen

Eine für das Verständnis des Implosionsvorganges wichtige Grösse ist der Magnetfeldverlauf $B(r)$ im komprimierenden Plasma. Infolgedessen wurden lokale Feldmessungen durchgeführt, aus denen Aussagen über die Diffusion des Aussenfeldes B_A in die implodierende Plasmaschicht gewonnen werden konnten.

Vor der Diskussion der Messresultate muss auf die messtechnischen Schwierigkeiten derartiger Feldmessungen hingewiesen werden.

Von den bekannten Methoden zur Bestimmung der lokalen Feldstärke (Zeeman-Effekt [13], Faradaydrehung [14], Laserstreuung [15] sowie Magnetfeldsonden [16]) lässt sich hier in der Implosionsphase nur das Verfahren einer direkt in das Plasma eingeführten Sonde anwenden. Diese im Prinzip einfache Messmethode hat den grossen Nachteil, dass eine Störung des lokalen Feldverlaufs durch die eingebrachte makroskopische Sonde kaum zu vermeiden ist.

Um durch die implodierende Schicht hindurchdiffundiertes Feld sowie den stärkeren Feldanstieg bei Auftreffen der stromführenden Plasmaschicht auf die Sonde richtig⁺⁾ erfassen zu können, wurde diese axial in den Spulenbereich eingeführt. Abb. 7 zeigt die Anordnung der Magnetfeldsonde, deren Abstand zur Gefässachse variiert werden konnte.

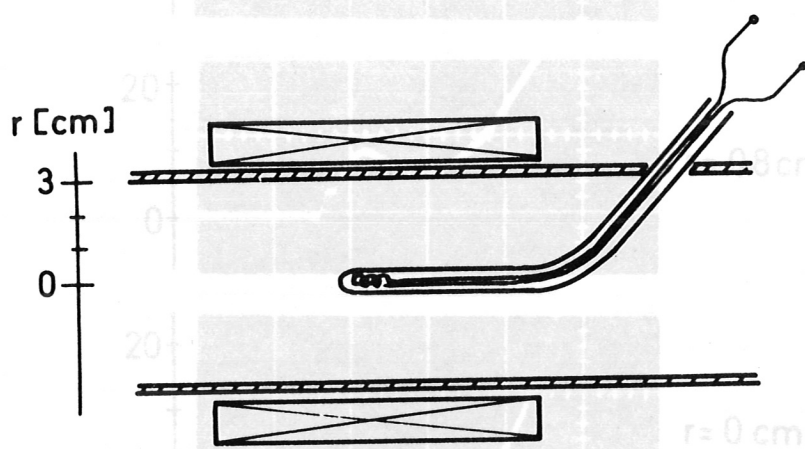


Abb. 7

⁺⁾ Eine nähere Untersuchung der Verfälschung der Feldmessungen ist im Anhang wiedergegeben. Sie zeigt, dass insbesondere der an den ersten Feldanstieg anschliessende Verlauf $B(r)$ nicht genau angezeigt wird.

Als erstes Resultat folgt aus den direkten Feldmessungen, dass sich bei allen untersuchten Fülldrücken von $10 - 60 \mu D_2$ eine scharfe innere Grenze des Magnetfeldes in der implodierenden Schicht ausbildet. Durch Variation der Sondenstellung wurde der radiale Bewegungsablauf dieser Feldfront bestimmt. Ein Beispiel für diese Messung zeigt Abb. (8), in der der zeitliche Feldverlauf für drei Radien wiedergegeben ist (Fülldruck $20 \mu D_2$).

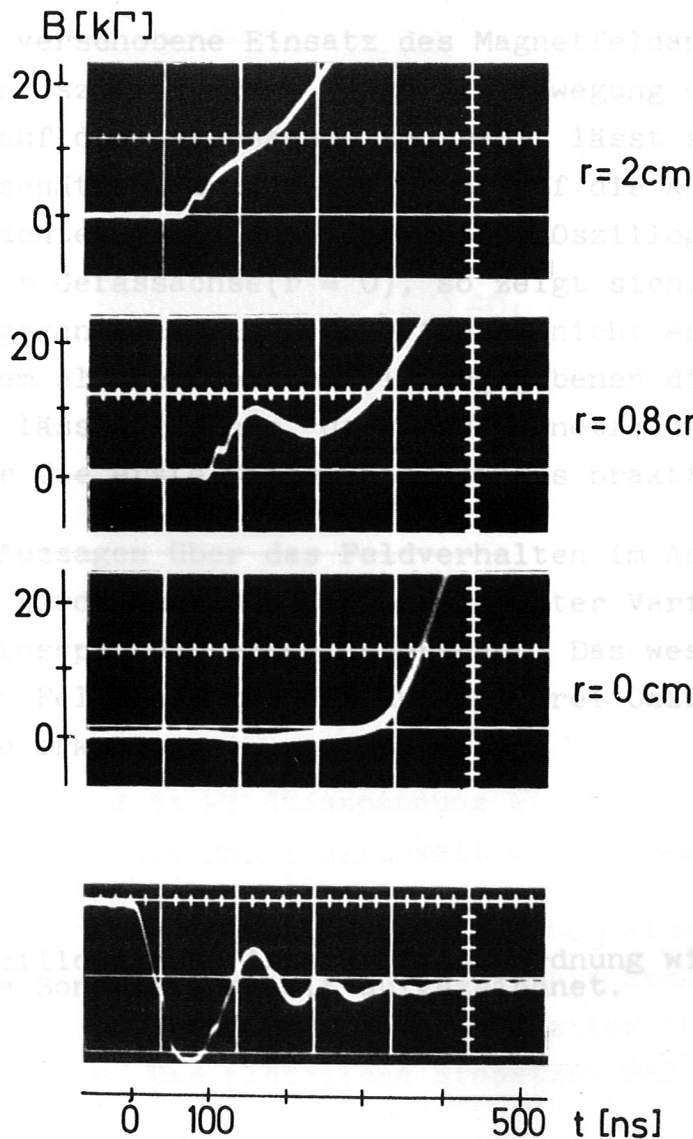


Abb. 8

Sowohl im Aussenbereich ($r = 2 \text{ cm}$) wie in der Nähe der Gefässachse ($r = 0,8 \text{ cm}$) ist ein scharf einsetzender Anstieg des Magnetfeldes zu erkennen, während vor dem steilen Feldanstieg kein Feld nachzuweisen ist. In dem Masse, wie die Sonde in den Aussenbereich der implodierenden Schicht gerät, steigt das Magnetfeld im weiteren Kurvenverlauf an. Auf dem zweiten Oszillogramm wird dabei der Einfluss der ersten Kompressions-schwingung sichtbar. Die in Achsennähe stehende Sonde taucht infolge der ersten Expansion der Plasmasäule noch einmal in Bereiche geringerer Feldstärke ein, so dass sich im Magnetfeldverlauf ein relatives Minimum ausbildet.

Der zeitlich verschobene Einsatz des Magnetfeldanstieges in den ersten beiden Oszillogrammen zeigt die Bewegung der Feldfront in Richtung auf die Gefässachse an. Damit lässt sich sofort der Zeitpunkt abschätzen, zu dem die Front auf die Achse treffen sollte. Betrachtet man jedoch das dritte Oszillogramm, aufgenommen auf der Gefässachse ($r = 0$), so zeigt sich, dass die Feldfront den engeren Achsenbereich offenbar nicht erreicht. Der Vergleich mit dem als Zeitmasstab wiedergegebenen diamagnetischen Sondersignal lässt erkennen, dass das Magnetfeld auf der Achse bis weit über die erste Kompression hinaus praktisch null bleibt.

Um genauere Aussagen über das Feldverhalten im Achsenbereich zu gewinnen, wurde hier das Magnetfeld unter Variation von Füll-dichte und Stosspannung näher untersucht. Das wesentliche Ergebnis dieser Feldmessungen ist aus den drei Oszillogrammen^{+) der Abb. 9 zu erkennen.}

9 ist der Feldverlauf für $r = 0$ bei 20 μ Fülldruck und 50 kV Stosspannung wiedergegeben. Gegenüber Abb. 8 ist jedoch die Empfindlichkeit um den Faktor 10 erhöht.

^{+) Auf den Oszillogrammen ist zur Zeitzuordnung wieder das diamagnetische Sondersignal mit aufgezeichnet. In Abb. 9 ist bei der hohen Empfindlichkeit ist über einen grossen Zeitraum ein scharf einsetzender Feldanstieg in negativer Feldrichtung sichtbar. Das plötzliche Einsetzen des negativen Feldanstieges ist ebenfalls zu erkennen.}

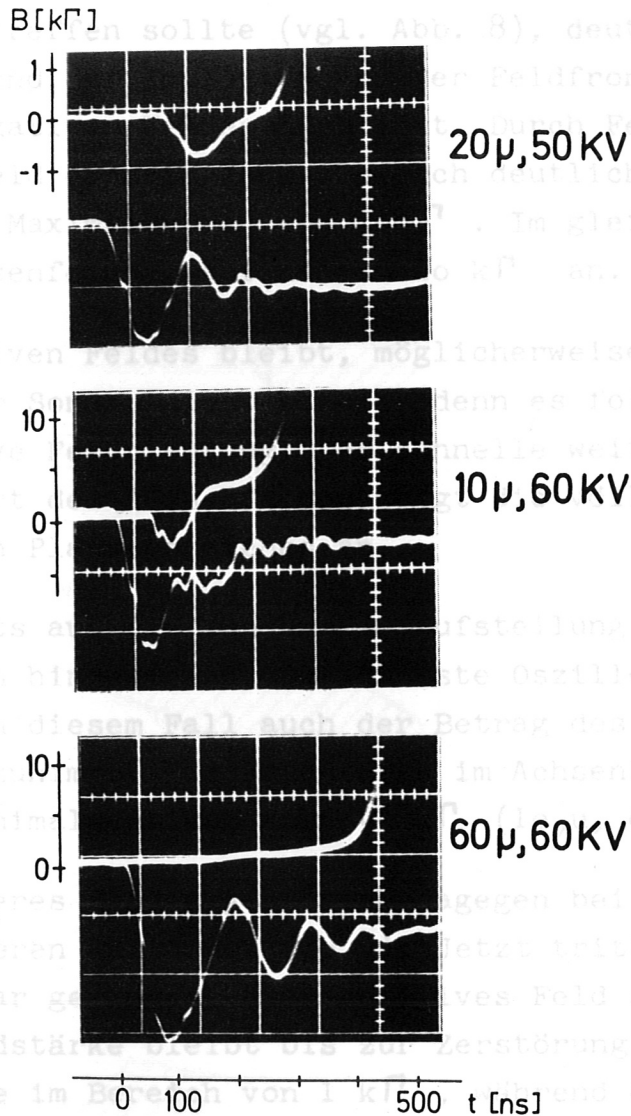


Abb. 9

Im ersten Bild der Abb. 9 ist der Feldverlauf für $r = 0$ bei 20μ Fülldruck und 50 kV Stosspannung wiedergegeben. Gegenüber Abb. 8 ist jedoch die Empfindlichkeit um den Faktor 10 erhöht.

Auch bei der hohen Empfindlichkeit ist über einen grossen Zeitraum der Implosion auf der Achse kein Magnetfeld nachzuweisen. Dann aber wird ein scharf einsetzender Feldanstieg in negativer Feldrichtung sichtbar. Das plötzliche Einsetzen des negativen Feldes der so definierten Stromschicht ist für drei Fülldrücke in Abb. 10 dargestellt (Stosspannung 50 kV).

stieges etwa zu dem Zeitpunkt, zu dem die Front positiven Feldes auf die Achse treffen sollte (vgl. Abb. 8), deutet darauf hin, dass sich während der Implosion vor der Feldfront ein eng begrenzter Bereich negativen Feldes ausbildet. Durch Feldkompression wird das negative Feld dann im Achsenbereich deutlich sichtbar und erreicht einen Maximalbetrag von 700Γ . Im gleichen Zeitraum steigt das Aussenfeld B_A auf nahezu $20 \text{ k}\Gamma$ an.

Der Kern negativen Feldes bleibt, möglicherweise bedingt durch die Anwesenheit der Sonde, nicht stabil, denn es folgt sofort ein Übergang in positive Feldrichtung. Der schnelle weitere Feldanstieg bis auf den Wert des Aussenfeldes zeigt die völlige Zerstörung des diamagnetischen Plasmabereiches an.

Es wurde bereits auf die zunehmende Aufsteilung der Feldfront bei kleinen Dichten hingewiesen. Das nächste Oszillogramm lässt erkennen, dass in diesem Fall auch der Betrag des negativen Feldes vor der Front zunimmt. Die Feldstärke im Achsenbereich erreicht jetzt einen Minimalwert von etwa $-4 \text{ k}\Gamma$ (10μ , 60 kV).

Ein völlig anderes Bild ergibt sich dagegen bei gleicher Stosspannung aber einem höheren Fülldruck (60μ). Jetzt tritt auch im Achsenbereich ein zwar geringes, aber positives Feld auf. Die langsam zunehmende Feldstärke bleibt bis zur Zerstörung der Plasmasäule durch die Sonde im Bereich von $1 \text{ k}\Gamma$, während das Aussenfeld in dieser Zeitphase auf etwa $45 \text{ k}\Gamma$ ansteigt.

Das Ergebnis der direkten Sondenmessungen lässt sich dahingehend zusammenfassen, dass das äussere Feld bis zu einer scharfen Grenze in das implodierende Plasma eindringt. Abgesehen von den zuvor genauer diskutierten geringen positiven oder negativen Werten des Feldes im Achsenbereich, bleibt hier das Magnetfeld bis über das erste Kompressionsmaximum hinaus äusserst gering. Mit der Front des Feldanstieges einerseits und dem Schwerpunkt des Plasmastromes andererseits lässt sich über die gesamte Implosionsphase die Breite der stromführenden Schicht definieren. Der radiale Bewegungsablauf der so definierten Stromschicht ist für drei Fülldrucke in Abb. 10 dargestellt (Stosspannung 50 kV).

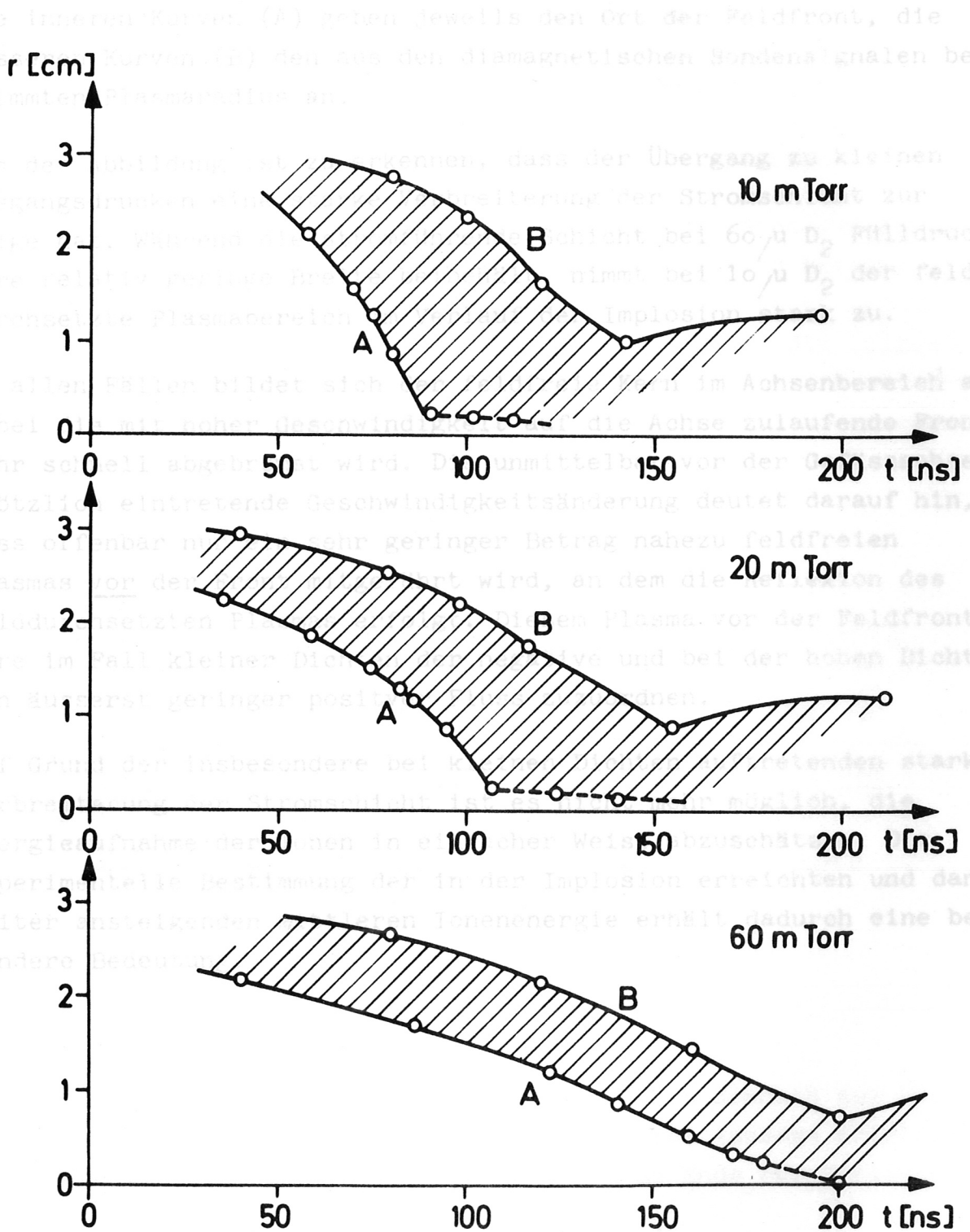


Abb. 10

Die inneren Kurven (A) geben jeweils den Ort der Feldfront, die äusseren Kurven (B) den aus den diamagnetischen Sondersignalen bestimmten Plasmaradius an.

Aus der Abbildung ist zu erkennen, dass der Übergang zu kleinen Ausgangsdrücken eine starke Verbreiterung der Stromschicht zur Folge hat. Während die stromführende Schicht bei $60 \mu D_2$ Fülldruck ihre relativ geringe Breite beibehält, nimmt bei $10 \mu D_2$ der feld-durchsetzte Plasmabereich im Verlauf der Implosion stark zu.

In allen Fällen bildet sich der feldfreie Kern im Achsenbereich aus, wobei die mit hoher Geschwindigkeit auf die Achse zulaufende Front sehr schnell abgebremst wird. Die unmittelbar vor der Gefässachse plötzlich eintretende Geschwindigkeitsänderung deutet darauf hin, dass offenbar nur ein sehr geringer Betrag nahezu feldfreien Plasmas vor der Front mitgeführt wird, an dem die Reflexion des felddurchsetzten Plasmas erfolgt. Diesem Plasma vor der Feldfront wäre im Fall kleiner Dichten der negative und bei der hohen Dichte ein äusserst geringer positiver Fluss zuzuordnen.

Auf Grund der insbesondere bei kleinen Dichten auftretenden starken Verbreiterung der Stromschicht ist es nicht mehr möglich, die Energieaufnahme der Ionen in einfacher Weise abzuschätzen. Die experimentelle Bestimmung der in der Implosion erreichten und dann weiter ansteigenden mittleren Ionenenergie erhält dadurch eine besondere Bedeutung.

Im Fall der kleinen Ausgangsdichten lässt sich demnach aus dem Bewegungsablauf der Stromschicht nur die grobe Aussage ableiten, dass die mittlere gerichtete Ionenenergie am Ende der Implosion im keV-Bereich liegen sollte.

Bei einer mittleren Ionenenergie dieser Grösse war jedoch bereits eine messbare Rate von Fusionsprozessen der Ionen zu erwarten. Um eine genauere Aussage über die Grösse der mittleren Ionenenergie zu erhalten, wurde daher versucht, mit einem hochempfindlichen Neutronenzähler schon in der Implosionphase die bei der Fusion emittierten Neutronen nachzuweisen.

5) Ionenaufheizung in der Kompression

Der aus den Sondenmessungen resultierende Bewegungsablauf der stromführenden Schicht liefert bereits eine grobe Aussage über die gerichtete Energie der Ionen in der Implosionsphase.

Ein eindeutiger Wert dieser Energie lässt sich jedoch nur für den Fall des höheren Fülldruckes (60μ) angeben, während bei den kleinen Ausgangsdichten die Geschwindigkeiten von Front und Stromschwerpunkt erheblich auseinanderfallen. Dies zeigt die folgende Tabelle, in der diese beiden Geschwindigkeiten sowie die entsprechenden Energien der Ionen für die erste Kompression zusammengestellt sind.

$p_0 [\mu]$	$V_{\text{Front}} [\text{cm/s}]$	$V_{\text{Strom}} [\text{cm/s}]$	$E_i [\text{keV}]$
10	$7,6 \cdot 10^7$	$3,2 \cdot 10^7$	5,8-1,0
20	$5,6 \cdot 10^7$	$2,4 \cdot 10^7$	3,2-0,6
60	$2,1 \cdot 10^7$	$2,1 \cdot 10^7$	0,43

Im Fall der kleinen Ausgangsdichten lässt sich demnach aus dem Bewegungsablauf der Stromschicht nur die grobe Aussage ableiten, dass die mittlere gerichtete Ionenenergie am Ende der Implosion im keV-Bereich liegen sollte.

Bei einer mittleren Ionenenergie dieser Grösse war jedoch bereits eine messbare Rate von Fusionsprozessen der Ionen zu erwarten. Um eine genauere Aussage über die Grösse der mittleren Ionenenergie zu erhalten, wurde daher versucht, mit einem hochempfindlichen Neutronenzähler schon in der Implosionphase die bei der Fusion emittierten Neutronen nachzuweisen.



Abb. 11 zeigt das Resultat der Neutronenflussmessungen für 20 μ Fülldruck und 50 kV Stossspannung. In dieser Abbildung ist der totale Neutronenfluss zusammen mit dem Bewegungsablauf der Plasma-säule über der Zeit aufgetragen.

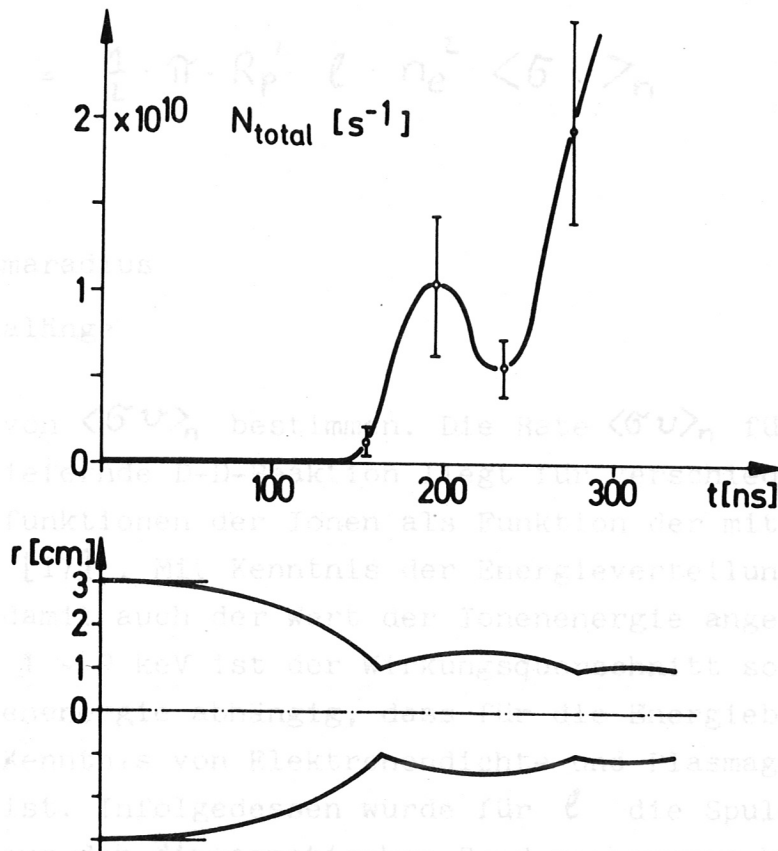


Abb. 11

Es tritt ein ausgeprägter Neutronenpeak auf, der eindeutig der ersten Kompression zuzuordnen ist. Aus dem totalen Neutronenfluss N der D-D-Reaktion: $D + D \rightarrow He_3 + n$ ergibt sich die Anzahl der Neutronen pro Sekunde. Die Art der angenommenen Energieverteilungsfunktion einen grösseren Einfluss auf die Energie-

^{*)} Die Streuexperimente wurden von P. Grünig durchgeführt [18].

^{**)} Linienprofilmessungen in der Implosionsanlage wurden von U. Schumacher durchgeführt.



bestimmung. Bei der Frage nach der Art der möglichen Verteilungsfunktion sind allerdings die dreidimensionalen Verteilungsfunktionen weitgehend ausgeschlossen. Wenn man sich einer mittleren axialen Geschwindigkeit von der Grösseordnung der Paalgeschwindigkeit sollten lässt sich bei Kenntnis des Plasmavolumens und der mittleren Elektronendichte n_e über:

$$N = \frac{1}{2} \cdot \pi \cdot R_p^2 \cdot \ell \cdot n_e^2 \cdot \langle \sigma v \rangle_n \quad (13)$$

R_p = Plasmaradius

ℓ = Plasmalänge

die Grösse von $\langle \sigma v \rangle_n$ bestimmen. Die Rate $\langle \sigma v \rangle_n$ für die Neutronen liefernde D-D-Reaktion liegt für verschiedene Energieverteilungsfunktionen der Ionen als Funktion der mittleren Ionenenergie vor [17]. Mit Kenntnis der Energieverteilungsfunktion lässt sich damit auch der Wert der Ionenenergie angeben. Im Energiebereich von 1 - 2 keV ist der Wirkungsquerschnitt so empfindlich von der Ionenenergie abhängig, dass für die Energiebestimmung nur eine grobe Kenntnis von Elektronendichte und Plasmageometrie erforderlich ist. Infolgedessen wurde für ℓ die Spulenlänge und für R_p der aus den diamagnetischen Sondenmessungen bestimmte Plasmaradius angenommen. Laserstreuungsmessungen⁺) sowie Starkprofilmessungen an D_β^{++}) ergaben übereinstimmend eine mittlere Elektronendichte von $1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ zum Zeitpunkt des ersten Kompressionsmaximums.

Während sich die Variation von $\langle \sigma v \rangle_n$ auf Grund möglicher Fehler der Werte von N , ℓ , R_p und n_e nur unwesentlich auf die Grösse der mittleren Ionenenergie auswirkt, hat die Art der angenommenen Energieverteilungsfunktion einen grösseren Einfluss auf die Energie-

⁺) Die Streuexperimente wurden von P.Grund durchgeführt [18].

⁺⁺) Linienprofilmessungen in der Implosionsphase wurden von U.Schumacher begonnen.

bestimmung. Bei der Frage nach der Art der möglichen Verteilungsfunktion sind zunächst dreidimensionale Verteilungsfunktionen weitgehend auszuschliessen. Ionen mit einer mittleren axialen Geschwindigkeit von der Grössenordnung der Radialgeschwindigkeit sollten in einer Zeit von etwa 200 - 300 ns die Spule in axialer Richtung verlassen. Die noch zu diskutierenden, wesentlich geringeren Plasmaverluste sind mit einer derartigen Annahme nicht vereinbar. Für zweidimensionale Verteilungsfunktionen kommen zwei Grenzfälle in Betracht: Einerseits der monoenergetische Fall mit dem geringsten und zum anderen die zweidimensionale Maxwellverteilung mit dem höchsten Wert für $\langle \sigma v \rangle_n$. Im ersten Fall erhält man aus dem gemessenen Neutronenfluss eine Ionenenergie von 1,8 keV, während Maxwell-ähnliche Verteilungen bis zu einem Faktor zwei kleinere Werte liefern. Schliesslich ist an Stelle der zweidimensionalen auch eine eindimensionale monoenergetische Verteilungsfunktion denkbar. Diese Annahme bedeutet, dass die Ionen über das erste Kompressionmaximum hinaus eine streng radiale Bewegung beibehalten. Mit 1,6 keV liefert die wesentlich eindimensionale monoenergetische Verteilungsfunktion nahezu die gleichen Energiewerte wie die zweidimensionale Verteilung. Unter Berücksichtigung der möglichen Grenzfälle der Energieverteilungsfunktion sollte die mittlere Ionenenergie nach der Implosion für den hier diskutierten Fall ($20 \mu \text{ D}_2$, 50 kV) im Bereich von 1 - 1,8 keV liegen. Um die noch relativ weit auseinanderfallenden Energiewerte weiter einzugrenzen, ist die genauere Kenntnis der Energieverteilungsfunktion erforderlich. Erste Hinweise auf die Art der Verteilungsfunktion ergeben sich aus der Untersuchung der Ionenaufheizung in der an die Implosion anschliessenden Zeitphase.

Diese weitere Energiezunahme der Ionen lässt sich auf Grund des stark ansteigenden Neutronenflusses in der angegebenen Weise verfolgen. Abb. 12 zeigt die Zunahme des totalen Neutronenflusses, registriert mit einem weniger empfindlichen Zähler in grösserem Abstand von der Entladung⁺).

⁺) vgl. Anhang

Diese Plasmadiagnostik ($\Delta B_z(t)$) wird durch ein im Vakuumfall genau kompariertes und genau kalibriertes Meßgerät, das in Abb. 13 dargestellten Prinzip gemäß

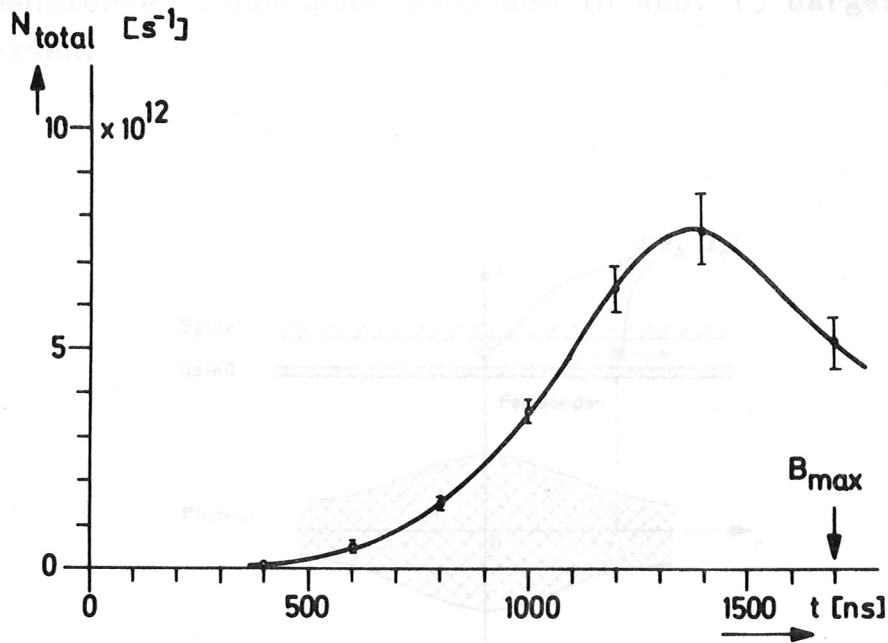


Abb. 12

Die Abbildung lässt erkennen, dass der Neutronenfluss noch vor dem Zeitpunkt des maximalen Kompressionsfeldes ein Maximum durchläuft, um dann in kurzer Zeit abzufallen. Dieses vorzeitige Maximum deutet bereits darauf hin, dass Plasmaverluste spätestens zum Zeitpunkt der maximalen Neutronenemission wesentlich werden sollten. Zur Bestimmung der mittleren Ionenenergie aus dem Neutronenfluss musste deshalb die für die erste Kompression noch mögliche grobe Volumenabschätzung durch eine genauere Untersuchung des Neutronen emittierenden Plasmavolumens ersetzt werden.

Um zunächst die Plasmageometrie und ihr zeitliches Verhalten zu erfassen, wurden auch in den späteren Phasen der Entladung magnetische Sondenmessungen durchgeführt. Das Zeitverhalten des Plasmaradius in der Spulenmittelebene ergab sich dabei aus diamagnetischen Sondenmessungen. Der axiale Verlauf des Radius $R_p(Z, t)$ konnte andererseits aus der Magnetfelddifferenz zwischen der festen Stelle $Z = 0$ und der variablen $Z = Z_0$ bestimmt werden.

Diese Felddifferenz $\Delta B_A(z_0)$ wird durch ein im Vakuumfall genau kompensiertes Sondenpaar nach dem in Abb. 13 dargestellten Prinzip gemessen.

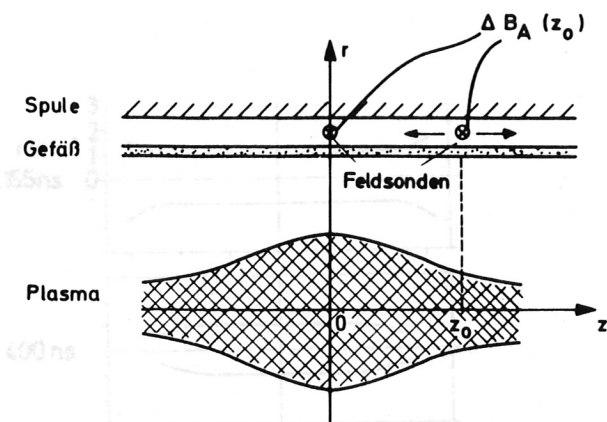


Abb. 13

Aus dem Wert von $\Delta B_A(z_0)$ lässt sich der Plasmaradius $R_p(z_0)$ relativ zum Radius $R_p(0)$ über die einfache Beziehung:

$$\frac{\Delta B_A(z_0)}{B_A} \approx \frac{R_p^2(0) - R_p^2(z_0)}{R_s^2} \quad (14)$$

ermitteln.

Dabei wird vorausgesetzt, dass $\Delta B_A(z) \ll B_A$ und B_A in radialer Richtung konstant ist.

6 4 2 0 2 4 6 Z (cm)

Abb. 14

Während die erste Bedingung gut erfüllt ist, folgt aus der zweiten, dass bei der Messung von $R_p(Z)$ über einen Bereich Z von der Grössenordnung des Abstandes Sonde- Plasmasäule (2-3 cm) gemittelt wird. Das aus den Sondenmessungen bestimmte Plasmavolumen ist in Abb. 14 für 7 Zeitpunkte wiedergegeben ($20 \mu D_2$, 50 kV).

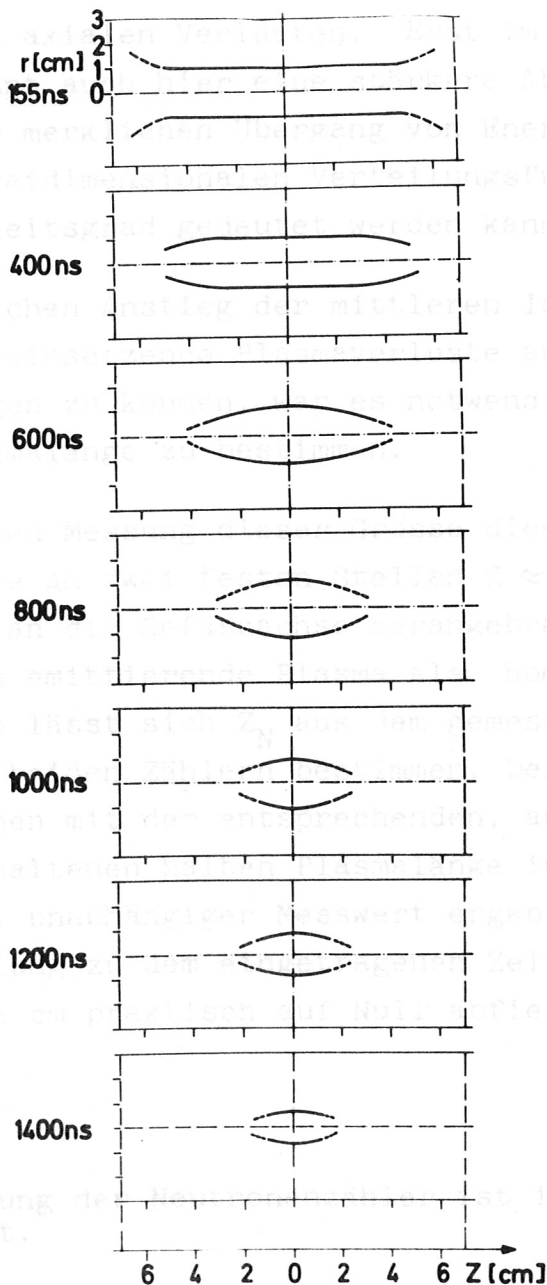


Abb. 14

Das erste Bild zeigt den Zeitpunkt der ersten Kompression. Hier wird bereits der Einfluss der Feldinhomogenität an den Spulenden sichtbar. Die Plasmasäule erhält an den Enden Z-Komponenten der Geschwindigkeit, die dazu führen, dass der entsprechende Plasmabereich in kurzer Zeit das Spulenvolumen verlässt. Auf Grund dieser "dynamischen" Endverluste beginnt eine rasche Abnahme der Plasmlänge, die auf den nächsten Bildern zu verfolgen ist. Demgegenüber bleibt der Mittelbereich der Plasmasäule offenbar über eine längere Zeit frei von axialen Verlusten. Erst im Zeitbereich von 800 - 1000 ns beginnt auch hier eine stärkere Abnahme des Plasmaquerschnitts die durch den merklichen Übergang von Energie aus einer zunächst wesentlich zweidimensionalen Verteilungsfunktion in den dritten, axialen Freiheitsgrad gedeutet werden kann.

Um den zeitlichen Anstieg der mittleren Ionenenergie in diesem durch relativ spät einsetzende Plasmaverluste ausgezeichneten Mittelbereich verfolgen zu können, war es notwendig, die Neutronen emittierende Plasmlänge zu bestimmen.

Zu einer groben Messung dieser Größe dienten zwei kleine Neutronenzähler, die an zwei festen Stellen $Z \approx 0$ und $Z = Z_0$ der Spule bis auf 4 cm an die Gefässachse herangebracht wurden⁺⁾ . Nimmt man das Neutronen emittierende Plasma als homogenen Zylinder der Länge $2 \cdot Z_N$ an, so lässt sich Z_N aus dem gemessenen Flussverhältnis zwischen den beiden Zählern bestimmen. Der zeitliche Verlauf von Z_N ist zusammen mit der entsprechenden, aus der Volumenbestimmung (Abb. 14) erhaltenen halben Plasmlänge in Abb. 15 aufgetragen. Ein weiterer, unabhängiger Messwert ergab sich daraus, dass die Kontinuumsstrahlung zu dem eingetragenen Zeitpunkt in der Beobachtungsebene $Z = 3,5$ cm praktisch auf Null abfiel.

⁺⁾ Die Anordnung der Neutronenzähler ist in Abb. 25 (s. Anhang) dargestellt.

Es wurde versucht, das Dichteprofil $n_e(r)$ aus dem radialen Verlauf der Kontinuumsstrahlung zu erhalten. Dieses Verfahren führte jedoch zu Elektronendichten, die in den Plasmarandbereichen wesentlich

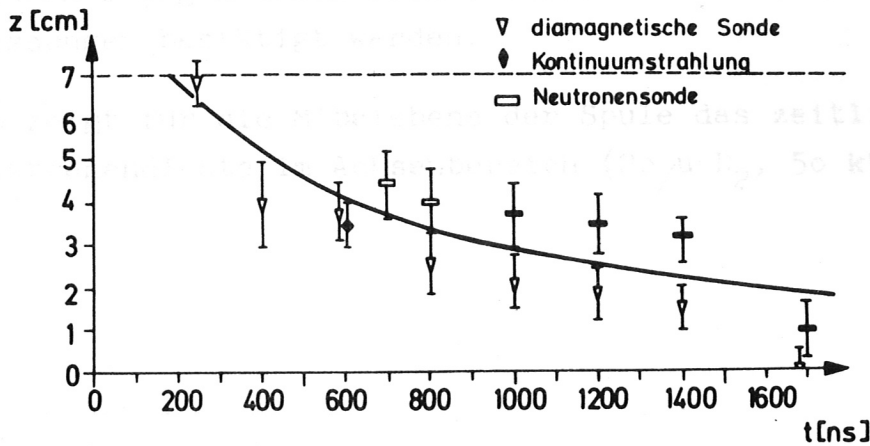


Abb. 15

Man erkennt, dass sich die Plasmasäule von zunächst 14 cm Länge auf 2 - 4 cm verkürzt. Infolge des grossen Fehlerbereichs der einzelnen Messverfahren lässt sich für die Plasmalänge nur ein sehr grober Wert angeben. Da die $\langle \sigma v \rangle_n$ - Kurven auch im Bereich der erhaltenen höheren Ionenenergien noch einen sehr steilen Verlauf besitzen, geht die Unsicherheit der Plasmalänge jedoch nur als geringer Fehler in die Energiewerte ein. Die Bestimmung der mittleren Ionenenergie wurde in der bereits erläuterten Weise vorgenommen, wobei aber Gl. (13) durch die genauere Form

$$N = \frac{1}{2} \cdot l \cdot \int_0^{R_p} n_e^2(r) \cdot 2\pi r \cdot \langle \sigma v \rangle_n \cdot dr \quad (15)$$

Als mögliche Ursache kann eine geringe Elektronentemperatur an der Oberfläche der Plasmasäule angenommen werden, die zu scheinbar zu ersetzen war.

zur Kontrolle wurde die Auswertung auch mit einem Kastenprofil für Es wurde versucht, das Dichteprofil $n_e(r)$ aus dem radialen Verlaufe der Kontinuumsstrahlung zu erhalten. Dieses Verfahren führte jedoch zu Elektronendichten, die in den Plasmarandbereichen wesentlich

zu hohe Werte annahmen⁺). Die im Achsenbereich gemessenen Dichtewerte waren dagegen wesentlich sicherer und konnten durch Laserstreuungsmessungen bestätigt werden.

Abb. 16 zeigt für die Mittelebene der Spule das zeitliche Verhalten der Elektronendichte im Achsenbereich ($20 \mu D_2$, 50 kV).

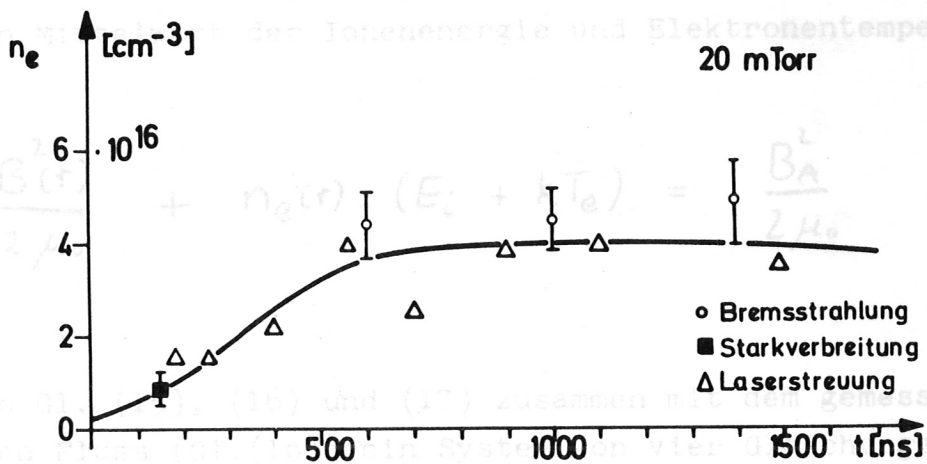


Abb. 16

Da der radiale Abfall der Dichte noch unsicher ist, wurde für die Auswertung von Gl. (15) nur der in Abb. 16 wiedergegebene Verlauf der Dichte im Achsenbereich benutzt. Ausserdem wurde die Annahme gemacht, dass sich das Dichteprofil in erster Näherung⁺⁺) durch eine Parabel

⁺) Als mögliche Ursache kann eine geringe Elektronentemperatur an der Oberfläche der Plasmasäule angenommen werden, die zu scheinbar zu hohen Elektronendichten führt.

⁺⁺) Zur Kontrolle wurde die Auswertung auch mit einem Kastenprofil für die Dichteverteilung durchgeführt. Dabei ergaben sich für die Werte von E_1 Abweichungen von weniger als 20 %.

$$n_e(r) = \begin{cases} \left(1 - \frac{r^2}{R_p^2}\right) \cdot n_e & \text{für } r \leq R_p \\ 0 & \text{für } r > R_p \end{cases} \quad (16)$$

n_e = Dichte auf der Achse

beschreiben lässt.

Mit dem lokalen Druckgleichgewicht für einen über den Radius konstanten Mittelwert der Ionenenergie und Elektronentemperatur⁺)

$$\frac{B^2(r)}{2\mu_0} + n_e(r) \cdot (E_i + kT_e) = \frac{B_A^2}{2\mu_0} \quad (17)$$

ergeben Gl. (15), (16) und (17) zusammen mit dem gemessenen verdrängten Fluss (Gl.(10)) ein System von vier Gleichungen für die vier Grössen $n_e(r)$, $B(r)$, R_p und E_i . Das Gleichungssystem wurde mit Hilfe eines Iterationsverfahrens numerisch gelöst.

Der Wert der mittleren Ionenenergie E_i kann jedoch durch Vorgabe einer zweidimensionalen monoenergetischen oder einer zweidimensionalen Maxwellverteilung wieder nur nach oben und unten eingegrenzt werden. Das Ergebnis der Energieauswertung ist für diese beiden Grenzfälle in Abb. 17 dargestellt (20/μ D₂, 50 kV)

Ein erster Hinweis auf die Art der Verteilungsfunktion lässt sich nun aus dem Verhältnis von gaskinetischem zu dem äusseren magnetischen Druck:

⁺) Für kT_e wurden die aus Laserstreuexperimenten [18] gewonnenen Werte zugrunde gelegt, die jedoch gegen E_i praktisch zu vernachlässigen sind.

$$\frac{B_A^2}{2\mu_0}$$

gewinnen.

In Abb. 17 ist dieses Verhalten für den Achsenbereich über der Zeit aufgetragen.

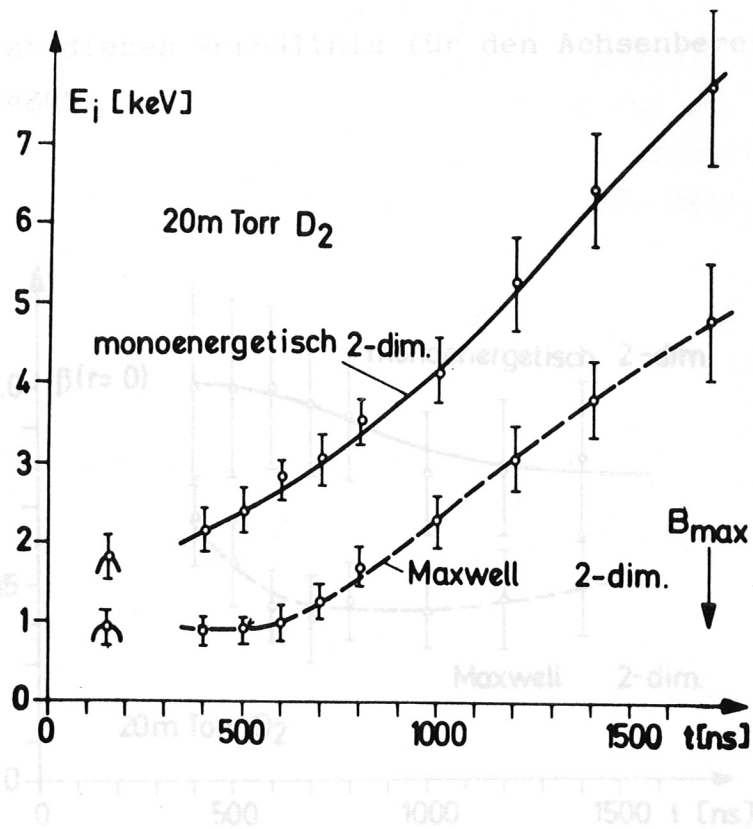


Abb. 17

Bei einer Anfangsenergie von 1 - 1,8 keV führt die weitere Plasmaaufheizung in der adiabatischen Phase der Kompression auf mittlere Ionenenergien im Bereich von 5 - 7 keV. Die für die beiden diskutierten Grenzfälle der Verteilungsfunktion auseinanderfallenden Kurven zeigen, dass der wesentliche Fehler der Energiebestimmung aus der ungenügenden Kenntnis der Energieverteilungsfunktion resultiert.

Ein erster Hinweis auf die Art der Verteilungsfunktion lässt sich nun aus dem Verhältnis von gaskinetischem zu dem äusseren magnetischen Druck:

$$\beta = \frac{n_e \cdot (E_i + kT_e)}{B_A^2 / 2\mu_0} \quad (19)$$

gewinnen.

Unabhängig von den direkten Feldmessungen liefert das Zeitverhalten In Abb. 18 ist dieses Verhältnis für den Achsenbereich über der Zeit aufgetragen. Die Kurve, die sich durch Integration der beiden diskutierten Verteilungsfunktionen in Abb. 19 als Funktion der Zeit aufgetragen.

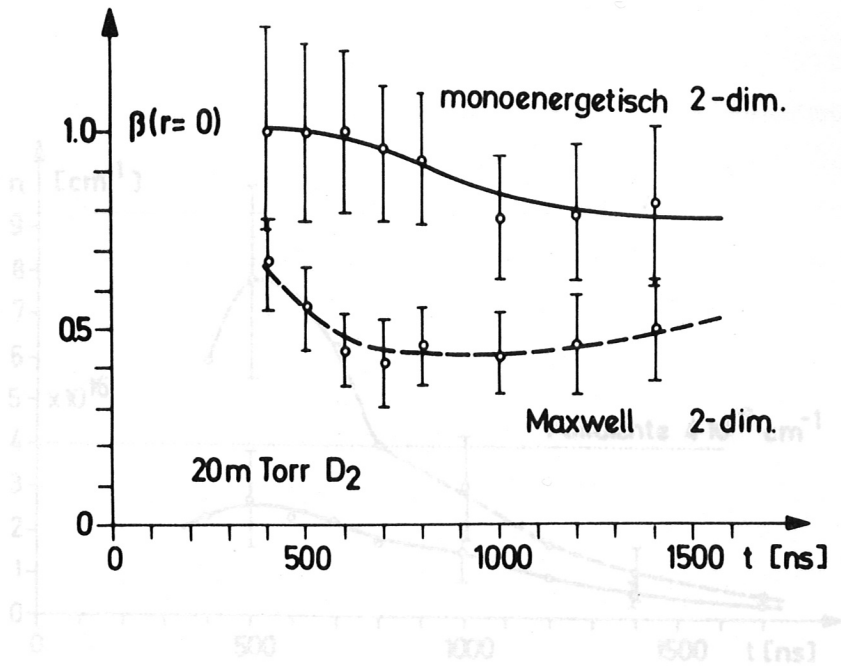


Abb. 18

Man erkennt, dass die β -Werte bei Annahme einer monoenergetischen Verteilungsfunktion im Bereich von 1 beginnen und damit in frühen Phasen einem feldfreien Plasma auf der Achse entsprechen. Dieser Kurvenbeginn wird durch die Ergebnisse der direkten Sondennmessungen bestätigt, die bis über die erste Kompression hinaus gleichfalls praktisch kein Feld im Achsenbereich anzeigen. Demgegenüber ist der β -Verlauf im Fall der Maxwellverteilung mit den Resultaten der Magnetfeldmessungen kaum vereinbar. Auf Grund der kleinen β -Werte müsste das Magnetfeld auf der Achse auch in den frühen Phasen bereits etwa 70 % des Aussenfeldes betragen. Angenommen werden sollte. Auf das Vorliegen einer streng

Unabhängig von den direkten Feldmessungen liefert das Zeitverhalten der Liniendichte eine weitere Aussage, die gegen die Annahme einer Maxwellverteilung spricht. Die Liniendichte die sich durch Integration von Gl. (16) ergibt, ist für die beiden diskutierten Verteilungsfunktionen in Abb. 19 als Funktion der Zeit aufgetragen.

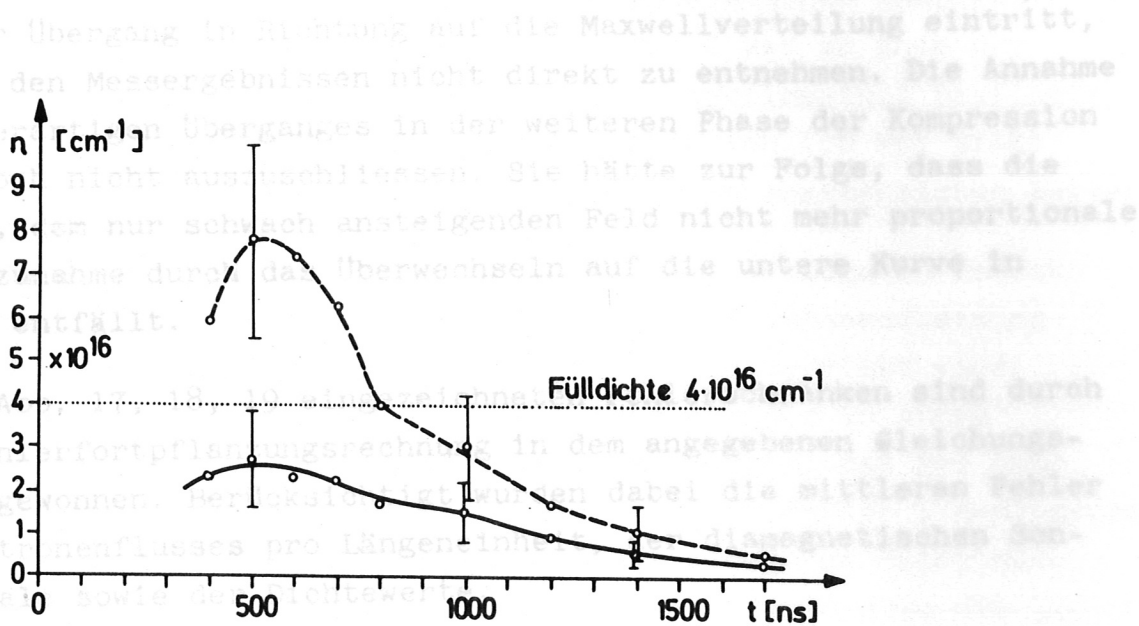


Abb. 19

Wie die Abb. 19 zeigt, liefert die Maxwellverteilung in den frühen Phasen der Kompression Liniendichten die grösser sind als es der Füll-dichte entspricht. Im Fall der monoenergetischen Verteilungsfunktion ergibt sich dagegen ein Maximalwert von etwa 70 % der Füll-liniendichte. Das ist durch unvollständige Teilchenmitnahme in der Implosion sofort zu erklären.

Beide Resultate sprechen dafür, dass in den frühen Zeitphasen für die Energiebestimmung besser eine monoenergetische Verteilungsfunktion angenommen werden sollte. Auf das Vorliegen einer streng

monoenergetischen Verteilungsfunktion kann aus diesem Ergebnis allerdings nicht geschlossen werden. Vielmehr sollten die hochenergetischen Energieanteile der Maxwellverteilung, die für die Grösse der Fusionsrate wesentlich sind, zu Beginn der Kompression noch fehlen.

Wann der Übergang in Richtung auf die Maxwellverteilung eintritt, ist aus den Messergebnissen nicht direkt zu entnehmen. Die Annahme eines derartigen Überganges in der weiteren Phase der Kompression ist jedoch nicht auszuschliessen. Sie hätte zur Folge, dass die spätere, dem nur schwach ansteigenden Feld nicht mehr proportionale Energiezunahme durch das Überwechseln auf die untere Kurve in Abb. 17 entfällt.

Die in Abb. 17, 18, 19 eingezeichneten Fehlerschranken sind durch eine Fehlerfortpflanzungsrechnung in dem angegebenen Gleichungssystem gewonnen. Berücksichtigt wurden dabei die mittleren Fehler des Neutronenflusses pro Längeneinheit, der diamagnetischen Sondensignale sowie der Dichtewerte.

Auf Grund dieses Ergebnisses wurde versucht, durch Verringerung des Fülldruckes auf gleichfalls $10 \mu \text{ D}_2$ die Energieaufnahme der Ionen entsprechend Gl.(2) wesentlich zu steigern.

Bereits die in Abb. 20 als Funktion des Ausgangsdruckes dargestellte Neutronenausbeute deutet jedoch darauf hin, dass diese weitere Erhöhung der Teilchenenergie nicht erreicht wird.

⁴⁾ Nach Gl. (3) sollte zugleich der Wirkungsgrad im Fall des höheren Feldanstiegs um den Faktor 3 höher liegen. Damit übereinstimmend beträgt der Energieaufwand zur Aufheizung der gleichen Ionenzahl (pro Längeneinheit) hier 45 kJ/14 cm und in dem zum Vergleich herangezogenen Experiment $1,5 \text{ MJ/150 cm}$ Spulenlänge.

6) Die Auswirkung des hohen Feldanstieges auf die Ionenaufheizung

Die durch einen sehr hohen Feldanstieg mögliche Steigerung der Ionenenergie soll zunächst am Fall von 20μ D₂ Fülldruck und 50 kV Stossspannung gezeigt werden.

In diesem Fall erhält man aus den genannten einfachen Kompressionsmodellen eine mittlere Ionenenergie von etwa 2 keV am Ende der ersten Kompression. Demgegenüber liegt der experimentell bestimmte Wert der Ionenenergie mit einer oberen Grenze von 1,8 keV nicht wesentlich unter den aus idealisierten Modellen abgeschätzten Werten.

Der Vergleich mit einem Kompressionsexperiment geringeren Feldanstiegs zeigt, dass die erwartete Steigerung der Ionenaufheizung auch in der adiabatischen Phase der Kompression erreicht wird. Dazu soll die im Feldmaximum erreichte Ionenenergie in einem grösseren Theta-Pinch-Experiment betrachtet werden, das bei etwa gleichem Maximalfeld einen um etwas mehr als den Faktor 5 geringeren Feldanstieg besitzt [19]. Entsprechend der einfachen Energieabschätzung nach Gl.(2) sollte dort für 10μ Fülldruck etwa die gleiche Maximalenergie erhalten werden, wie bei 20μ in der schnellen Kompression. Dies wird durch Messungen gut bestätigt, die in beiden Fällen eine maximale Ionenenergie im Bereich von 5 keV liefern⁺).

Auf Grund dieses Ergebnisses wurde versucht, durch Verringerung des Fülldruckes auf gleichfalls 10μ D₂ die Energieaufnahme der Ionen entsprechend Gl.(2) wesentlich zu steigern.

Bereits die in Abb. 20 als Funktion des Ausgangsdruckes dargestellte Neutronenausbeute deutet jedoch darauf hin, dass diese weitere Erhöhung der Teilchenenergie nicht erreicht wird.

⁺Nach Gl. (3) sollte zugleich der Wirkungsgrad im Fall des höheren Feldanstiegs um den Faktor 3 höher liegen. Damit übereinstimmend beträgt der Energieaufwand zur Aufheizung der gleichen Ionenzahl (pro Längeneinheit) hier 45 kJ/14 cm und in dem zum Vergleich herangezogenen Experiment 1,5 MJ/150 cm Spulenlänge.

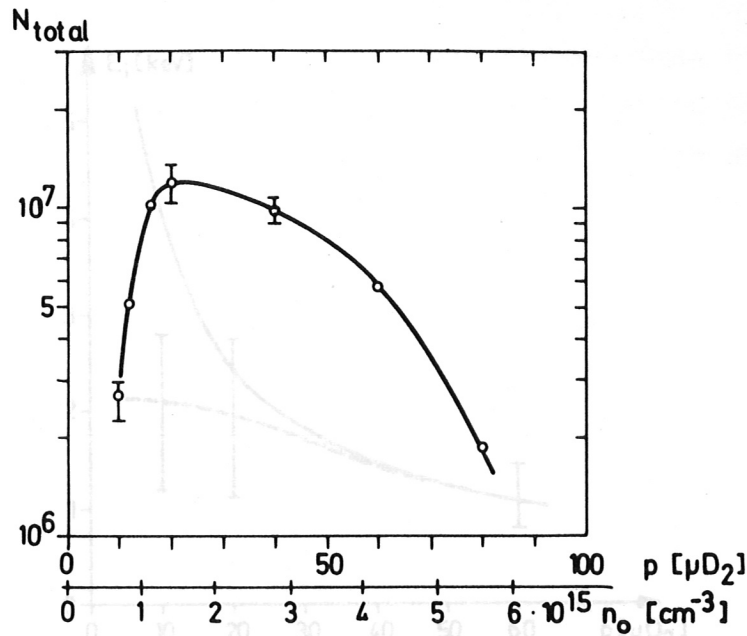


Abb. 20

Der Verlauf der Neutronenausbeute zeigt im Bereich von $20 \mu\text{D}_2$ (entsprechend einer Anfangsatomdichte von $1,4 \cdot 10^{15} \text{cm}^{-3}$) ein Maximum und fällt für kleinere Fülldichten stark ab. Dieser erste Hinweis auf eine Begrenzung der Ionenaufheizung wird durch eine in der angegebenen Weise durchgeführte Energieauswertung bestätigt. Als Resultat der Auswertung ist die mittlere Ionenenergie zum Zeitpunkt $t = 600 \text{ ns}$ für drei verschiedene Fülldrucke in Abb. 21 wiedergegeben ($U_0 = 50 \text{ kV}$).

+) Ausgehend von einem etwas erweiterten Free-particle-Modell, in dem keine infinitesimale, sondern eine endliche Breite der Stromschicht vorausgesetzt wurde, ergab sich bei Annahme einer zeitlich konstanten Schichtverbreiterung auf beispielsweise 1 cm bereits eine Verminderung der mittleren Ionenenergie am Ende der Implosion um etwa 30% gegenüber dem Free-particle-Modell.

starke Felddiffusion zu einer Verkürzung des effektiven Kompressionsweges. Die Folge ist, dass offensichtlich nicht mehr der maximal mögliche Energieertrag von den Ionen aufgenommen wird. Daher erschien es wichtig, den Vorgang der Felddiffusion näher zu untersuchen, um auf diese Weise einen Hinweis auf die möglichen Ursachen der mangelhaften Ionenaufheizung zu erhalten.

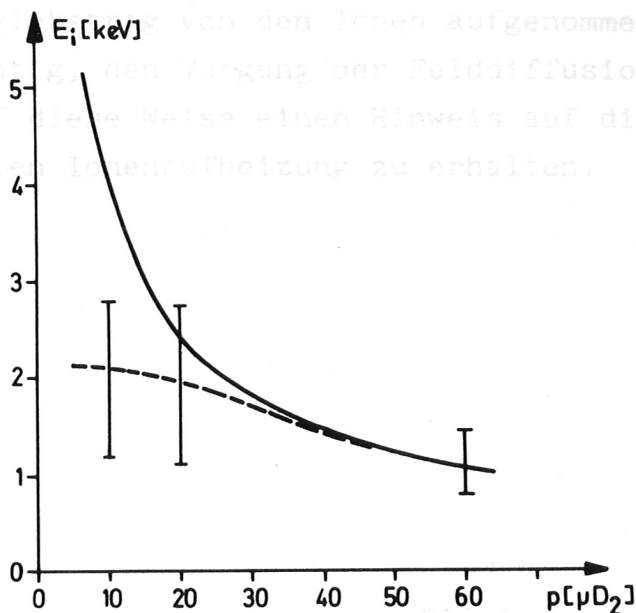


Abb. 21

Um den möglichen Einfluss von Endverlusten auf das Ergebnis auszuschliessen, liegt der betrachtete Zeitpunkt am Anfang der adiabatischen Phase der Kompression. Die ungenügende Kenntnis der Energieverteilungsfunktion führt wieder zu einer relativ weiten oberen und unteren Grenze der Energiewerte. Dennoch ist zu erkennen, dass bei 10μ Fülldruck eine deutliche Abweichung von dem zu erwartenden Verlauf $E \sim 1/\rho_0^{3/4}$ (Gl. (2)) eintritt.

Es liegt nahe, diese Begrenzung der Ionenaufheizung mit der zuvor gezeigten zunehmenden Verbreiterung der Stromschicht bei kleinen Ausgangsdichten in Verbindung zu bringen⁺⁾ . Zunächst führt die

⁺⁾ Ausgehend von einem etwas erweiterten Free-particle-Modell, in dem keine infinitesimale, sondern eine endliche Breite der Stromschicht vorausgesetzt wurde, ergab sich bei Annahme einer zeitlich konstanten Schichtverbreiterung auf beispielsweise 1 cm bereits eine Verminderung der mittleren Ionenenergie am Ende der Implosion um etwa 30 % gegenüber dem Free-particle-Modell.

starke Felddiffusion zu einer Verkürzung des effektiven Kompressionsweges. Die Folge ist, dass offensichtlich nicht mehr der maximal mögliche Energiebetrag von den Ionen aufgenommen wird. Daher erschien es wichtig, den Vorgang der Felddiffusion näher zu untersuchen, um auf diese Weise einen Hinweis auf die möglichen Ursachen der mangelhaften Ionenaufheizung zu erhalten.

Die Ausbreitung dieser scharfen Feldfront wird verständlich, wenn man die Phasengeschwindigkeit mit der Schallgeschwindigkeit des Elektronengases vor der Front vergleicht. Bei der zu etwa 0,5 eV bestimmten Elektronentemperatur des Ausgangsplasmas liegt die Schallgeschwindigkeit der Elektronen entsprechend

$$c_0 = 5,4 \cdot 10^7 \sqrt{T_e \text{ (eV)}} \quad [\text{cm/s}] \quad (22)$$

Während die maximale Frontgeschwindigkeit mit etwa $2 \cdot 10^7$ cm/s bei niedrigen Dichten noch deutlich von c_0 übertroffen wird, erreicht die Front der Kompressionswelle bei kleinen Ausgangsdichten mit $n_0 \approx 3 \cdot 10^{17}$ cm⁻³ bereits den Überschallbereich des Elektronengases. Der Übergang zu Machzahlen > 1 äußert sich durch einen deutlich stärkeren Sprung des Feldes an der Front der Ionenleiter (Abb. 1). Die bei Unterschall- und Überschallausbreitung charakteristisch scharfe Struktur der Feldfront wird in der Abb. 2¹⁾ sichtbar. In der das direkte Sendesignal für einen hohen ($60 \mu\text{m D}_2$) sowie einen geringeren ($10 \mu\text{m D}_2$) Fülldruck unter sonst gleichen Bedingungen wiedergegeben ist.

¹⁾ Mit dem unteren Oszillographenstrahl wurde jeweils zur Zeitzuordnung wieder das magnetische Sendesignal mitaufgezeichnet.

7) Diskussion der Magnetfeldstruktur

Wie die direkten Sondenmessungen zeigen, dringt das äussere Magnetfeld bei kleinen Ausgangsdichten über eine grosse Strecke, jedoch bis zu einer äusserst scharfen Grenze in das komprimierende Plasma ein.

Die Ausbildung dieser scharfen Feldfront wird verständlich, wenn man die Frontgeschwindigkeit mit der Schallgeschwindigkeit des Elektronengases vor der Front vergleicht. Bei der zu etwa 0,5 eV bestimmten Elektronentemperatur des Ausgangsplasmas liegt die Schallgeschwindigkeit der Elektronen entsprechend

$$C_e = 5,4 \cdot 10^7 \sqrt{T_e (\text{eV})} \quad [\text{cm/s}] \quad (22)$$

bei $4 \cdot 10^7$ cm/s.

Während die maximale Frontgeschwindigkeit von etwa $2 \cdot 10^7$ cm/s bei hoher Füllichte noch deutlich von C_e übertroffen wird, erreicht die Front der Kompressionswelle bei kleinen Ausgangsdichten mit Geschwindigkeiten von $5 - 8 \cdot 10^7$ cm/s bereits den Überschallbereich des Elektronengases. Der Übergang zu Machzahlen > 1 äussert sich durch einen deutlich steileren Magnetfeldsprung an der Front der implodierenden Schicht. Die bei Unter- und Überschallströmung unterschiedlich scharfe Struktur der Feldfront wird in der Abb. 22 sichtbar, in der das direkte SONDENSIGNAL für einen hohen ($60 \mu D_2$) sowie einen geringen ($10 \mu D_2$) Fülldruck unter sonst gleichen Bedingungen wiedergegeben ist.

⁺) Mit dem unteren Oszillographenstrahl wurde jeweils zur Zeitzuordnung wieder das diamagnetische SONDENSIGNAL mitaufgezeichnet. Das Ziel der weiteren Diskussion war, die möglichen Ursachen für die Felddiffusion bis zu dieser Grenze aufzuzeigen.

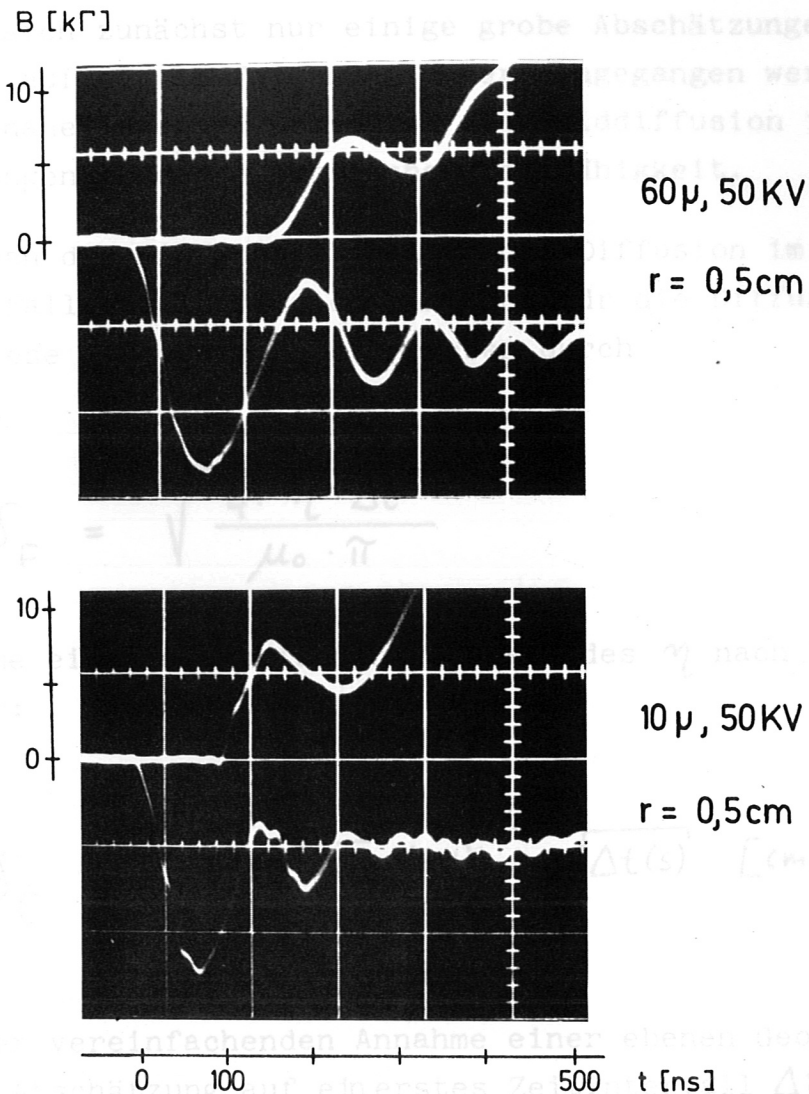


Abb. 22

Im Fall der kleinen Ausgangsdichte erkennt man einen äusserst scharfen ersten Anstieg des Magnetfeldes, der praktisch durch die Anstiegszeit des Oszillographen bestimmt wird. Die bei den kleinen Fülldichten besonders starke Felddiffusion erstreckt sich also bis zu einer Grenze, die als Stosswelle im Elektronengas gedeutet werden kann. Das Ziel der weiteren Diskussion war, die möglichen Ursachen für die Felddiffusion bis zu dieser Grenze aufzuzeigen.

Dazu lassen sich zunächst nur einige grobe Abschätzungen durchführen, auf die im folgenden näher eingegangen werden soll. Ein erster, naheliegender Grund ist die Felddiffusion in ein Plasma mit ungenügender elektrischer Leitfähigkeit.

Betrachtet man der Einfachheit halber die Diffusion im ebenen, stationären Fall, so lässt sich ein Mass für die Diffusionsstrecke gewinnen. Diese Strecke δ_F ist gegeben durch

$$\delta_F = \sqrt{\frac{4 \cdot \eta \cdot \Delta t}{\mu_0 \cdot \pi}} \quad (23)$$

Unter Annahme eines elektrischen Widerstandes η nach Spitzer [20] folgt weiter:

$$\delta_F = 1,7 \cdot 10^3 \cdot T_e \text{ (eV)}^{-3/4} \cdot \sqrt{\Delta t \text{ (s)}} \quad [\text{cm}] \quad (24)$$

Auf Grund der vereinfachenden Annahme einer ebenen Geometrie bleibt diese grobe Abschätzung auf ein erstes Zeitintervall Δt beschränkt, für das im Experiment etwa 50 ns angenommen werden können (vgl. Abb. 9).

Wenn die Elektronentemperatur den gemessenen Anfangswert von etwa 0,5 eV beibehält, dringt das Feld nach Gl. 24 in dieser Zeit eine Strecke von etwa 1 cm ein. Die mit der Felddiffusion verbundene lokale ohmsche Aufheizung der Elektronen

$$\frac{\partial T_e(r,t)}{\partial t} = \frac{1}{e \cdot n_e} \cdot \eta(r,t) \cdot j^2(r,t) \quad (25)$$

n_e = Elektronendichte

e = Elementarladung

$j(r,t)$ = Stromdichte

muss jedoch die Diffusionsstrecke δ_F begrenzen. Die Grössenordnung der Elektronenaufheizung lässt sich aus Gl. (25) in Verbindung mit Gl. (24) abschätzen.

Bereits nach einer Zeit Δt von 50 ns findet man eine starke Zunahme der Elektronentemperatur T_e in den Randbereichen des Plasmas. Hier steigt die Temperatur vom Ausgangswert von 0,5 eV auf etwa 20 eV an.

Nach Gl. (24) aber sollte diese starke Aufheizung der Elektronen die weitere Felddiffusion verhindern. Es ist jedoch zu prüfen, inwieweit Energieverluste bei höheren Werten von T_e wirksam werden.

Auf Grund des hohen radialen Temperaturgradienten muss als erster Verlustmechanismus die Wärmeleitung in radialer Richtung in Betracht gezogen werden.

Eine einfache Abschätzung des Einflusses der Wärmeleitung liefert der Vergleich der Felddiffusionsstrecke δ_F mit dem Wärmediffusionsweg:

$$\delta_w = \sqrt{\frac{\kappa}{\gamma} \cdot \Delta t} \quad (26)$$

κ = Wärmeleitungskoeffizient

γ = Wärmekapazität

Für den hier vorliegenden Fall des Wärmetransportes senkrecht zum Magnetfeld folgt mit dem Wert von κ nach Spitzer [20] weiter:

n_e = Elektronendichte

S_1 = Ionisierungsrate

Mit der Implisionsgeschwindigkeit v der Schicht lässt sich aus Gl. (26) ein Ionisierungsweg der Neutralatome angeben, der die Form erhält:

$$\delta w_{\perp} = 1,5 \cdot 10^{10} \cdot \sqrt{\frac{1}{1 + (\omega_{ge} \cdot \tau_{ce})^2}} \cdot T_e^{5/4} (\text{eV}) \cdot \sqrt{\frac{\Delta t (\text{s})}{n_e (\text{cm}^{-3})}} [\text{cm}] \quad (27)$$

ω_{ge} = Gyrationfrequenz der Elektronen

τ_{ce} = Eigenstosszeit der Elektronen [20]

Im Rahmen der groben Abschätzung kann der Einfluss der Wärmeleitung offenbar solange vernachlässigt werden, wie die Wärmediffusionsstrecke kleiner als die Felddiffusionsstrecke bleibt. Bei Einsetzen von Zahlenwerten in Gl. (27) zeigt sich nun, dass die Bedingung $\delta_F > \delta w_{\perp}$ bereits bei Feldern von $1 \text{ k}\Gamma$ noch für Elektronentemperatur von über 20 eV erfüllt ist.

Als weitere Ursache für einen Energieverlust der Elektronen und damit für die Begrenzung der elektrischen Leitfähigkeit des Plasmas sind Ionisationsprozesse während der Implosion denkbar. Bei einem Anfangsionisierungsgrad um 50% sollten bei $20 \mu\text{D}_2$ Fülldruck noch Neutralatome mit einer Dichte von etwa $7 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ vorhanden sein. Dieses Neutralgas wird von der implodierenden Schicht aufgenommen und die anfängliche Neutraldichte reduziert sich entsprechend

$$n_0 = n_{0A} \cdot e^{-n_e \cdot S_i \cdot \Delta t} \quad (28)$$

n_e = Elektronendichte

S_i = Ionisierungsrate

Mit der Implosionsgeschwindigkeit V der Schicht lässt sich aus Gl. (28) ein Ionisierungsweg der Neutralatome angeben, der die Form erhält:

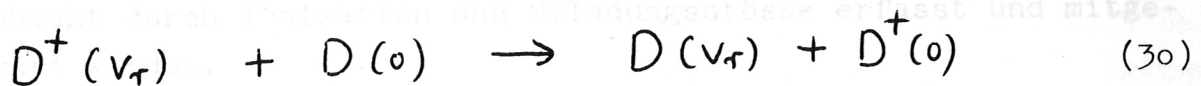
$$\delta_i = \frac{V}{S_i \cdot n_e} \quad (29)$$

Wird nun die Strecke δ_i vergleichbar mit dem durch Felddiffusion aufgeheizten Aussenbereich δ_F , so muss auch ein Energieverlust der Elektronen durch ionisierende Stösse berücksichtigt werden. Entsprechend dieser Bedingung sollte der Ionisierungsprozess bei Elektronendichten von $1 - 2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ sowie einer mittleren Implosionsgeschwindigkeit um 10^7 cm/s für Elektronentemperaturen oberhalb von 10 eV merklich werden. Unterhalb von 10 eV fällt jedoch die als Funktion von T_e vorliegende Ionisierungsrate S_i [21] so steil ab, dass die Elektronentemperatur auf Werte von mindestens einigen eV ansteigen sollte, bevor die weitere Aufheizung der Elektronen auf Grund von Stossionisation verlangsamt werden kann. Insgesamt zeigt sich also, dass auch bei Berücksichtigung von Wärmeleitung und Stossionisation der niedrige Anfangswert der Elektronentemperatur in kurzer Zeit wesentlich überschritten werden sollte. Als erste experimentelle Aussage deuten Laserstreumessungen darauf hin, dass offenbar eine genügende Aufheizung der Elektronen in der Implosion erreicht wird. Hier wurden im untersuchten Fülldruckbereich von $10 - 60 \mu \text{ D}_2$ zum Implosionsmaximum nach $150 - 200 \text{ ns}$ Elektronentemperaturen von $70 - 90 \text{ eV}$ nachgewiesen [18].

Unter Annahme der normalen elektrischen Leitfähigkeit des Plasmas nach Spitzer [20] ist damit die einfache Felddiffusion als Ursache für die beobachtete Stromschichtverbreiterung weitgehend auszuschliessen.

Die im Temperaturbereich von 5 - 10 eV einsetzende Ionisation von Neutralgas gibt jedoch eine weitere Erklärungsmöglichkeit für die Ausbildung einer breiten Stromschicht in der Implosion. Dazu ist vorauszusetzen, dass die Ionisierung vorwiegend in den Aussenbereichen der implodierenden Schicht erfolgt. Auf diese Weise würde in der Implosionsphase ein grösserer Anteil stark felddurchsetzten Plasmas erzeugt. Da die durch Ionisierung geschaffenen Ladungsträger jeweils erst in radialer Richtung beschleunigt werden müssen, sollte sich die komprimierende Plasmaschicht in der Ionisierungszone weiter ausdehnen.

Für die Abbremsung der Schicht in den Aussenbereichen können neben Ionisierungsstössen der Elektronen auch Umladungsstösse von Ionen und Neutralatomen:



von Bedeutung werden.

Definiert man analog zu Gl. (29) die freie Weglänge für einen Umladungsstoss

$$\delta_U = \frac{v}{s_U \cdot n_i} \quad (31)$$

s_U = Stossrate für Umladungsstösse

n_i = Ionendichte (= n_e).

so findet man für Ionendichten von $2 \cdot 10^{15}$ und einer mittleren Ionengeschwindigkeit v von $3 \cdot 10^7$ cm/s (entsprechend einer Energie von 1 keV) für δ_U bereits einen Wert von etwa 1 cm. Bei kleineren Ionengeschwindigkeiten nimmt dieser Wert noch stark ab.

Zusammengefasst zeigen die einfachen qualitativen Betrachtungen, dass zwei Mechanismen die Ausbildung der breiten Stromschicht im Plasma erklären können:

Einmal ist eine anomale Reibung der Elektronen denkbar, wie sie für Plasmen sehr geringer Dichten beobachtet wurde [22,23]. In diesem Fall sollte der elektrische Widerstand des Plasmas erheblich über den von Spitzer hergeleiteten klassischen Werten liegen, so dass eine Felddiffusion in stärkerer Masse möglich würde. Zum anderen können Nachionisation und Umladungsstösse in den Plasmaausserbereichen zu einer wesentlichen Verbreiterung der Stromschicht führen. Zugleich wird verständlich, dass eine Schichtverbreiterung bei höheren Ausgangsdichten, aber auch bei Experimenten kleiner Implosionsgeschwindigkeit nur in geringem Masse auftritt. In beiden Fällen sollten vorhandene Neutralteilchen entsprechend Gl. (29) und Gl. (31) unmittelbar nach Eintritt in die komprimierende Schicht durch Ionisation und Umladungsstösse erfasst und mitgeführt werden.

Es ist zu erwarten, dass weitere Experimente wesentlich zur Klärung der zuvor diskutierten Fragen beitragen. Ein erster Weg dazu ist die genauere Untersuchung der Implosionsphase der schnellen Theta-Pinch-Entladung. Weiterhin muss versucht werden, ein sowohl im Ionisierungsgrad wie in der elektrischen Leitfähigkeit verbessertes Ausgangsplasma zu schaffen. Damit könnte entschieden werden, ob und inwieweit die breite Struktur der Stromschicht und die offenbar damit verbundene Begrenzung der Ionenaufheizung eine Folge mangelhafter Anfangsbedingungen ist.

Es wäre zu wünschen, dass die genannten Kapazitäten soweit zu reduzieren, wie es die damit verbundene Zunahme der Induktivitäten von Kollektor und Stromleitungen zulies. Die folgende Abb. 23 zeigt den erreichten zeitlichen Anstieg der Umfangsspannung an der Kompressorkathode (bezogen auf die Stossspannung U_0).

^{*)} Es war ein möglichst grosser Arbeitsbereich der Funkenstrecken anzustreben, da ein Nachstellen der Funkenstreckenabstände bei Variation der Stossspannung infolge der grossen Anzahl einer erheblichen Arbeitsaufwand erfordert.

A N H A N G

a) Zum Aufbau der Stossbatterie

Im folgenden soll auf einige Punkte näher eingegangen werden, die sich als wesentliche technische Voraussetzungen für die Durchführung der Kompressionsexperimentes ergeben.

Die Forderung nach einer möglichst niedrigen Induktivität der Stossbatterie machte es notwendig, die Stosstromanlage in eine grosse Zahl von parallel geschalteten Einzelkreisen aufzuteilen. Ausgehend von der kurzen Implosionszeit des Plasmas in der Grössenordnung von 10^{-7} s war vorzusetzen, dass die Schaltzeitstreuung auch bei der grossen Zahl (96) der Schaltfunkenstrecken klein gegen die genannte Zeitdauer der ersten Kompression des Plasmas blieb. Nur so war es möglich, den erreichten hohen Feldanstieg über einen grösseren Zeitraum der Implosionsphase voll auszunützen. Eine dazu entwickelte Dreielektrodenfunkenstrecke gestattete es, bei festem Funkenstreckenabstand, entsprechend einer stationären Durchschlagsspannung von etwa 45 kV, bis zu Arbeitsspannungen von $25 \text{ kV}^+)$ die Stosskondensatoren mit einer Streuung von unter 10^{-8} s auf die Kompressionsspule zu schalten.

Ausser einer Streuung des Schaltzeitpunktes der Funkenstrecken bedingt auch die Aufladung der Kapazitäten von Stromkollektor und Stromzuleitungen über den induktiven und ohmschen Widerstand der Funkenstrecken einen endlichen Anstieg der Spannung an der Kompressionsspule. Infolgedessen waren die genannten Kapazitäten soweit zu reduzieren, wie es die damit verbundene Zunahme der Induktivitäten von Kollektor und Stromzuleitungen zulies. Die folgende Abb. 23 zeigt den erreichten zeitlichen Anstieg der Umfangsspannung an der Kompressionsspule (bezogen auf die Stossspannung U_0).

^{†)} Es war ein möglichst grosser Arbeitsbereich der Funkenstrecken anzustreben, da ein Nachstellen der Funkenstreckenabstände bei Variation der Stossspannung infolge der grossen Anzahl einen erheblichen Arbeitsaufwand erfordert.

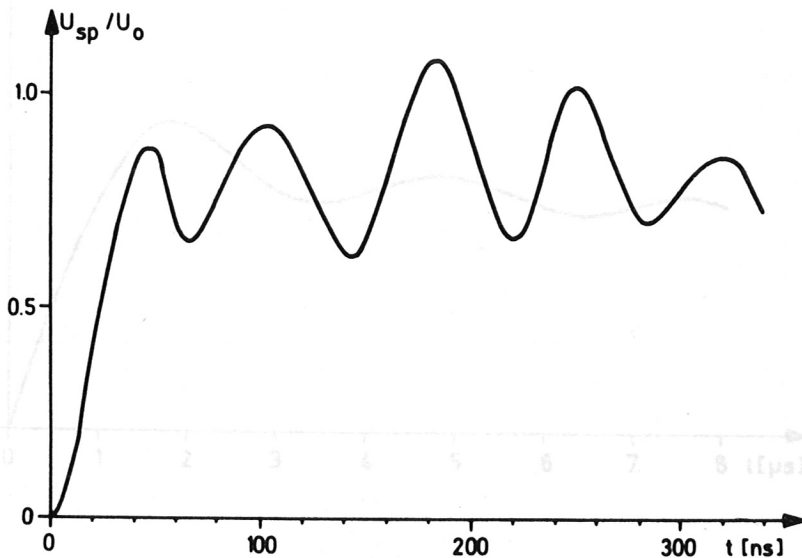


Abb. 23

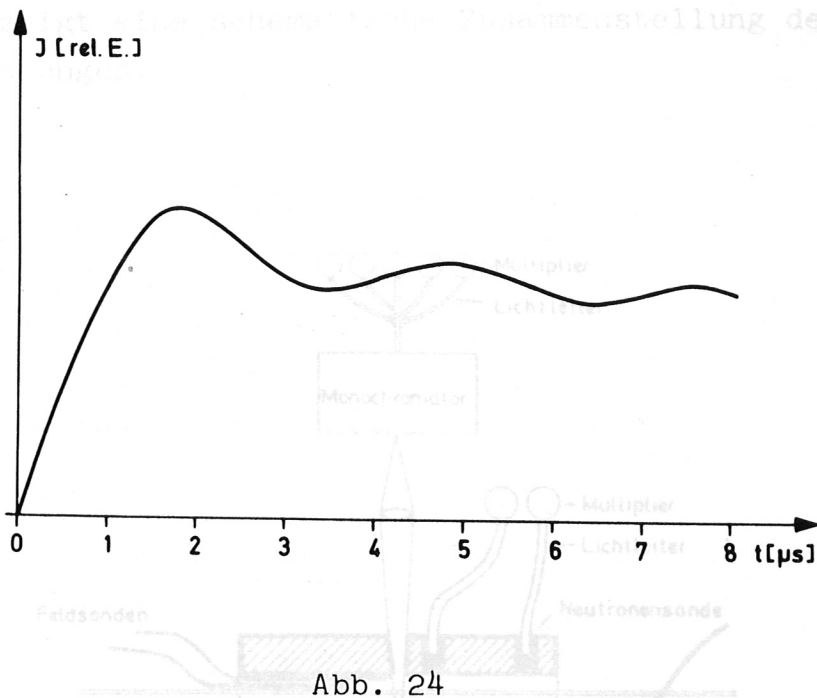
Man erkennt, dass die Spannung in 20 - 30 ns den Mittelwert überschreitet und nach 40 ns ein erstes Maximum erreicht. Es folgt eine hochfrequente Schwingung des Systems Kollektorkapazität und Batterieinduktivität. Diese Schwingung ist einem Spannungsmittelwert von 80 % der Stosspannung U_0 überlagert, gegeben durch das Verhältnis der Spuleninduktivität zur Gesamtinduktivität der Theta-Pinch-Anordnung.

Als weitere wichtige Voraussetzung für ein Kompressionsexperiment höheren Feldanstieges erwies sich der Einbau von Crowbarschaltern (vgl. Abb. 2). Diese Schalter, die nach dem in [24] angegebenen Prinzip arbeiten, ermöglichen einen Kurzschluss der Kondensatoren zum Strommaximum, also zu einem Zeitpunkt, zu dem die Spannung an den Stosskondensatoren gerade durch Null geht.

Nach dem Kurzschluss des Stosstromes ergibt sich der in Abb. 24 dargestellte Stromverlauf.

Aufbau der Diagnostik

Abb. 24 zeigt eine schematische Zusammenstellung der verwendeten



Die durchschwingende Entladung führt infolge wiederholter Zündungen sofort zur völligen Zerstörung des Entladungsgefäßes. Demgegenüber erfolgt im Kurzschlussfall nur eine einmalige Zündung und Plasmakompression mit dem Ergebnis, dass auch nach mehreren hundert Entladungen keine Veränderung der Gefässinnenfläche sichtbar wird. Zugleich können unter optimaler Ausnutzung des Spulenquerschnitts Quarzgefäße von nur 2 mm Wandstärke verwendet werden.

Abb. 25

Die Übersicht gibt den Aufbau der Magnetsonden, der verschiedenen Neutronenzähler, sowie die für die spektroskopischen Messungen verwendete optische Anordnung wieder. Die für die direkten Feldmessungen axial in den Spulenbereich eingeführte Induktionsspule ist geschützt durch ein Quarzrohr von 3 mm Aussendurchmesser. Sie besitzt in Verbindung mit den Messleitungen eine innerhalb der Grenzen von $\pm 6\%$ konstante Empfindlichkeit bis in den Frequenzbereich von 25 MHz.

b) Aufbau der Diagnostik

Abb. 25 zeigt eine schematische Zusammenstellung der verwendeten Messanordnungen.

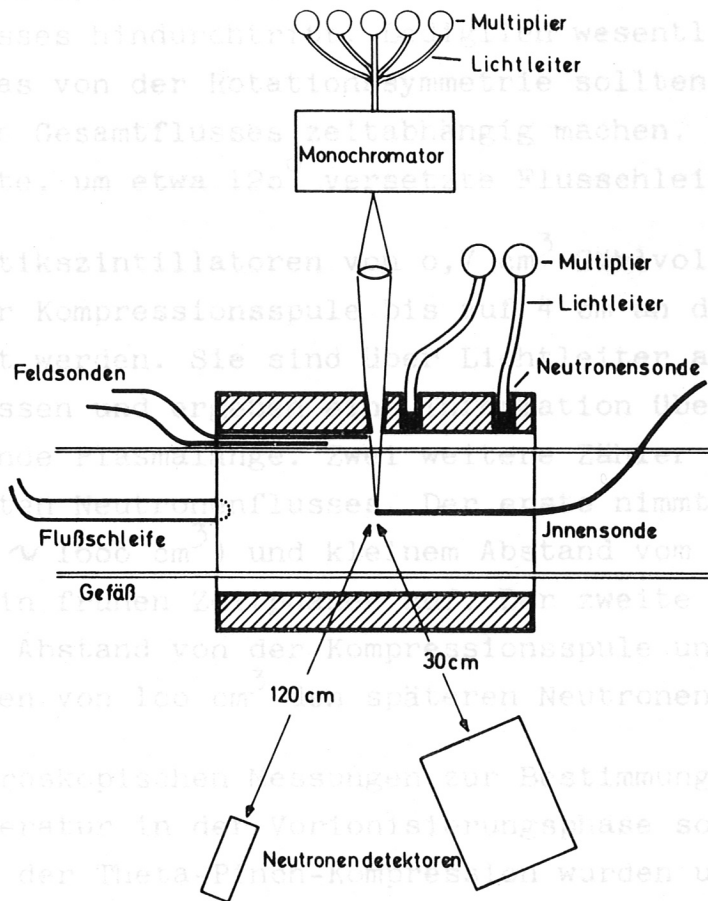


Abb. 25

Die Übersicht gibt den Aufbau der Magnetsonden, der verschiedenen Neutronenzähler, sowie die für die spektroskopischen Messungen verwendete optische Anordnung wieder. Die für die direkten Feldmessungen axial in den Spulenbereich eingeführte Induktionsspule ist geschützt durch ein Quarzrohr von 3 mm Aussendurchmesser. Sie besitzt in Verbindung mit den Messleitungen eine innerhalb der Grenzen von $\pm 6\%$ konstante Empfindlichkeit bis in den Frequenzbereich von 25 MHz.

Zwischen Gefässausserfläche und Kompressionsspule sind zwei in axialer Richtung verschiebbare Induktionsspulen gleicher Bauart angeordnet. Zusammen mit einer Flusschleife bilden sie das System der diamagnetischen Sonden. Die Flusschleife besteht aus zwei bis zur Spule parallel geführten Drähten, die sich isoliert in der Kompressionsspule schliessen und durch die ein fester Anteil des Aussenflusses hindurchtritt. Lediglich wesentliche Abweichungen des Plasmas von der Rotationssymmetrie sollten den registrierten Anteil des Gesamtflusses zeitabhängig machen. Zur Kontrolle dient eine zweite, um etwa 120° versetzte Flusschleife.

Zwei Plastikszintillatoren von $0,7 \text{ cm}^3$ Zählvolumen können in Bohrungen in der Kompressionsspule bis auf 4 cm an die Gefässachse herangebracht werden. Sie sind über Lichtleiter an Photomultiplier angeschlossen und ergeben eine Information über die Neutronen emittierende Plasmalänge. Zwei weitere Zähler dienen zur Messung des gesamten Neutronenflusses. Der erste nimmt bei grossem Zählvolumen ($\sim 1600 \text{ cm}^3$) und kleinem Abstand vom Plasma die Neutronenemission in frühen Zeitphasen auf. Der zweite befindet sich in grösserem Abstand von der Kompressionsspule und erfasst mit einem Zählvolumen von 100 cm^3 den späteren Neutronenfluss.

Die spektroskopischen Messungen zur Bestimmung der Elektronendichte und -temperatur in der Vorionisierungsphase sowie der Elektronendichte in der Theta-Pinch-Kompression wurden unter radialer Beobachtung durchgeführt. Dazu wurde der Plasmaquerschnitt auf den Eintrittsspalt eines Monochromators abgebildet und die am Austrittsspalt austretende Strahlung für eine gleichzeitige Ortsauflösung über eine Lichtleiteranordnung auf 5 Photomultiplier aufgeteilt.

Abb. 26

Man erkennt, dass beide Kurven zunächst gut übereinstimmen. Im weiteren Verlauf wird jedoch von der direkten Messung ein Mittel zu geringes Feld im Plasma angezeigt, so dass daraus ein zu hoher Wert für den verdrängten Fluss $\Delta\Phi$ resultiert. Offensichtlich tritt eine Abschirmung der Sondenoberfläche durch leitfähiges Plasma ein, die das Magnetfeld $B(r)$ zum Zeitpunkt der Kompression um den Faktor 2 zu geringe ergab.

c) Diskussion von Messfehlern bei den direkten Sondenmessungen

Es wurde bereits darauf hingewiesen, dass bei den magnetischen Feldsondenmessungen Messfehler auf Grund der Störung des Plasmas kaum zu vermeiden sind. Da die Magnetfeldmessungen andererseits zu wichtigen Aussagen führen, schien es nötig, die Zuverlässigkeit des Messverfahrens näher zu überprüfen.

Eine erste Möglichkeit einer solchen Prüfung gab der quantitative Vergleich des diamagnetischen SONDENSIGNALS $\Delta\Phi$ mit dem Wert des verdrängten Flusses $\Delta\Phi'$, der sich aus dem direkt gemessenen Feldverlauf $B(r)$ über Gl. (10) rekonstruieren liess. In Abb. 26 ist der zeitliche Verlauf der beiden Grössen $\Delta\Phi$ und $\Delta\Phi'$ gegenübergestellt.

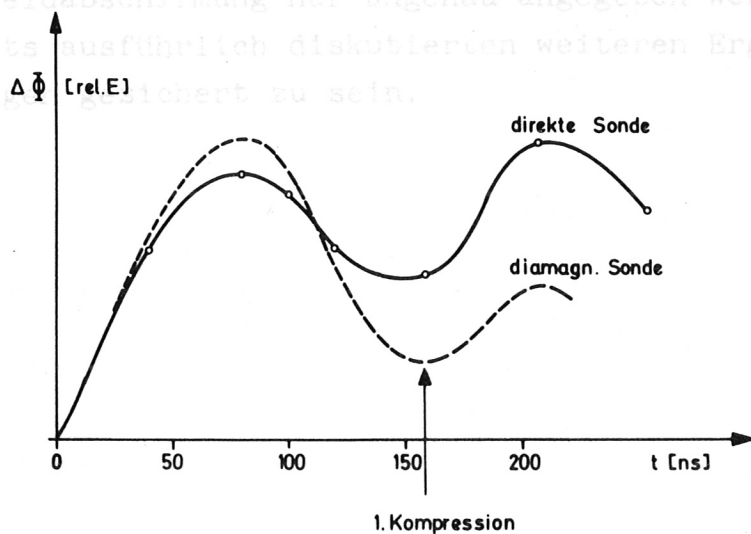


Abb. 26

Man erkennt, dass beide Kurven zunächst gut übereinstimmen. Im weiteren Verlauf wird jedoch von der direkten Sonde ein im Mittel zu geringes Feld im Plasma angezeigt, so dass daraus ein zu hoher Wert für den verdrängten Fluss $\Delta\Phi'$ resultiert. Offenbar tritt eine Abschirmung der Sondenoberfläche durch leitfähiges Plasma ein, die das Magnetfeld $B(r)$ zum Zeitpunkt der ersten Kompression um den Faktor 2 zu gering erscheinen lässt.

Durch diese mittlere Verfälschung der Messwerte um einen Faktor 2 werden jedoch die beiden wesentlichen Aussagen der Feldmessungen, nämlich die Existenz einer scharfen Feldfront und zum anderen des praktisch feldfreien Achsenbereiches, kaum beeinträchtigt. Darüberhinaus zeigt eine einfache Überlegung, dass die Abschirmung der Sondenoberfläche vorwiegend in den Aussenbereichen des Plasma auftreten sollte. Hier bleibt bei der Implosion leitfähiges Plasma an der Sondenoberfläche zurück, sodass das Aussenfeld B_A nicht voll von der Sonde erfasst werden kann. Demgegenüber sollte im Bereich heissen Plasmas an der Sondenoberfläche eine relativ zur Umgebung geringere Elektronentemperatur und damit auch geringere elektrische Leitfähigkeit herrschen. Die Folge wäre, dass das Feld innerhalb der Plasmasäule eher zu hoch als zu gering angezeigt werden sollte.

Während also der genaue Verlauf des Feldes $B(r)$ infolge der gezeigten Feldabschirmung nur ungenau angegeben werden kann, scheinen die bereits ausführlich diskutierten weiteren Ergebnisse der Sondenmessungen gesichert zu sein.

- 13 A. Eberhagen, M.J. Bernabeu, H. Hermsdörfer, Z.f.Naturf. 20a, 1375 (1965)
- 14 R.P. Grubbs, R.W. Little, W.E. Sulan, Proc. APS Topical Conf. on Pulsed High-Density Plasmas, Los Alamos 1967
- 15 G. Lehner, F. Pohl, IPP-Report 1/69 (1967)
- 16 W. Köppendorfer, IPP-Report 1/2 (1961)
- 17 G. Lehner, F. Pohl, Z.f. Physik, 267, 83 (1967)
- 18 P. Grund, Dipl.-Arbeit, P.-H. München 1968, ausgeführt am Institut für Plasmaphysik, Garching
- 19 C. Andelfinger et al., IPP-Report 1/67 (1967)
- 20 L. Spitzer, Phys. of Fully Ionized Gases, Interscience Publ., Inc., New York
- 21 E. Rinrov, A.S. Bishop, F.W. Hofmann, MATT-270, Report, Princeton 1964
- 22 W.M. Paul, et al., CLM-P 142, Report Culham (1967)
- 23 G.C. Goldenbaum, Phys. of Fluids, Vol. 10, 9, 1897 (1967)
- 24 R. Wilhelm, H. Zwicker, Z.f. angew. Physik 19, 428 (1965)

Literatur

- 1 A.C. Kolb, Proc. Second U.N.Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy, 31, 328 (1958)
- 2 W.C. Elmore, E.M. Little, W.E. Quinn, Proc. Second U.N.Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy 32, 337 (1958)
- 3 L.M. Goldman, R.W. Kilb, Phys. of Fluids, Vol. 8, 3, 522 (1965)
- 4 C. Andelfinger et al. Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion Res., Conf. Proc. Culham 1965, Vol.I, 249
- 5 E.M. Little, W.E. Quinn, G.A. Sawyer, Phys. of Fluids, Vol.8, 6, 1168 (1965)
- 6 M. Rosenbluth, R. Garwin, Los Alamos Report LA-1850 (1954)
- 7 H. Kever, Report JÜL-2-PP, Jülich (1960)
- 8 W. Köppendörfer, IPP-Report 1/28 (1964)
- 9 U.Schumacher, R. Wilhelm, vorgetragen auf der Frühjahrstagung der DPG, Kiel 1966
- 10 H. Herold, private Mitteilung
- 11 E. Unsöld, Dipl.-Arbeit, T.-H. München (1967), ausgeführt im Institut für Plasmaphysik, Garching
- 12 T.S. Green, Nucl. Fusion 2, 92 (1962)
- 13 A.Eberhagen, M.J.Bernstein, H.Hermansdorfer, Z.f.Naturf. 20a, 1375 (1965)
- 14 R.F. Gribble, E.M.Little, W.E.Quinn, Proc. APS Topical Conf. on Pulsed High-Density Plasmas, Los Alamos 1967
- 15 G.Lehner, F.Pohl, IPP-Report 1/69 (1967)
- 16 W.Köppendörfer, IPP-Report 1/2 (1961)
- 17 G.Lehner, F.Pohl, Z.f.Physik, 207, 83 (1967)
- 18 P.Grund, Dipl.-Arbeit, T.-H.München 1968, ausgeführt am Institut für Plasmaphysik, Garching
- 19 C.Andelfinger et al., IPP-Report 1/67 (1967)
- 20 L. Spitzer, Phys. of Fully Ionized Gases, Interscience Publ.,Inc., New York
- 21 E.Hinnov, A.S.Bishop, F.W.Hofmann, MATT-270, Report, Princeton 1964
- 22 W.M.Paul, et al., CLM-P 142, Report Culham (1967)
- 23 G.C. Goldenbaum, Phys. of Fluids, Vol.10, 9, 1897 (1967)
- 24 R.Wilhelm, H.Zwicker, Z.f.angew.Physik 19, 428 (1965)

Herrn Priv.-Doz. Dr. H. Zwicker danke ich sehr herzlich für die Aufgabenstellung sowie für die Betreuung der Arbeit und Herrn Prof. Dr. E. Fünfer für die Möglichkeit, die Arbeit in seiner Abteilung des Instituts für Plasmaphysik, Garching, durchführen zu können. Mein besonderer Dank gilt Herrn Dipl.-Phys. U. Schumacher, mit dem ich beim Aufbau und der Durchführung der Experimente zusammenarbeitete. Mein weiterer Dank gilt Fr. U. Seyboth für die freundliche Hilfe bei der Anfertigung des Manuskripts und meinen Kollegen für anregende Diskussionen.

This IPP report is intended for internal use.

IPP reports express the views of the authors at the time of writing and do not necessarily reflect the opinion of the Institut für Plasmaphysik or the first opinion of the authors on the subject.

Neither the Institut für Plasmaphysik, nor the Euratom Commission, nor any person acting on behalf of either of these:

1. Gives any guarantee as to the accuracy and completeness of the information contained in this report, or that the use of any information, apparatus, method or process disclosed therein may not constitute an infringement of privately owned rights, or
2. Assumes any liability for damage resulting from the use of any information, apparatus, method or process disclosed in this report.