

Bibl.



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG

Institut für Plasmaphysik
Assoziation EURATOM - KFA

Experimentelle Untersuchungen zur Erklärung des Ursprungs der Plasmarotation in einem Thetapinch

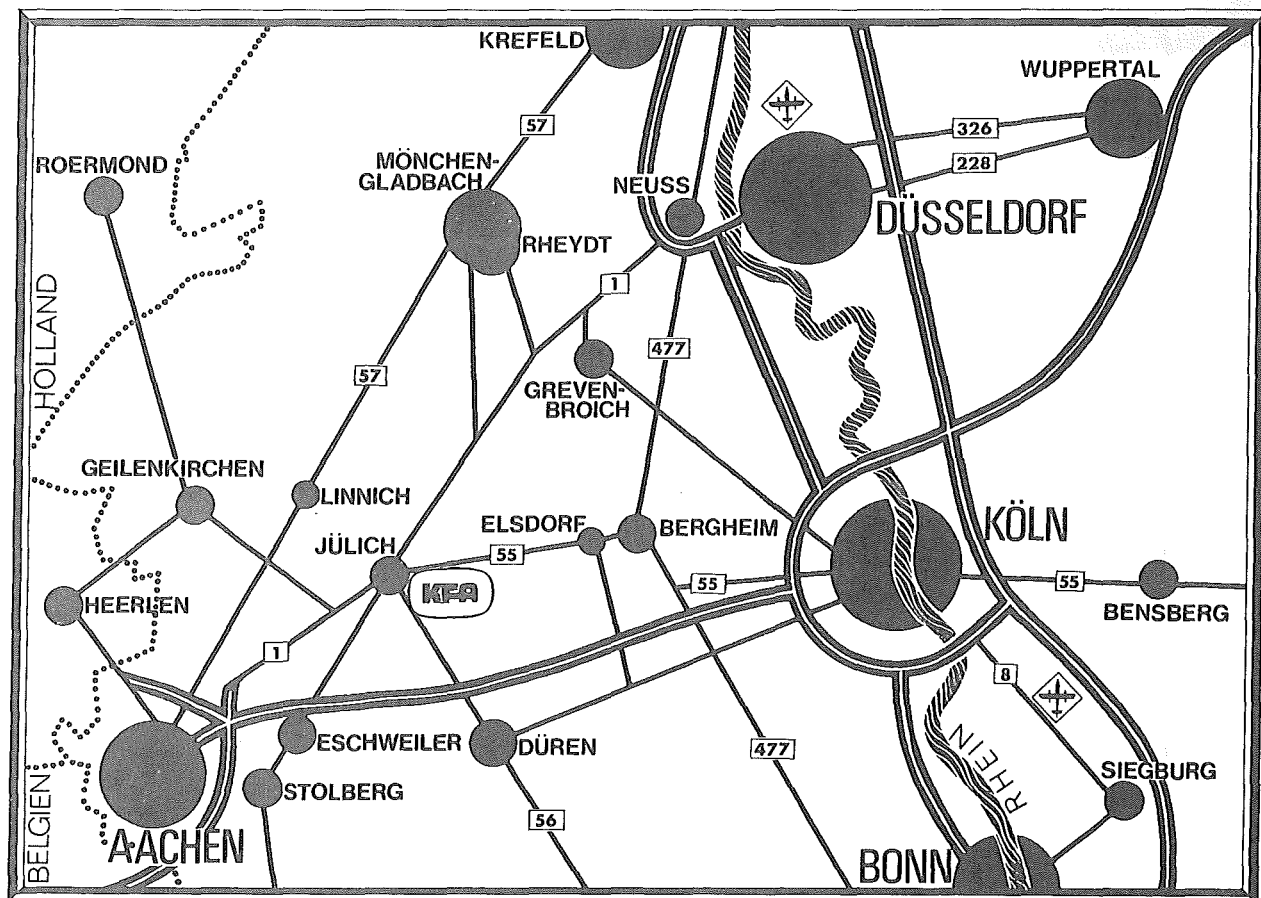
von

H. Witulski

Jül - 1183

April 1975

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 1183

Institut für Plasmaphysik Jül - 1183 - PP

Dok.: Thetapinch - Plasma Rotation

Plasma Rotation - Thetapinch

Im Tausch zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Experimentelle Untersuchungen zur Erklärung des Ursprungs der Plasmarotation in einem Thetapinch

von

H. Witulski

Inhaltsverzeichnis

Seite

Einleitung	1
I. Beschreibung der Winkelgeschwindigkeiten	6
II. Mechanismen, die zur Rotation eines Thetapinch-Plasmas führen	8
1. Der Drehimpuls eines rotierenden Plasmas	8
2. Reaktion an der Gefäßwand (Wandkurzschluß)	9
3. Die Übertragung des Drehimpulses vom Plasma auf die Wand durch Stöße	13
4. Differentielle Rotation	16
III. Methoden zur Messung der Plasmarotation	20
1. Bestimmung der radialen elektrischen Felder	20
2. Messung der B_{θ} -Felder	21
3. Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeiten mit Hilfe der Dopplerverschiebung	22
IV. Aufbau des Thetapinch-Experimentes und Erzeugung des Plasmas	25
V. Experimentelle Ausführungen zur Messung der Rotation während und unmittelbar nach der Implosionsphase	31
1. Spektrometer	32
2. Facettenspiegel	34
3. Multiplifieranordnung	35
4. Experimentelle Anordnung zur Messung der Dopplerverschiebung	35
VI. Experimentelle Ergebnisse	38
1. Bestimmung der Temperatur im vorgeheizten Plasma	38
2. Die Hauptkompression	40
3. Bestimmung der Liniendichte	44
4. Temperaturmessung	46
5. Bestimmung der Winkelgeschwindigkeit der Plasmarotation	56
6. Abgeleitete Parameter	66
VII. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Modellen und anderen experimentellen Ergebnissen	68

Einleitung

Begründung und Ziel der Arbeit

1. Das Endziel der seit mehr als einem Jahrzehnt unternommenen Bemühungen auf dem Gebiet der Plasmaphysik ist die Schaffung der physikalischen Grundlagen für die technologische Entwicklung eines thermonuklearen Reaktors. Hierzu gehören in erster Linie die Erzeugung eines heißen und zugleich dichten Plasmas als auch die Entwicklung von Methoden, die es ermöglichen, ein heißes Plasma über längere Zeiten in Magnetfeldern einzuschließen. Aus der Energiebilanz, dem Wirkungsquerschnitt und unter Berücksichtigung der Strahlungsverluste wurde das Lawson-Kriterium (1) hergeleitet. Danach ist die minimale Einschlußzeit τ_E mit der Teilchendichte auf folgende Weise verknüpft:

$$n\tau \gg 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ s}$$

Damit ein derartiger Reaktor eine positive Energiebilanz besitzt, muß eine bestimmte Zündtemperatur T_z während dieser Zeit τ für die vorgesehenen Dichten überschritten werden. Für ein Deuterium-Tritium-Plasma ist $T_z > 5 \text{ KeV}$, für ein Deuterium-Plasma ist $T_z \approx 35 \text{ KeV}$. Nach o.g. Kriterium müßte demnach ein Plasma der Dichte $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ mindestens 0,01 sec lang oberhalb der Zündtemperatur eingeschlossen sein. Mit besonderen Aufheiztechniken war es bisher möglich, Plasmatemperaturen von 5 - 10 KeV zu erreichen. Die erzielte Lebensdauer solcher Hochtemperaturplasmen liegt jedoch noch mehrere Größenordnungen unterhalb der erforderlichen Einschlußzeit τ . Die Grenzen für die Einschlußzeit werden im wesentlichen durch folgende Verlustmechanismen gesetzt.

a) Endverluste

Sie treten bei allen Magnetfeldkonfigurationen auf, bei welchen die Feldlinien aus dem Gebiet des eingeschlossenen Plasmas zur Wand des Entladungsgefäßes führen, Typisch für diese "offenendigen Konfigurationen" sind der Thetapinch und die Spiegelmaschinen. Die Plasmateilchen können hierbei entlang der Feldlinien mit thermischer Geschwindigkeit das Einschlußgebiet verlassen. Ein Maß für die Einschlußzeit ist bei vorgegebener Plasmatemperatur die Länge des Entladungsgefäßes.

b) Diffusion $\perp \vec{B}$

Hierbei wird die magnetische Wand stark durchlässig, das Plasma geht durch "normale" oder "anomale" Diffusion $\perp \vec{B}$ verloren

- die normale oder auch klassische Diffusion beruht auf Coulombstößen,
- die anomale Diffusion, die wesentlich schneller abläuft, wird durch Mikroinstabilitäten verursacht (Bohm-Diffusion).

c) MHD-Instabilitäten

Zu diesem Bereich der Instabilitäten zählen die flute - Moden (Austauschmoden), die tearing-Moden (Zerreißmoden) (2) und die Rotationsinstabilität (3).

d) Erwähnt werden müssen der Vollständigkeit halber die Teilchenverluste, die auf der Wechselwirkung zwischen Neutralteilchen und Plasma (Ladungsaustausch) beruhen, sowie die Energieverluste z.B. Strahlungsverluste.

Neben dem Studium geeigneter Aufheizmechanismen ist es eine Hauptaufgabe der Plasmaphysik, diese Verlustmechanismen und insbesondere die Stabilitätskriterien bei verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen zu untersuchen um eine für die Fusion ausreichende Einschlußzeit zu erreichen.

2. Rotation und Instabilität eines Thetapinch-Plasmas

Aufgabe der vorliegenden Arbeit ist es zu untersuchen, durch welchen Mechanismus die Rotation der Plasmasäule verursacht wird. Aus der Literatur (3,4,5,5a) sind Arbeiten bekannt, die zeigen, daß eine bestimmte Art von Instabilitäten eng an die Plasmarotation gekoppelt ist. Diese Untersuchungen beschäftigen sich vorwiegend mit den Rotationsinstabilitäten, die an Thetapinch-Experimenten in Form einer elliptischen Deformation des Plasmaquerschnittes ($m = 2$ Mode) beobachtet werden. Bisher konnte jedoch nicht geklärt werden, ob es sich hierbei um eine materielle Rotation oder um eine Wellenbewegung handelt. Die Abb. 1 zeigt eine Schmierbildaufnahme einer solchen Instabilität.

In der Abb. 2 ist die Entwicklung der Instabilität schematisch im Querschnitt dargestellt.

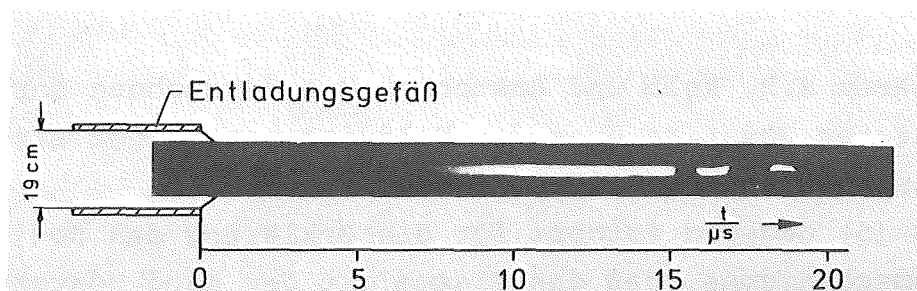


Abb. 1 Zeitlicher Verlauf einer Thetapinch-Entladung
 $p_0 = 30 \text{ mTorr } D_2$; $B_0 = 0,6 \text{ KG}$;
 $B_{\text{max}} = 28,3 \text{ KG}$; bei $t = 10,9 \text{ } \mu\text{sec}$

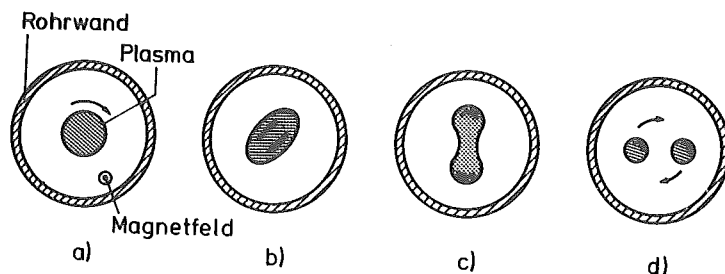


Abb. 2 Schematische Darstellung der Ausbildung
einer Rotationsinstabilität
b) $m = 2$ flute-instabilität

Die zahlreichen Arbeiten zur Plasmarotation im Thetapinch erlauben kaum eine vollständige Klärung der Ursachen und Folgen der Rotation, da diese Arbeiten die Übertragung des Drehimpulses auf das Plasma nicht, oder nur unzureichend erklären können. Die Instabilitäten werden erst zu späterer Zeit beobachtet und die Vorgeschichte dieses instabilen Plasmas ist nicht ausreichend bekannt. Zum anderen werden solche Instabilitäten in fast allen Fällen nur bei Thetapinchentladungen mit überlagerten antiparallelen Feldern festgestellt.

So erklären z.B. Kolb und Rostocker die Entstehung der beobachteten Rotation über die Felddissipation der eingeschlossenen antiparallelen Felder.(4)

Roberts (5) dagegen fordert für die Erklärung des Rotationsmechanismus, daß das Plasma mit der Wand Kontakt hat, wobei der Kurzschluß der radialen elektrischen Felder zur Rotation führen soll. Experimentelle Arbeiten, die sich mit diesen Kurzschlußeffekten befassen, sind in den Jahren 1969/1970 von Thomas (6) und Kaufmann (7) durchgeführt worden. Auch hier kann die Rota-

tion im Plasmaeinschlußgebiet erst für spätere Zeiten, d.h. nach der Alven-Durchgangszeit $\tau_A = L/2V_A$ vorausgesagt werden (L = Spulenlänge, V_A = Alvengeschwindigkeit).

Eine Zusammenfassung über mögliche Mechanismen, die zur Rotation eines Thetapinch-Plasmas führen könnten, ist von Haines (8) gegeben. Diese theoretischen Arbeiten sollen die Grundlage für die vorliegenden experimentellen Untersuchungen bilden.

Das Interesse über den Ursprung der Rotation eines Plasmas ist in den letzten Jahren wieder aktuell geworden. Die Arbeiten von Thomas und Kaufmann führten zu dem Ergebnis, daß der Drehimpuls durch Kurzschlußeffekte an den Enden des Entladungsgefäßes auf das Plasma übertragen wird. Würde dieser Mechanismus zutreffen, so wäre die Plasma-Rotation eine Eigenheit, die eng mit den "offenendigen Konfigurationen" verbunden ist.

In der vorliegenden Arbeit wird vielmehr die Frage gestellt: Wird der Drehimpuls ausschließlich durch die Endeffekte auf das Plasma übertragen oder spielt ein anderer Mechanismus z.B. der Kontakt des Plasmas mit der Wand zu Beginn der Implosionsphase eine wesentliche Rolle? Letzteres würde bedeuten, daß selbst bei "Geschlossenen Konfigurationen" (schnellgepulste toroidale Einschlußexperimente) unter Umständen mit einer Rotation gerechnet werden muß. Dies würde wiederum bedeuten, daß in solchen Experimenten die Rotation zu einer Begrenzung der Einschlußzeit führen kann.

I. Beschreibung der Winkelgeschwindigkeiten

Bevor die Voraussetzungen zur Übertragung eines Drehimpulses auf ein in einem Magnetfeld eingeschlossenes Plasma untersucht werden, sollte klargestellt werden, welche Art von Rotation im folgenden betrachtet wird. Wegen der unterschiedlichen Massen von Elektronen und Ionen beschränken sich die folgenden Betrachtungen auf die Winkelgeschwindigkeit der Ionen.

Zur Untersuchung des Mechanismus zur Übertragung eines Drehimpulses auf ein Plasma ist die Massenrotation von alleinigem Interesse. ω ist die Winkelgeschwindigkeit, die in den makroskopischen Gleichungen erscheint. Sie kann mit Hilfe der Dopplerverschiebung bestimmter Ionen spektroskopisch gemessen werden und ist Gegenstand der vorliegenden experimentellen Untersuchungen.

Daneben sollten die im folgenden aufgeführten Winkelgeschwindigkeiten betrachtet werden, die unmittelbar mit der Bewegung eines geladenen Teilchens im Magnetfeld bzw. mit der Bewegung des Plasmas zu späteren Zeiten der Entladung (s. Abb. 1) verknüpft sind.

1. Die Winkelgeschwindigkeit des Führungszentrums

$\omega_D = v_D / r$, wobei

$$v_D = \frac{\vec{F} \times \vec{B}}{q B^2} \quad (1)$$

die Driftgeschwindigkeit eines geladenen Teilchens, d.h. die Geschwindigkeit des Führungszentrums im Magnetfeld ist (9). Für ein rotierendes Plasma, das in einem Magnetfeld $\vec{B} = (0, 0, B_z)$ eingeschlossen ist, setzt sich die radiale Komponente F_r der Kraft auf ein Ion aus drei Anteilen zusammen - aus dem radialen elektrischen Polarisationsfeld $q E_v$, der Kraft

auf das magnetische Moment $-\mu \partial B_z / \partial r$ und der Zentrifugalkraft $m_i \omega_i^2 r$; $\mu_i = P_{i\perp} / n_i B_z$; ($P_{i\perp}$ ist der Ionendruck senkrecht zu B_z). ω_i ist nicht direkt beobachtbar, kann in besonderen Fällen aber aus einer Stabilitätsbetrachtung erhalten werden (8,9).

2. Die Winkelgeschwindigkeit ω_i , die mit dem diamagnetischen Strom der Ionen verbunden ist. Nach (2) ist

$$\omega_i = \frac{2a^2}{r_p^2} \omega_{ci} \quad (2)$$

wobei a der Lamorradius, $\omega_{ci} = ZeB/m_i c$ die Lamorfrequenz der Ionen und r_p der Plasmaradius ist.

Für den besonderen Fall eines Thetapinches ist nach (8)

$$\omega_i = \frac{1}{gr} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{P_{i\perp}}{\omega_{ci}} \right) \quad (3)$$

3. Die Winkelgeschwindigkeit ω_w , die sich ergibt, wenn ein zunächst azimuthalsymmetrisches Plasma einer radialen Störung in der Form $f(r) \exp[i\omega t - m\theta]$ ausgesetzt ist. Diese Winkelgeschwindigkeit wird in den meisten Fällen beobachtet und hat Anlaß zur Verwirrung gegeben, wenn es darum ging, den Ursprung der Rotation zu erklären. ω_w kann aus Streakaufnahmen - aus den Perioden der elliptischen Verformungen - bestimmt werden. Mit Hilfe von B_θ -Sonden, die sich zwischen dem Plasma und der Rohrwand befinden, kann die Periode der Plasmarotation ebenfalls bestimmt werden. Alle diese Methoden sind jedoch nicht anwendbar, solange das Plasma wie zu Beginn der Entladung zylindersymmetrisch ist.

Im folgenden werden einige Mechanismen beschrieben, die die Übertragung eines Drehimpulses auf das Plasma erklären und die Grundlage zur experimentellen Bestimmung der makroskopischen Winkelgeschwindigkeit darstellen.

II. Mechanismen, die zur Rotation eines Thetapinch-Plasmas führen

In (8) gibt Haines eine Zusammenstellung aller möglichen Mechanismen, die ein Plasma in Rotation versetzen können. Im folgenden werden nur die Mechanismen beschrieben, die bei der vorgegebenen experimentellen Anordnung für eine Drehimpulsübertragung auf das Thetapinch-Plasma in Frage kommen könnten. Vorweg wird jedoch zum besseren Verständnis der einzelnen Mechanismen der Drehimpuls eines rotierenden Plasmas in einem axialen Magnetfeld $\vec{B} = (0, 0, B_z)$ betrachtet.

1. Der Drehimpuls eines rotierenden Plasmas

Für die folgende Betrachtung wird vorausgesetzt, daß das Plasma von der Wand isoliert ist, d.h. es können keine Ströme aus dem Plasmavolumen fließen.

Der kanonische Drehimpuls pro Längeneinheit ist nach (5a)

$$L = 2\pi \int g v_\theta r^2 dr + 2\pi \int \frac{q_v}{c} A_\theta r^2 dr \quad (4)$$

wobei $v_\theta = r\omega$, A_θ die θ -Komponente des Vektorpotentials ($B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_\theta) \Rightarrow A_\theta = \frac{r}{2} B_z$) und q_v die Ladungsdichte sind.

Taylor und Haines zeigen weiterhin, daß der zweite Term in Gl. (4) in einem Hochtemperaturplasma vernachlässigt werden kann, mit $v_\theta \approx \frac{c E_r}{B}$ ergibt der mechanische Term aus Gl. (4)

$$L_{\text{mech}} = 2\pi \int g v_\theta r^2 dr \approx 2\pi \int g \frac{E_r r^2}{B} dr \quad (4a)$$

während der magnetische Anteil

$$L_{\text{magn.}} = 2\pi \int \frac{q_v}{c} A_0 r^2 dr = \frac{1}{2c} \int \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE) A_0 r^2 dr \quad (4b)$$

ist. Mit $A_0 = r B_z / 2$ ergibt das Verhältnis von magnetischem Anteil zum mechanischen Anteil

$$\frac{L_{\text{magn.}}}{L_{\text{mech.}}} \sim \frac{B_z^2}{4\pi g c} = \frac{v_A^2}{c^2} \quad (5)$$

In VI.6. wird gezeigt, daß die Alvingeschwindigkeit in vorliegendem Experiment von der Größenordnung 10^7 cm/s ist, d.h. in einem Hochtemperaturplasma kann der magnetische Anteil des Drehimpulses vernachlässigt werden. Der Gesamtdrehimpuls des Plasmas ist somit

$$L = 2\pi \int g v_0 r^2 dr \quad (6)$$

Solange das Plasma keinen Kontakt mit der Wand hat, gilt der Erhaltungssatz des Drehimpulses.

Unter Verwendung der Gl. (6) werden nun einige Mechanismen betrachtet, durch die ein Drehimpuls auf das Plasma übertragen werden kann.

2.a) Reaktion mit der Gefäßwand (Wandkurzschluß)

Bisher wurde ein Plasma betrachtet, in dem keine Ströme fließen. Für die folgenden Betrachtungen wird vorausgesetzt, daß das Plasma mit der Wand Kontakt hat. Taylor (5a) behauptet, daß das Plasma einen Drehimpuls aufnehmen kann, wenn zur Zeit der Implosion die radialen elektrischen Felder kurzgeschlossen werden.

Zu Beginn der Implosion steigt das Magnetfeld sehr schnell an und beschleunigt die Elektronen nach innen. Die Ionen können den Elektronen wegen ihrer größeren Trägheit nicht folgen und es bauen sich kurzzeitig sehr große Raumladungsfelder auf (5a)

$$E_r \sim \left(\frac{3m_i}{m_e} \right)^{1/2} E_0 \quad (7)$$

Geringe Störungen im gleichförmigen Magnetfeld oder Unebenheiten in der Gefäßwand, die als elektrisch leitfähig angesehen wird, führen dazu, daß Ströme entlang der Feldlinien und der Wand fließen können, die die radialen elektrischen Polarisationsfelder kurzschließen. Der Strom j_r , der aufgrund des Verschwindens des E_r -Feldes fließt, erzeugt auf das Plasma eine Kraft $j_r B_z / c$ in θ -Richtung. Die Änderung des Drehimpulses ist nach (8) gegeben zu

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int g r^2 \omega dV &= - \oint \frac{r A_\theta}{c} \vec{j} d\vec{s} \\ &= \int \frac{r}{c} (j_z B_r - j_r B_z) dV \quad (8) \end{aligned}$$

Da das Magnetfeld nur eine B_z -Komponente besitzt, die radialen magnetischen Störfelder vernachlässigbar klein sind, ist für diesen Mechanismus nur der zweite Term in der Klammer von Gl. (8) bedeutend (s. Abb. 3a).

Zu einem späteren Zeitpunkt wird das gesamte Plasma radial beschleunigt, die Ionen und die Elektronen bewegen sich gemeinsam in radialer Richtung, es bestehen keine radialen Felder mehr, das Plasma hat

keinen Kontakt mehr mit der Wand und die Übertragung des Drehimpulses ist beendet. Nach Haines (8) ist die Beschleunigungszeit für diesen Mechanismus

$$\tau = \frac{2gc^2}{6B^2} \left[1 + (\omega_{ce} \tau_{ei})^2 \right] \approx 10^{-7} \text{ s} \quad (9)$$

wobei τ_{ei} die Ionen-Elektronen-Stoßzeit, $\omega_{ce} = eB/m_e c$, g die Leitfähigkeit senkrecht zum Magnetfeld und ρ die Massendichte sind. Der erste Faktor in Gl. (9) ist nichts anderes als die Zeit, in der ein mit Plasma gefüllter Zylinderkondensator über seinen eigenen Widerstand in einem Magnetfeld entladen wird (12).

Dem Modell von Taylor zufolge ist der Kurzschluß des radialen elektrischen Polarisationsfeldes für die Übertragung des Drehimpulses auf das Plasma ausschlaggebend. Das Plasma verläßt die Wand mit einem Drehimpuls, der während der weiteren Bewegung erhalten bleibt, wenn keine weiteren Mechanismen wirken, die einen Drehimpuls erzeugen oder den vorhandenen vernichten.

Für die endgültige Rotationsgeschwindigkeit, die durch diesen Mechanismus übertragen wird, erhält Haines (8) für $\beta \neq 1$

$$\omega_{\min} = - \frac{c B_a}{4\pi N_i e} \left[1 - \sqrt{1 - \beta} \right] \quad (10)$$

B_a = äußeres Feld

$N_i = \int_0^{r_p} n_i 2\pi r dr$ = Liniendichte der Ionen.

β ist hierbei das Verhältnis vom Plasmadruck zum magnetischen Druck.

$$\beta = \frac{8\pi n k (T_i + T_e)}{B_a^2} = 1 - \frac{B_i^2}{B_a^2} \quad (11)$$

2b) Den gleichen Mechanismus, der auf dem Kurzschließen der radialen elektrischen Hallfelder beruht, beschreibt Roberts (5). In seinem Modell betrachtet er die Kurzschlüsse außerhalb der Spule. Für den Fall, daß das Thetapinch-Plasma ein eingefangenes antiparalleles Feld enthält, betrachtet Roberts die Kurzschlußströme, die einsetzen, wenn die geschlossene Feldkonfiguration (Abb. 3b,c) verschwindet und das Plasma aus der Spule ausfließt, auf die Wand des Entladungsgefäßes trifft und die radialen elektrischen Felder kurzgeschlossen werden (Abb. 3d).

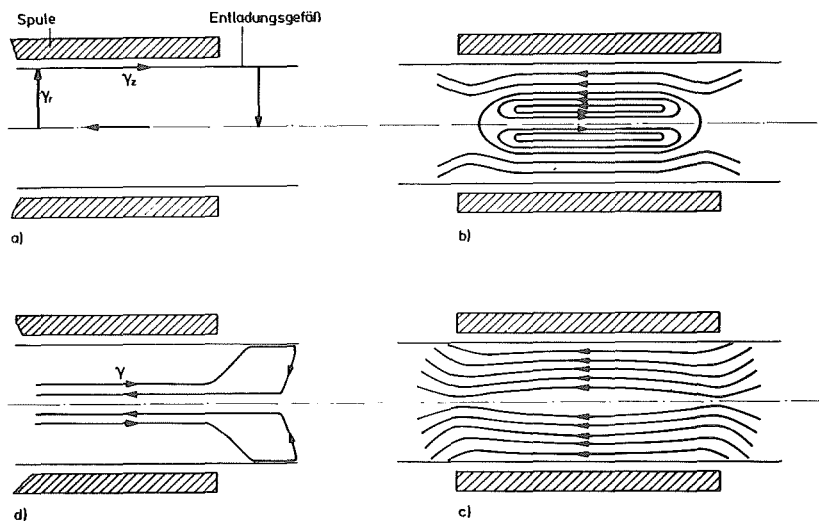


Abb. 3 Schematische Darstellung der Ausbildung des Kurzschlusses im Plasma

- a) zu Beginn der Implosion
- d,c) am Ende der Entladungsspule
- b) mit eingefangenen antiparallelem Feld

3. Die Übertragung des Drehimpulses vom Plasma auf die Wand durch Stöße

Haines hat in (8) ein eigenes Modell zur Drehimpulsübertragung entwickelt, das auf den theoretischen Arbeiten von Jensen und Voorhies (13) aufbaut. Sowohl Jensen und Voorhies als auch Haines betrachten eine dünne stoßfreie Plasmaschicht, die sich eng an die Wand schmiegt. Vorausgesetzt ist, daß die Teilchen nicht miteinander stoßen, sondern nur mit der Wand in Wechselwirkung treten.

Hiernach können die Teilchen, deren Führungszentren außerhalb der Gefäßwand liegen, einen Drehimpuls vom Plasma auf die Wand übertragen. Der Drehimpuls, der dem Plasma verbleibt, ist dem der Wand übertragenen Drehimpuls dem Betrag nach gleich, in der Richtung aber entgegengesetzt. Die Zeit, die für diese Drehimpulsübertragung in Frage kommt, ist durch die Ionen-Cyclotronen-Periode τ_c charakterisiert.

In diesem Modell werden die Teilchen, die in Richtung des induzierten elektrischen Feldes E_θ , d.h. in Richtung $+q\vec{v} \times \vec{B}$ und in Richtung $-q\vec{v} \times \vec{B}$ aus der Wand austreten, betrachtet (Abb. 4).

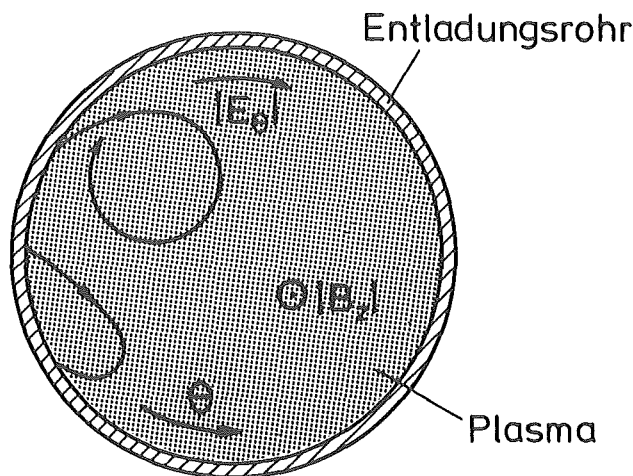


Abb. 4 Schematische Darstellung der Teilchenbewegung im Plasma zu Beginn der Implosion

Nach Abb. 4 werden die Teilchen, die in die $-q\vec{v} \times \vec{B}$ - Richtung austreten, schneller wieder auf die Wand auftreffen als die Teilchen, die in $+q\vec{v} \times \vec{B}$ -Richtung emittiert werden. Nach der Zeit τ_c wird die Wand Teilchen in gleicher Anzahl aus allen Richtungen aufnehmen. Ein schnell ansteigendes Magnetfeld verhindert nun, daß der Drehimpulsaustausch Null wird. Durch das schnell anwachsende Magnetfeld werden dann die Teilchen aus der betrachteten Schicht, deren Führungszentren im Plasma liegen, tiefer in das Plasma getragen. Die Anzahl der Teilchen, deren Führungszentren im Plasma liegen, ist in der betrachteten Schicht größer als der Rest der Teilchen, da sich gerade diese Teilchen während der Zeit τ_c im Plasma anhäufen konnten. Vorausgesetzt, daß diese Teilchen eine hohe Stoßwahrscheinlichkeit mit denjenigen, die nicht mit der Wand in Wechselwirkung getreten sind, haben, kann ein Drehimpuls auf das Plasma übertragen werden.

Der Drehimpuls, der auf die Wand übertragen wird, ist gegeben durch (8)

$$L = \sqrt{6\pi} R^2 n kT \frac{m \cdot c}{eB} \quad (12)$$

R - Rohrradius

T - Plasmatemperatur an der Wand

n - Teilchendichte

m - Masse der Teilchen

B - äußeres Magnetfeld zur Zeit der Wandberührung

Aus Gl. (12) läßt sich sofort herauslesen, daß hierbei die Ionen aufgrund ihrer größeren Masse den wesentlichsten Anteil bei der Übertragung des Drehimpulses auf die Wand übernehmen.

Die Winkelgeschwindigkeit ω der Ionen ergibt sich aus Gl. (12) zu

$$\omega = -\sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{1}{r_p^2} \left[\frac{c k T}{e B} \right] \quad (13)$$

r_p - Radius des Plasma zu der Zeit, zu der ω betrachtet wird.

Die Größe $kTmc/eB$ in Gl. (12) bezieht sich zunächst auf die Zeit, zu der das Plasma an der Wand ist und ist nichts anderes als $r_L^2 B$ mit r_L als Lamorradius. Bei einer radialen Kompression bleibt diese Größe erhalten, wenn keine anderen Verlustmechanismen zur Wirkung kommen. ω kann aus Gleichung (13) bestimmt werden, wenn man den Wert kT/B entsprechend dem zeitlichen Verlauf der Entladung experimentell bestimmt. Für die Bestimmung der Rotation ist dieser Ausdruck eine Art Skalierungsgröße.

Zum Vergleich mit experimentellen Werten ist Gl. (13) wenig geeignet, weil der quadratisch eingehende Plasmaradius nur ungenau bestimmt werden kann. Man kann Gl. (13) zum einfacheren experimentellen Vergleich durch

$$\omega \approx -\sqrt{\frac{3}{2\pi}} \frac{c \beta B_a}{8 e N_i} \quad (14)$$

ausdrücken, wenn man $T_e \approx T_i$ annimmt. Dieser Ausdruck ist bis auf einen numerischen Faktor von der Größenordnung 1 in Übereinstimmung mit Gl. (10).

Grundsätzlich ist zu bemerken, daß die theoretischen Voraussagen nur größenordnungsmäßige Abschätzungen darstellen, weil die anfängliche radiale Plasma-verteilung homogen angenommen wurde.

4. Differentielle Rotation

Der Vollständigkeit halber wird ein weiteres Modell betrachtet, das eine differentielle Rotation erklärt. Dieses Modell mag durchaus für ein Thetapinch-Plasma zutreffen, zumal es sehr stark an den Dichtegradienten der Plasmasäule gekoppelt ist.

Erstmals hat Velikhov (14) ein Modell beschrieben, wonach das Thetapinch-Plasma in zwei oder mehreren radialen Schichten in entgegengesetzten Richtungen rotieren kann. Velikhov geht davon aus, daß das Plasma mit der Wand nicht in Wechselwirkung steht. Die Ursache für die Rotation sieht er vielmehr in der radialen Bewegung des Plasmas zu Beginn der Implosion, wobei das magnetische Moment eines gyrierenden Ions bei einer konvektiven Bewegung erhalten bleibt. Eine solche radiale Bewegung des Plasmas sollte im allgemeinen zur Entwicklung einer nicht gleichförmigen Rotation führen.

Folgt man den Ausführungen von Haines (8), so ergibt sich der erzeugte Drehimpuls zu

$$L = \int r^2 \omega = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{P_{\perp} r^2}{2 \omega_{ci}} \right) \quad (15)$$

$\omega_{ci} = \frac{eB}{m_i c}$ - Ionengyrationsfrequenz

Voraussetzung ist natürlich, daß $u_{\perp} = \frac{P_{\perp}}{n B_z}$ wie bereits oben erwähnt, erhalten bleibt. Das läßt sich nur erfüllen, wenn folgende Forderungen erfüllt sind:

- a) wenig Stöße
- b) B_z darf nie Null werden
- c) B_z darf sich nicht zu schnell ändern.

Betrachtet man nun den Spezialfall, daß das Plasma komprimiert wird (keine Stoßwellen, aber doch so schnell, daß Trägheitskräfte ins Spiel kommen - z.B. radiale Alven-Wellen) und daß anfangs $B_z > 0$ und überall $\omega = 0$ ist, so folgt, wenn man eine bestimmte Plasmamenge der Masse/Längeneinheit

$$\delta M = 2\pi g r \delta r = \text{const.}; \quad \delta r = \delta r(t) \quad (16)$$

betrachtet, für die Änderung des Drehimpulses dieser Masse δM

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \delta L &= \frac{\partial}{\partial t} \delta M r^2 \omega = \delta M \frac{d}{dt} r^2 \omega \\ &= \delta M \frac{d}{dt} \frac{1}{g r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{P_{\perp} r^2}{2 \omega_{ci}} \right) \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} &= 2\pi \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial}{\partial r} \frac{P_{\perp} r^2}{2 \omega_{ci}} \delta r \right) \\ \delta L &= \delta M r^2 \omega \Big|_t = 2\pi \frac{\partial}{\partial r} \frac{P_{\perp} r^2}{2 \omega_{ci}} \delta r \Big|_t \\ &\quad - 2\pi \frac{\partial}{\partial r} \frac{P_{\perp} r^2}{2 \omega_{ci}} \delta r \Big|_{t=0} \end{aligned} \quad (18)$$

Nimmt man der Einfachheit halber an, daß vor der Kompression $\frac{P_{\perp}}{n B_z} = \mu_i = \text{const}$ überall im Plasma ist, so ist auch bei der Kompression $\mu_i = \text{const}$ und

$$\begin{aligned} \frac{\delta L}{2\pi} &= \frac{m_i c}{2e} \mu_i \left\{ \delta(n r^2)_t - \delta(n r^2)_{t=0} \right\} \\ &= \frac{m_i c}{2e} \mu_i \left\{ (r^2 \delta n)_t - (r^2 \delta n_0) \right\} \end{aligned} \quad (19)$$

wegen $2\pi r n \delta r = \text{const.}$

Entstehen nun während der radialen Kompressionswelle größere Dichtegradienten, während anfangs δn klein ist, so wird

$$\delta L \approx \frac{m_e c \pi}{2 e} \mu_i r^2 \delta n \quad (20)$$

In Abb. 5 b/c sieht man, daß auf der Innenseite des Profils $\delta n > 0$ ist, d.h. die Rotationsrichtung stimmt mit der Bewegungsrichtung eines Elektrons im äußeren Magnetfeld überein. Auf der Außenseite des Profils ist $\delta n < 0$ - das Plasma rotiert in der Bewegungsrichtung eines Ions im äußeren Magnetfeld.

Größenordnungsmäßig kann in einem bestimmten Bereich

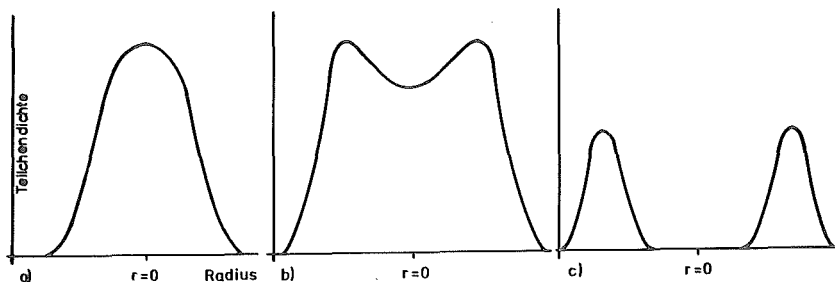
$$\frac{\delta L}{n^2 \delta M} = \omega \approx \frac{c k T_i}{e B_z} \frac{\delta g}{\delta M} \approx \frac{c k T_i}{e B_z r^2} \quad (21)$$

werden.

Diese Betrachtungen gelten natürlich nur für den Fall eines stoßfreien Plasmas. Im Fall eines stoßbestimmten Plasmas kann ω um den Faktor (15)

$$\frac{4(\omega_{ci} \tau_{ii})^2}{1 + 4(\omega_{ci} \tau_{ii})^2}$$

kleiner werden.



Schematische Darstellung der Dichteverteilung in einem Thetapinchplasma
a) ohne eingefangenes Feld, b) mit eingefangenen antiparallelem Feld,
c) während der Implosion

Zusammenfassung:

Unter Vorwegnahme der experimentellen Ergebnisse aus VI. und VII. seien der Übersicht halber die in diesem Kapitel beschriebenen Modelle zusammengefaßt:

- a) Modell von Taylor - Übertragung des Drehimpulses durch Wechselwirkung Plasma - Wand (Kurzschlußströme).
 - Wie in VI. und VII. gezeigt wird, kann dieser Mechanismus zur Übertragung eines Drehimpulses ausgeschlossen werden, da zu Beginn der Implosion keine z-Ströme auf der Wand des Entladungsgefäßes festgestellt worden sind.
- b) Modell von Roberts - An den Enden der Spule (Endeffekte) werden die elektrischen Polarisationsfelder kurzgeschlossen. Aufgrund der $\vec{j} \times \vec{B}$ -Kräfte wird dem Plasma ein Drehimpuls übertragen.
 - Auch dieses Modell von Roberts kann nach VI. und VII. ausgeschlossen werden, da in der Mittelebene der Spule bereits zu sehr frühen Zeiten, d.h. vor der Alvendurchlaufzeit eine Plasmarotation nachgewiesen wird.
- c) Modell von Haines - Drehimpulsübertragung durch Wechselwirkung Plasma - Wand zu Beginn der Implosion (Stöße mit der Wand).
 - In VI. und VII. wird gezeigt werden, daß dieser Mechanismus für die Übertragung des Drehimpulses aufgrund der qualitativen und der quantitativen Ergebnisse bestimmend ist.
- d) Modell von Velikhov - Differentielle Rotation
 - Die experimentellen Ergebnisse in VI. und VII. zeigen, daß die Rotationsgeschwindigkeit entlang des Radius die Richtung beibehält. Somit kann auch dieses Modell von Velikhov die Übertragung eines Drehimpulses auf das Plasma nicht erklären.

III. Methoden zur Messung der Plasmarotation

Zur Bestimmung der makroskopischen Rotationsgeschwindigkeit ω an einer schnell gepulsten zylindrischen Entladung bieten sich im Vergleich zu stationären Entladungen (Plasmabögen) nur wenige experimentelle Meßmethoden an.

Auf Grund der in II. beschriebenen Mechanismen beschränken sich die experimentellen Untersuchungen im wesentlichen auf drei Methoden: - die Messung der radialen elektrischen Felder, die Messung der B_θ -Felder, die durch die axialen Ströme erzeugt werden, und schließlich die direkte Messung der Winkelgeschwindigkeit ω mittels der Dopplerverschiebung von Verunreinigungslinien. Bei den ersten zwei Methoden handelt es sich mehr um indirekte Meßmethoden, mit denen es möglich ist, den Mechanismus, der zur Rotation führt, zu bestätigen.

1. Bestimmung der radialen elektrischen Felder

Die radialen elektrischen Felder können mit einer Langmuir-Doppelsonde bestimmt werden. Hierbei nehmen die radial getrennten Elektroden der Sonde das Plasmapotential an. Die Potentialdifferenz dividiert durch den Abstand der Elektroden ergibt bei Kenntnis der radialen Dichtegradienten die radiale Feldstärke E_r . Wegen der Schwierigkeit, solche Potentialdifferenzen mittels Doppelsonden zu bestimmen, wird auf diese Methode nicht näher eingegangen. Nach Abschluß der vorliegenden experimentellen Arbeiten ist von J. Benford (15) eine Arbeit veröffentlicht worden, die die Rotation während der Implosion eines Theta-pinch mit Hilfe der Messung radialer elektrischer Felder bestimmt.

Jedoch bewegen sich diese Messungen am Rande der Meßgenauigkeit und sollten mit äußerster Skepsis betrachtet werden.

2. Messung der B_{θ} -Felder

Für den Fall, daß die Rotation durch das Kurzschließen der radialen elektrischen Hallfelder an den Enden des Entladungsgefäßes verursacht wird, wie es in II.2 beschrieben wurde, können die axialen Kurzschlußströme durch Messungen ihrer Magnetfelder bestimmt werden. Messungen dieser Art wurden von Kaufmann u.a. (7) an dem Thetapinch-Experiment am Max-Planck-Institut für Plasmaphysik in Garching durchgeführt. Auch diese Arbeit wurde kurz vor Abschluß der vorliegenden experimentellen Untersuchungen veröffentlicht. Kaufmann erbringt durchaus den Nachweis, daß außerhalb der Spule solche B_{θ} -Felder vorhanden sind, d.h. daß in dem Plasmastopfen am Ende der Spule axiale Ströme fließen, die eine Rotation in der auf Streakaufnahmen beobachteten Richtung hervorrufen könnten. Selbst diese Arbeit, wie auch die Arbeit von Thomas (6) beschränken sich nur auf das Plasma, das sich außerhalb der Spule befindet und lassen somit an Vollständigkeit fehlen.

Zu Beginn des Untersuchungsprogramms zur Rotation wurde die Methode der B_{θ} -Feldmessungen eingehend diskutiert. Es wurde jedoch davon Abstand genommen, da die Erfahrung gezeigt hat, daß das Einführen einer solchen magnetischen Sonde gerade bei geringen Anfangsdrucken eine schwerwiegende Störung des Plasmas zur Folge hat (16). Die Beobachtungszeiten beschränken sich hierbei auf maximal 3 - 4 μ sec, danach wird das Plasma durch die lokale Kühlung und die lokal durch die Sonde zugeführten Verunreinigungen instabil.

Aus diesem Grunde bot es sich an, die Rotationsgeschwindigkeit ω direkt mittels der Dopplerverschiebung von Verunreinigungslinien zu messen.

3. Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit mit Hilfe der Dopplerverschiebung

Die einzige experimentelle Methode, die Rotation eines Plasmas zu bestimmen, d.h. die makroskopische Winkelgeschwindigkeit zu messen, ohne das Plasma von außen zu beeinflussen, ist die Messung der Dopplerverschiebung $\Delta\lambda_s$ von Verunreinigungs-
linien. Voraussetzung hierfür ist, daß die Ionen der Verunreinigungs-
linien die gleiche azimutale Geschwindigkeit wie die Deuteriumionen besitzen. Für solch ein Mehrkomponentenplasma hat Bogen et al. (17) gezeigt, daß dies, sofern sich die Temperaturen (T_i, T_e) nicht sehr unterscheiden, zutrifft. Um das Problem nicht zu komplizieren, wird zunächst einmal angenommen, daß alle Plasmaschichten mit konstanter Winkelgeschwindigkeit wie ein starrer Körper rotieren. Aus der Abb. 6 entnimmt man für $v_\theta = v_0 \omega$, daß die vom Beobachter im Abstand r von der Achse wahrgenommene Geschwindigkeitskomponente v_B gegeben ist durch $v_B = v_0 \omega \cos \theta = v \omega$, also unabhängig von θ und konstant für die ganze beobachtete Schicht ist.

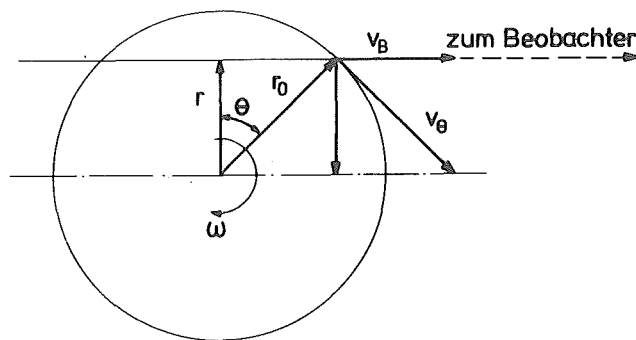


Abb. 6 Schematische Darstellung der Geschwindigkeitskomponente am Beobachtungsort

Aus dem Dopplereffekt für eine bewegte Lichtquelle ergibt sich eine Verschiebung der Linie um den Betrag

$$\Delta\lambda_s = \frac{\lambda}{c} v_B = \frac{\lambda}{c} r\omega \quad (22)$$

woraus die Winkelgeschwindigkeit ω bestimmt werden kann.

Auch diese Methode hat für die experimentelle Bestimmung der Rotation am Thetapinch einige Nachteile. Einmal ist man auf das Vorhandensein von Verunreinigungen angewiesen, die z.T. aus Intensitätsgründen hinzugefügt werden müssen, zum anderen steht für die Messung nur ein relativ kurzer Zeitraum zur Verfügung, da bei der adiabatischen Kompression des Thetapinch-Plasmas die Temperaturen so weit ansteigen, daß im sichtbaren Bereich die Linienstrahlung der unteren Ionisationsstufen beim Übergang zu den nächst höheren Ionisationsstufen sehr schnell verschwindet. Für ein Plasma von $T_e = 20 \text{ eV} - 300 \text{ eV}$ gibt es nur sehr wenige Ionen, die Linien im sichtbaren und im Quarz-UV-Bereich emittieren und nicht übermäßig Stark-verbreitert sind. Die Zeeman-Aufspaltung spielt eine weniger bedeutende Rolle, da z.Zt. der Beobachtung die Magnetfelder relativ klein sind. Eine weitere experimentelle Beschränkung liegt in der Dopplerverbreiterung der Verunreinigungslinien. Die Dopplerverbreiterung der Linien sollte nicht zu groß sein, damit die Dopplerverschiebung in der Verbreiterung nicht untergeht. Es soll also v_{therm} nicht viel größer sein als die zu messende Rotationsgeschwindigkeit der Ionen. Im Temperaturgleichgewicht ($T_{\text{Verunr.}} \approx T_{\text{Deuterium}}$) ist dies leichter bei schweren Test-Ionen erfüllt als bei leichten.

Die Methode der Dopplerverschiebung hat andererseits den Vorteil, daß man in einem Meßaufwand gleichzei-

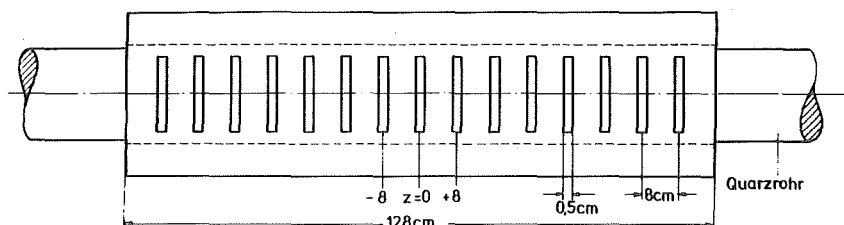
tig die Ionentemperatur des Plasmas bestimmen kann, wie in VI. noch gezeigt wird.

Die Bestimmung der Ionentemperatur ist neben der Elektronentemperatur wünschenswert, da diese beiden Temperaturen erfahrungsgemäß nicht gleich sein müssen.

Die Bestimmung der Plasmatemperatur spielt außerdem eine bedeutende Rolle für die Interpretation des Rotationsmechanismus. Über die Kenntnis der Temperatur ist es u.a. möglich zu prüfen, ob die diskutierten Modelle für die Interpretation der Beobachtungen in Frage kommen.

IV. Aufbau des Thetapinch-Experimentes und Erzeugung des Plasmas

Die optischen und spektroskopischen Messungen zur Untersuchung der Rotation im Thetapinch-Plasma wurden am 1,2 MJoule Kompressionsexperiment "Julietta" durchgeführt, das im Institut für Plasmaphysik in Jülich zur Erzeugung von heißen und dichten Plasmen während einer Einschlußzeit von 5 - 10 μ sec gebaut wurde. Dieses Experiment bot sich insbesondere wegen der Spulenlänge von 128 cm für diese Untersuchungen an, da zumindest während der ersten 3 - 4 μ sec der Messungen die Mittelebene der Spule frei von den Störungen an den Enden ist. Die Spule hat einen Innendurchmesser von 21 cm und besteht aus 16 einwindigen Einzelspulen von je 80 mm Breite. Sie hat eine Induktivität von 27 nH. 32 Platten mit vorderseitigen Spulen- und rückwärtigen Kabelanschlüssen bilden den Kollektor, über den in der Regel drei bis vier Kondensatorbatterien entladen werden. Das Entladungsrohr in der Spule hat einen Innendurchmesser von 19 cm und einen Außendurchmesser von 20 cm. Durch 15 Spulenspalte kann das Plasma beobachtet werden (Abb. 7).



Kompressionsspule mit Quarzrohr und Lage der Beobachtungsfenster
Äusserer Durchmesser des Quarzrohres $d_{\text{qr}} = 20\text{cm}$
Innerer Durchmesser des Quarzrohres $d_{\text{qi}} = 19\text{cm}$
Innendurchmesser der Spule $d_{\text{sp}} = 21\text{cm}$

Abb. 7

1. Erzeugung der Magnetfelder

a) Vorionisierung (V_1)

Im Gegensatz zu anderen Thetapinch-Experimenten, die für die Vorionisierung einen an das Entladungsrrohr angekoppelten Hochfrequenzsender oder eine Z-Pinchentladung benutzen, wird an diesem Experiment eine hochfrequente Thetapinch-Entladung eingesetzt.

Als Speicher dienen vier Kondensatoren mit einer Kapazität von je $0,31 \mu\text{F}$. Die weiteren Daten sind im elektrischen Ersatzschaltbild des gesamten Entladungskreises eingezeichnet. Die magnetische Feldstärke in der Spule erreicht bei einer Ladespannung von 20 kV einen maximalen Wert von 655 Gauss. Die Frequenz des Magnetfeldes ist 400 kHz. Die Abb. 8 zeigt die zeitliche Veränderung der Magnetfeldstärke der Vorionisierungsbatterie V_1 .

b) Vorheizung (V_2)

Das Schaltbild zur Erzeugung des magnetischen Wechselfeldes der Vorheizbatterie unterscheidet sich von der Vorionisierungsbatterie lediglich in der Kapazität und der Ladespannung. Die Vorheizbatterie besteht aus 16 Kondensatoren, die über 16 Funkenstrecken und 32 koaxiale Kabel auf die gleiche Art mit dem Kollektor verbunden sind wie die Vorionisierungsbatterie V_1 . Jeder Kondensator besitzt eine Kapazität von $0,31 \mu\text{F}$ und 38 nH. Die Ladespannung beträgt $U_L = 18 \text{ kV}$, das ergibt eine Spannung an der Spule von $U_{\text{max}} = 5,6 \text{ kV}$. Diese Spannung ist gerade noch zulässig, wenn vermieden werden soll, daß die Funkenstrecken der Hauptbatterie durch die Vorheizentladung mitgezündet werden. Das maximale Magnetfeld beträgt unter diesen Bedingungen $B_{\text{max}} = 1,1 \text{ kGauss}$.

In den Experimenten wurde in vielen Fällen die Vorionisierung V_1 nicht benutzt. Die Zündung der Vorheizentladung V_2 erfolgt dann zu einer späteren Halbwelle der Entladung. Im Plasma bleibt dann meist ein Feld eingefroren mit der Polarität der Halbwelle, welche der Zündhalbwelle folgt.

c) Vorfeldbatterie (M)

Zur Überlagerung eines antiparallelen bzw. parallelen Feldes während der Vorheizphase dient eine langsame Kondensatorbatterie, deren Periode $T = 161 \text{ } \mu\text{sec}$ ist. Die maximalen Felder der Vorfeldbatterie können je nach Anwahl der vorhandenen Einheiten $12 \times (6 \times 7,5 \text{ } \mu\text{F})$ von $B_0 = 0 - 3,0 \text{ kG}$ in Stufen variiert werden.

Abb. 8 zeigt den entsprechenden Strom bzw. den Spannungsverlauf bei einer Entladung von $1/4$ der Vorfeldbatterie ($1/4 \text{ M}$).

d) Hauptbatterie

Die Kondensatorbatterie besteht aus 768 Kondensatoren, die niederinduktiv parallel geschaltet sind und über 192 Funkenstrecken und 1152 Koaxialkabel über den Kollektor und die Spule entladen werden. Die Gesamtkapazität der Kondensatorbatterie beträgt $5672 \text{ } \mu\text{F}$. Die maximal zulässige Ladespannung ist 20 kV . Die Kondensatoren werden im Betrieb jedoch nur auf 18 kV aufgeladen. Um ein Durchschwingen des elektrischen Kreises zu verhindern, wird dieser zum Zeitpunkt des Strommaximums über ein Crowbarsystem, das von der Technischen Hochschule Braunschweig in Zusammenarbeit mit dem Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich entwickelt wurde (18), kurzgeschlossen. Sobald die Crowbarschalter geschlossen sind, klingt der Spulenstrom exponentiell mit einer Zeitkonstanten $\tau_{CB} \sim L_s / R_{CB}$ ab.

(L_s = Induktivität der Spule, R_{CB} = Widerstand des Crowbarkreises)

Im folgenden wird für die experimentellen Untersuchungen nicht die volle Hauptbatterie sondern nur 1/4 derselben eingesetzt, da von der Fragestellung und der Art der diagnostischen Hilfsmittel keine Veranlassung zum Einsatz der 1,2 MJoule besteht. Im Gegenteil, da der Temperaturbereich, in dem die CV-Linie auftritt, nur kurzzeitig durchlaufen wird, empfiehlt es sich, die zugeführte Energie soweit wie möglich zu reduzieren, um so den Vorteil einer längeren Meßzeit auszunutzen. Der zeitliche Verlauf der Strom- und Spannungssignale eines Viertels der Hauptbatterie ist in Abb. 8 wiedergegeben. Die Abklingzeit des Spulenstromes nach dem Zünden der Crowbarschalter ist $\tau_{1/e} \approx 200 \mu s$

In der Abb. 9 ist der zeitliche Ablauf des Experimentes angedeutet. Nach der Vorionisation des Deuteriumgases durch die V_1 wird in einzelnen Fällen das magnetische Zusatzfeld geschaltet, das mit positiver oder negativer Polarität zur Hauptbatterie vorgewählt werden kann. Zeitlich verzögert wird dann die Vorheizung V_2 gezündet und wenn das vorgeheizte Plasma einen angenähert stationären Zustand eingenommen hat, wird die Hauptbatterie hinzugeschaltet. Im Maximum des Kompressionsfeldes schließen die Crowbar-Schalter die Hauptbatterie kurz.

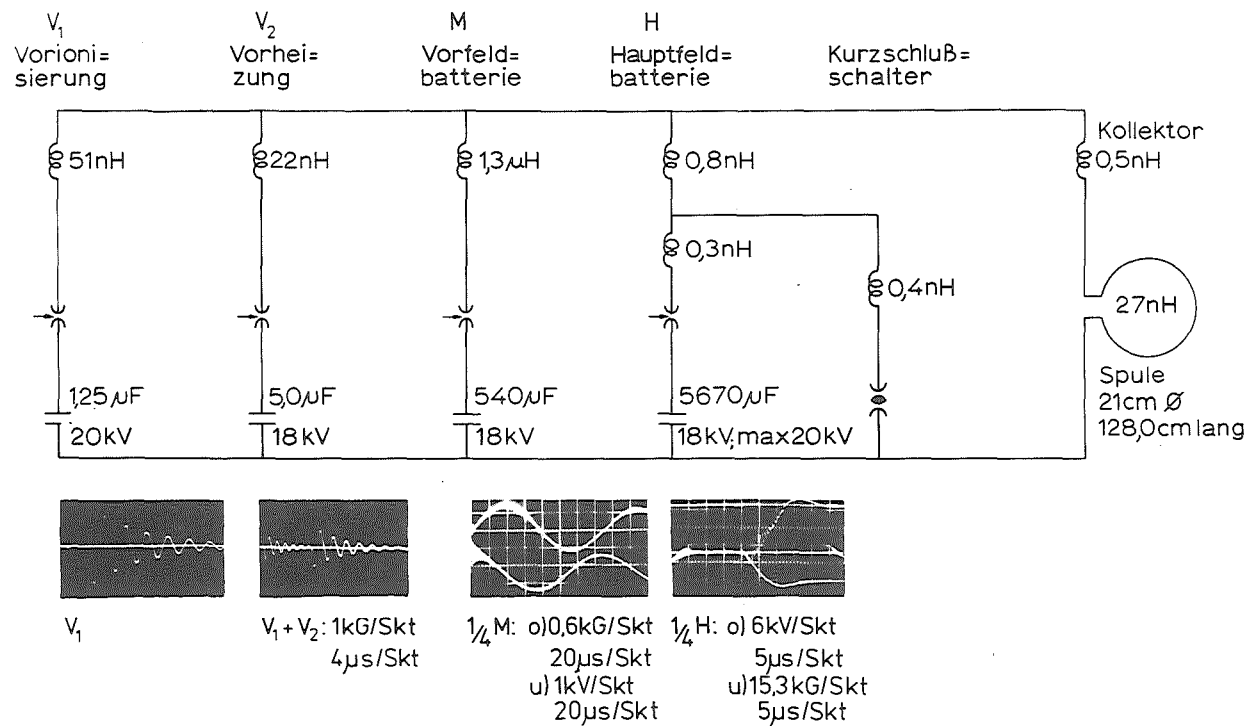
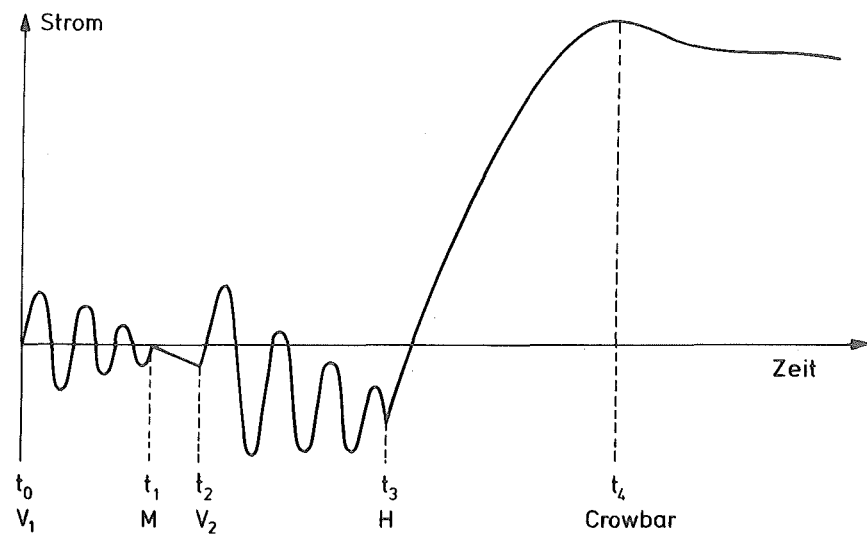


Abb. 8 Schematisches Schaltbild der 1,2 MJ-Thetapinchanlage mit den dazugehörigen Spannungs- bzw. Stromsignalen



Der zeitliche Ablauf des Thetapinch - Kompressionsexperiments

Abb. 9

V. Experimentelle Ausführung zur Messung der Rotation während und unmittelbar nach der Implosionsphase

Die Anforderungen, die an die experimentelle Ausführung zur Messung der Dopplerverschiebung zu stellen sind, ergeben sich aus der Geometrie und den Eigenschaften des Untersuchungsobjektes. Für die folgenden Messungen ist aus Intensitätsgründen vorgesehen, dem Neutralgas (Deuterium) geringe Verunreinigungen in Form von Methan (CH_4) oder O_2 oder N_2 hinzuzugeben. Ein solch geringer Anteil von weniger als 1 % kann nur bedingt reproduzierbar hinzugegeben werden. Es empfiehlt sich daher, die Versuchsanordnung so auszuführen, daß ein Linienprofil mit einem Entladungsschuß aufgenommen werden kann. Das hat den Vorteil, daß Messungen auch bei weniger guter Reproduzierbarkeit der Entladung durchgeführt werden können. Von besonderer Wichtigkeit ist dies für Entladungen mit überlagerten antiparallelen Vorfeldern. Diese Entladungen sind wegen der Zerreiß-Instabilitäten besonders zu späteren Zeiten wenig reproduzierbar.

Zur Bestimmung der Linienverschiebung wird eine Nachweismempfindlichkeit von $2 \Delta \lambda_s = 1/10 \Delta \lambda_{1/2}$ gefordert. ($\Delta \lambda_s$ = Dopplerverschiebung, $\Delta \lambda_{1/2}$ = Halbwertsbreite des Linienprofils) Nach den beschriebenen Modellen ist z.B. mit Gl. (14) und Gln. (22) und (33)

$$\frac{\Delta \lambda_{\min}}{\Delta \lambda_{1/2}} \approx 0,6 \frac{v_0}{\sqrt{\frac{2kT_i}{M}}} \approx 0,15 \left(\frac{M_C^2}{e} \frac{\beta}{N} \right)^{1/2} \approx \frac{1}{10}$$

für Kohlenstoff $M_C = 12 M_H$, $\beta \approx 1$ und $N \approx 1,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ($10 \mu\text{D}_2$), d.h. die am Plasmarand zu erwartende Linienverschiebung ist nur 10 % der Halbwertsbreite. Die Forderung $2 \Delta \lambda_s = 1/10 \Delta \lambda_{1/2}$ für die Nachweisgrenze ist also gerade derart, daß man die zu erwartenden Effekte

noch sicher nachweisen kann.

Die optische Anordnung soll zum kurzwelligen Bereich bis $1800 \text{ \AA}$ brauchbar sein, da bei Rotationsmessungen an Plasmen mit einer Temperatur $T_e = 50 - 160 \text{ eV}$ die interessierenden Spektrallinien im nahen UV liegen.

Um all diesen Anforderungen gerecht zu werden, wurde ein 10-Kanal-Polychromator gebaut, wie er in Abb. 12 schematisch dargestellt ist.

1. Spektrometer

Die Linienmessung wird mit einem Gittermonochromator in Ebertaufstellung mit einer Brennweite $f = 50 \text{ cm}$ und mit einem Öffnungswinkel 1:10 vorgenommen. Die Dispersion des Monochromators beträgt $16 \text{ \AA/mm}$ in der I. Ordnung. Die Linienprofile werden je nach Linienbreite in der II. bzw. III. Ordnung gemessen. Hierfür wird ein Gitter mit $5 \times 5 \text{ cm}$ Fläche, einer Gitterkonstanten von $d = 8,5 \cdot 10^{-4} \text{ mm}$ und einem Blazewinkel bei $21^\circ 6'$ verwendet; das entspricht einem Intensitätsmaximum bei $6000 \text{ \AA}$.

Die Auflösung des Spektrometers in der III. Ordnung war etwa $0,05 \text{ \AA}$ und lag somit nahe am Wert der theoretischen Auflösung.

Die ersten zeitaufgelösten Linienprofile wurden aus einer Serie von 20 - 25 Entladungen zusammengesetzt. Für diese Messungen war es notwendig, daß das Gitter mit sehr guter Reproduzierbarkeit auf $0,05 \text{ \AA}$ genau eingestellt werden kann. Um dies zu erreichen, wurde für den Monochromator eine völlig neue Gitteraufhängung konstruiert, die gegen Erschütterungen unempfindlich ist. Mittels einer Mikrometerschraube, die am Verstellhebel der Gitterhalterung direkt angreift, kann das Gitter auf die gewünschten $0,05 \text{ \AA}$ genau eingestellt werden.

Die Abb. 10 zeigt zwei mit diesem so modifizierten Monochromator aufgenommene Linienprofile der CV-Linie in der III. Ordnung bei $p_0 = 30 \mu$ Anfangsdruck Deuterium. Die Spalthöhe betrug $h = 4 \text{ mm}$ und die Spaltbreite 20μ . Auf gekrümmte Spalte wurde in dieser Anordnung wegen der geringen Spalthöhe verzichtet. Für die weiteren Messungen, die mit dem später beschriebenen 10-Kanal-Polychromator durchgeführt wurden, war diese gute Einstellreproduzierbarkeit von besonderem Vorteil. So kann ohne größere Schwierigkeit bei der Aufnahme des Linienprofils das Maximum der unverschobenen Linie in die Mitte des Dispersionsbereiches gelegt werden.

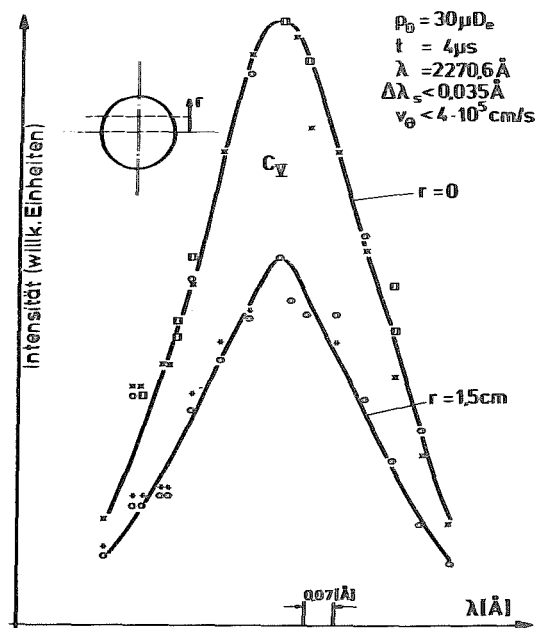


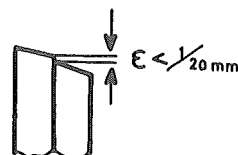
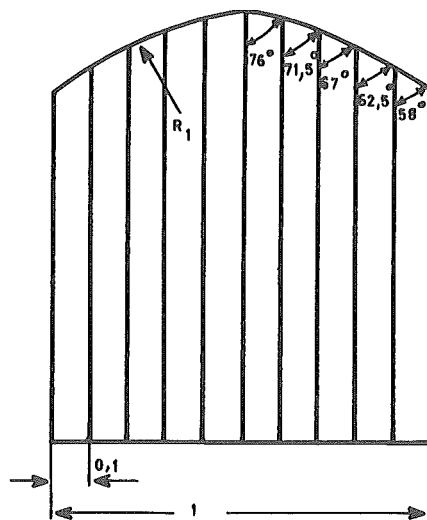
Abb. 10 Linienprofil der CV-Linie, zusammengesetzt aus einer Vielzahl von Entladungen (Gemessen in der III. Ordnung)

2. Facettenspiegel

Ursprünglich war beabsichtigt, als Linienprofilteiler eine Anordnung mit Lichtleitern, die zum kurzwelligen Wellenlängenbereich bis $1800 \text{ \AA}$ durchlässig sein sollten, zu verwenden. Es stellte sich leider erst später heraus, daß Quarzfäden mit einem Durchmesser von $100 - 20 \mu$ industriell nicht herstellbar sind. Als Profilteiler wurde schließlich ein Facettenspiegel eingesetzt, ähnlich wie Keilhacker (19) ihn bei seinen Messungen benutzt hat. Der Facettenspiegel besteht aus 10 kleinen Spiegeln, die aus sorgfältig ausgesuchten Mikroskopdeckplättchen mit einer Kantenlänge von 20 und 26 mm und einer Dicke von 0,1 mm - 0,005 mm geschliffen sind. Die Neigungswinkel der Spiegelflächen betragen 76° , $71,5^\circ$, 67° , $62,5^\circ$ und 58° . Die Flächen sind poliert und Al.-verspiegelt. Beim Schleifen und Polieren wurde darauf geachtet, daß die Krümmungsradien R der Stirnflächen ausreichend groß waren, um keine unerwünschten Abbildungseigenschaften zu bekommen. Damit der Öffnungswinkel der einzelnen Spiegel nicht beschnitten wird, muß darauf geachtet werden, daß die gegenseitige Verschiebung der Spiegel kleiner als $\epsilon = 1/20 \text{ mm}$ ist, s. Abb. 11.

Abb. 11

Aufbau des Facettenspiegels im Polychromator



3. Multiplifieranordnung

Die Multiplier zur Aufnahme von 10 Signalen wurden mit besonderer Sorgfalt ausgewählt, damit eine ausreichende Stabilität der Nachweisanordnung erreicht wird. Es wurden Multiplier von EMI mit der Bezeichnung 9781 B verwendet, die im Aufbau ähnlich dem bekannten 1 P 28 Multiplier von RCA sind, den gleichen Spektralbereich besitzen, jedoch eine ungefähr 10-fach größere Empfindlichkeit haben. Die eingesetzten Multiplier wurden von der Lieferfirma auf angenähert gleiche Empfindlichkeit vorselektiert.

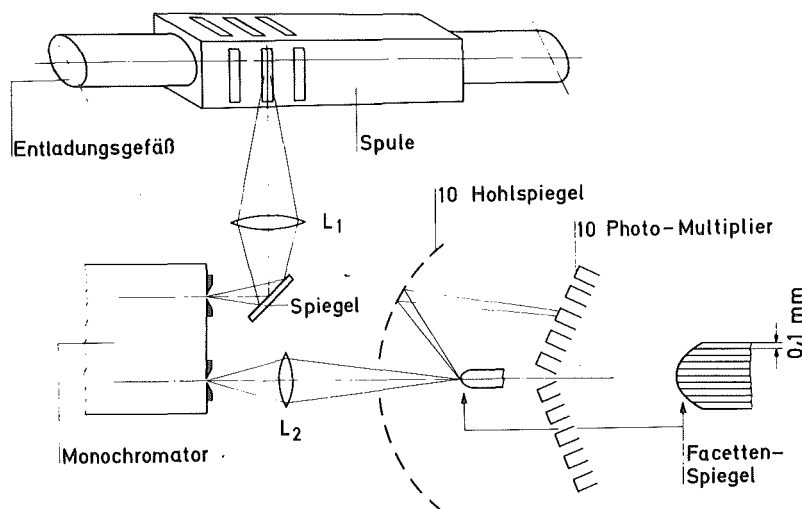
Die Multiplier werden relativ zueinander über die Spannungsversorgung in der Empfindlichkeit abgeglichen. Zur Kalibrierung der Multiplier wird das Licht der CV-Linie bei einem Eingangsspalt des Monochromators von 600 μ Breite auf die Multiplier geleitet. Ein Vergleich mit dem Kontinuum der Entladung in der Nähe der CV-Linie zeigt, daß die Breite des Plateaus für die Kalibrierung ausreichend groß ist. Die Kalibrierung wird vor und nach jeder Meßserie durchgeführt.

4. Experimentelle Anordnung zur Messung der Dopplerverschiebung

Die Anordnung des Polychromators zum Entladungsrohr mit der Kompressionsspule zeigt die Abb. 12. Das Plasma wird über einen Quarz-Flußspat-Achromat L_1 mit einer Brennweite von 20 cm über den Umlenkspiegel M_1 auf den Eingangsspalt des Gittermonochromators im Verhältnis 2:1 verkleinert abgebildet. Die Achse des Entladungsrohres liegt in der Spaltöffnung, dessen Höhe je nach Intensitätsverhältnissen auf 2 bzw. 4 mm begrenzt ist. Die Optik L_2 , in diesem Fall ein sphärisch korrigierter Quarz-Kalzium-Fluorid Achromat der Firma Zeiss, Oberkochen, mit einer Brennweite $f = 8,5$ cm und einem Durchmesser von 3 cm bildet die Ausgangs-

spaltebene im Verhältnis 1:5 auf den Facettenspiegel ab. Der Profilterteiler reflektiert die Lichtanteile des Linienprofils über eine Anordnung von 10 kleinen Hohlspiegeln der Brennweite $f = 15 \text{ cm}$ und einer Fläche von $15 \times 45 \text{ mm}$ auf 10 Multiplier in der Art, daß die Gitterebene des Monochromators auf der Kathode der Photomultiplier liegt. Diese Abbildung gewährleistet eine gute Ausnutzung der Kathodenoberfläche. Die Spannungen an den Anodenwiderständen werden durch fünf kalibrierte Kathodenstrahloszillographen registriert.

Der gesamte Polychromator, der in einer Kompaktbauweise gebaut worden ist, ist sowohl senkrecht als auch längs der Spulenachse verschiebbar.



Anordnung eines 10 Kanal Polychromators zur Messung der Dopplerverschiebung an einem rotierenden Plasma

Abb. 12

Die Güte des Auflösungsvermögens des Polychromators zeigt die Abb. 13. Die Linienbreite ist im wesentlichen durch die Spiegelbreite bestimmt. Das Auflösungsvermögen des optischen Systems wurde mit zwei dicht beieinander liegenden Quecksilberlinien

$\lambda_1 = 3131,55 \text{ \AA}$ und $\lambda_2 = 3131,83 \text{ \AA}$ überprüft (20).

Bei einem Eintrittsspalt $4 \text{ mm} \times 20 \text{ }\mu$ und dem Facettenspiegel als Austrittsspalt ergibt sich eine spektrale Breite von $0,16 \text{ \AA/Kanal}$, gemessen in der II. Ordnung. (Der rechnerische Wert ergibt sich zu $0,158 \text{ \AA/Kanal}$.) In der III. Ordnung beträgt die spektrale Breite $0,096 \text{ \AA/Kanal}$.

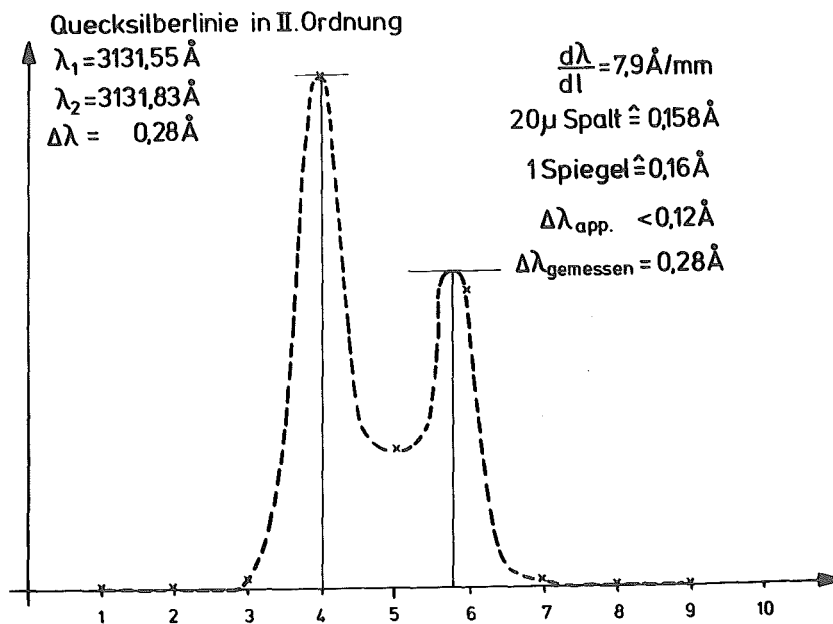


Abb. 13 Linienprofil der Quecksilberlinien
 $\lambda_1 = 3131,55 \text{ \AA}$ und $\lambda_2 = 3131,83 \text{ \AA}$,
 gemessen in der II. Ordnung

VI. Experimentelle Ergebnisse

Zur Untersuchung der Plasmarotation im Thetapinch wurden neben dem Polychromator Meßmethoden zur Temperatur- und Liniendichtebestimmung eingesetzt. Die axiale Symmetrie der Entladung wurde mit einer Drehspiegelkamera und kompensierten Schleifen beobachtet. Zur Ermittlung des Magnetfeldes auf der Achse wurde zusätzlich eine magnetische Sonde in das Plasma eingeführt. Im folgenden werden die angewandten Techniken und die damit erzielten Ergebnisse beschrieben.

1. Bestimmung der Temperatur im vorgeheizten Plasma

Für die Messung der Rotationsgeschwindigkeit spielt, wie sich gezeigt hat, die Vorheizung im allgemeinen eine völlig untergeordnete Rolle, es sei denn, es werden zusätzlich parallele oder antiparallele B_z -Felder überlagert. Frühere Messungen (21,22) haben gezeigt, daß ohne solche überlagerten B_z -Felder das Plasma das gesamte Volumen des Entladungsgefäßes ausfüllt. Im wesentlichen beschränkt sich die Untersuchung der Vor-entladung auf ihre Reproduzierbarkeit. Hierfür werden der zeitliche Verlauf der H_β -Linie und z.T. des Kontinuums des vorgeheizten Plasmas beobachtet.

Um ein Maß für den Ionisationsgrad zu erhalten, oder das langsame Abheben des Plasmas von den Wänden bei langsam ansteigenden überlagerten parallelen oder antiparallelen Feldern zu bestätigen, wurde aus dem Intensitätsverhältnis η der H_β -Linie zum Kontinuum (I_{H_β} / I_K) die Temperatur des vorgeheizten Plasmas bestimmt (23). Für die beiden Intensitäten gilt bei gleicher Schichtdicke d

$$I_{H_\beta} \sim n_e^2 f_{H_\beta}(T_e) d ; \quad I_K \sim n_e^2 f_K(T_e) d \quad (23)$$

Das Verhältnis der beiden Intensitäten ist somit unabhängig von der Teilchendichte. Unter der Voraussetzung der Gültigkeit der Saha-Gleichung (23) reagiert η im Temperaturbereich 1 eV - 4 eV sehr empfindlich auf eine Temperaturänderung. Das Verhältnis der Intensität von H_{β} bezogen auf ein 100 Å breites Band des H-Kontinuums wurde mit Hilfe eines Monochromators photoelektrisch gemessen. Hier ist der zeitliche Verlauf der Temperatur während der Vorheizung gezeigt (Abb. 14).

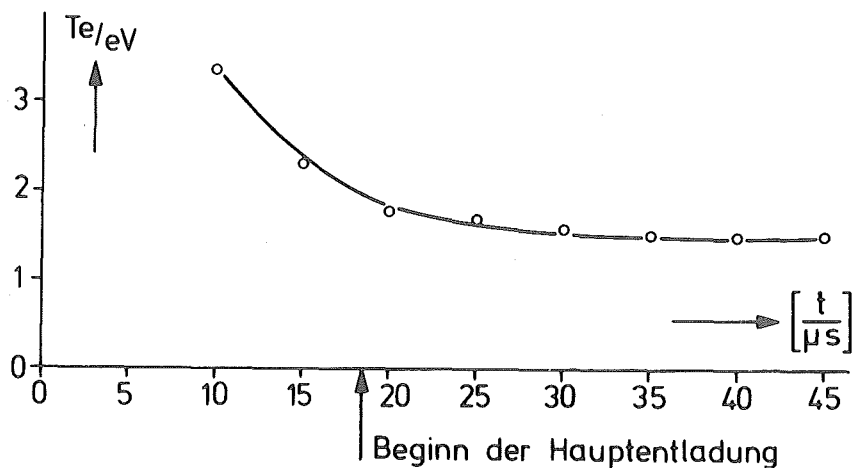


Abb. 14 Zeitlicher Verlauf der Elektronentemperatur T_e während der Vorheizung
 $p_O = 30 / \mu D_2$, ohne Vorionisierung

2. Die Hauptkompression

Um sicher zu stellen, daß das Plasma während der Meßzeit der Dopplerverschiebung zur Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit ω axialsymmetrisch ist, wurde eine Spulenhälfte mit 8 Beobachtungsfenstern auf eine hochauflösende Drehspiegelkamera abgebildet. Eine Drehspiegelaufnahme einer Entladung mit $p_0 = 30 \text{ } \mu\text{D}_2$ Anfangsfülldruck zeigt die Abb. 15. Die untere Schmieraufnahme gibt den zeitlichen Verlauf der Plasmasäule am mittleren Beobachtungsfenster ($z = 0$) wieder. Die obere Aufnahme zeigt das zeitliche Verhalten des Plasmas am Ende der Spule ($z = -56 \text{ cm}$). Der Radius des Plasmas $r(z, t)$ ist ein Maß für die Endverluste in einem Theta-pinch. Die aus Drehspiegelbildern ermittelten Plasmadurchmesser sind in Abb. 16 über der Achse zu verschiedenen Zeiten aufgetragen. Bei Entladungen mit geringeren Anfangsfülldrücken ($20 \text{ } \mu$, $10 \text{ } \mu$, $5 \text{ } \mu\text{D}_2$) konnte jedoch die Drehspiegelkamera wegen der mangelnden Intensität des Plasmaeigenlichtes nicht mehr eingesetzt werden. In diesen Fällen wurde die Entladung mit einer STL-Bildwandlerkamera in der Mitte der Spule beobachtet.

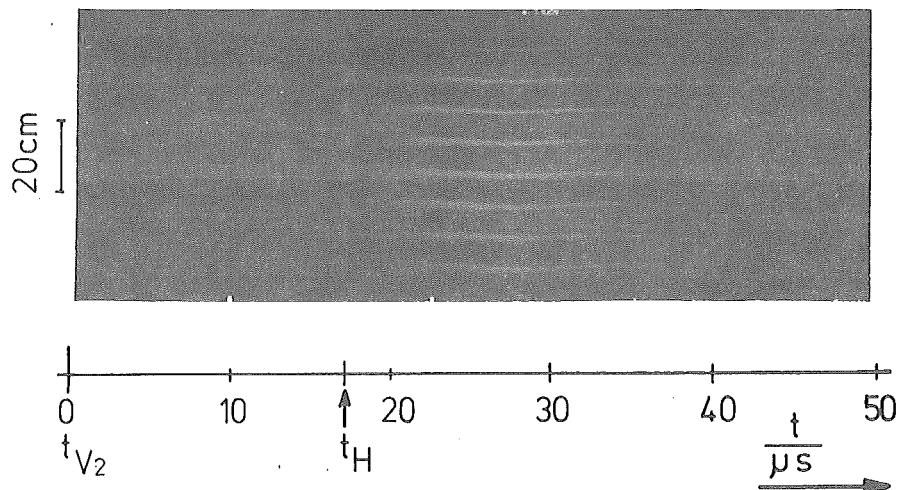


Abb. 15 Drehspiegelaufnahmen einer Plasmaentladung bei $p_0 = 30 \text{ } \mu\text{D}_2$, $B_{\text{max}} = 12,1 \text{ kG}$, ohne V_1 von unten nach oben: $z = 0, -8, -16, -24, -32, -40, -48, -56 \text{ cm}$

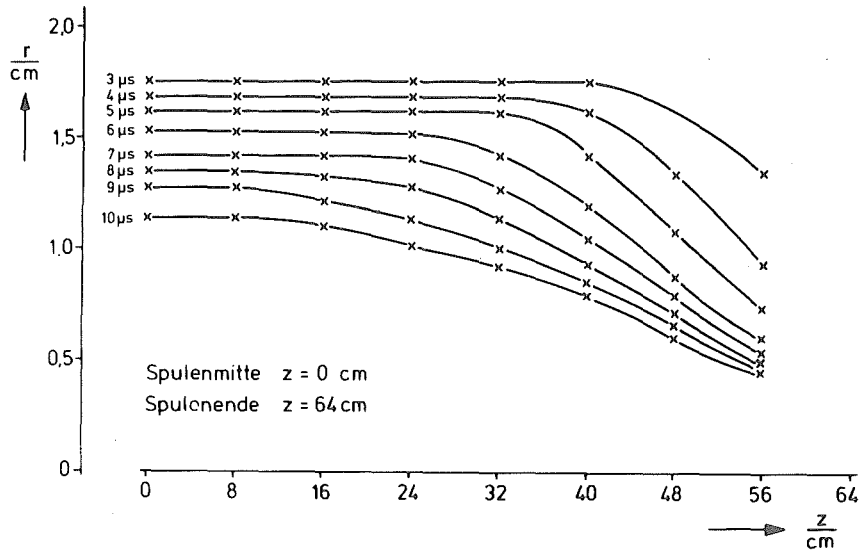


Abb. 16 Plasmaradius einer Entladung bei
 $p_o = 30 \text{ uD}_2$ ohne V_1
 $B_{\text{max}} = 12,1 \text{ kG}$ als Funktion von z und t

Zusätzlich wurde der Entladungsverlauf mit Hilfe von 16 kompensierten Schleifen im Abstand von 8 cm zur Messung des vom Plasma verdrängten magnetischen Flusses kontrolliert (16). Diese Methode wurde bereits von T.S. Green (24) und F. Waelbroeck (25) eingesetzt.

Die Abb. 17 zeigt schematisch die Anordnung der kompensierten Schleifen. Über einen Spannungsteiler wird die Meßschleife und die Kompensationsspule so abgeglichen, daß sich ohne Plasma beide Signale aufheben. Mit Plasma erhält man ein von Null verschiedenes Differenzsignal, welches mit einem Kondensator C integriert wird. Für den Fall eines Plasmas mit $\beta \approx 1$ ist das integrierte Signal (24)

$$I = \text{const } F_p B_a \rightarrow r_p \sim \sqrt{\frac{I}{B_a}} \quad (24)$$

F_p = Plasmaquerschnittsfläche
 B_a = äußeres Feld

Bei einer adiabatischen Kompression ändert sich die Plasmafläche mit dem Druck wie

$$B_0^2 T_p^\gamma = \text{const.} N \quad (25)$$

N = Liniendichte

Mit $\gamma = 5/3$ erhält man

$$I \sim N^{3/5} B^{-1/5} \quad (26)$$

oder

$$N \sim I^{5/3} B^{1/3}$$

Gl. (28) zeigt, daß das Signal sich nur schwach mit zunehmendem B ändert. Starke Änderungen, wie sie in der Abb. 18 beobachtet wurden, sind somit auf eine Änderung in der Liniendichte zurückzuführen.

Die beschriebene Methode wurde im vorliegenden Experiment nur als qualitativer Nachweis für die Stabilität und für die Reproduzierbarkeit der Entladungen angewandt. Die Liniendichte wurde mit der nachstehenden Methode bestimmt. Die Abb. 18 zeigt die acht Signale der kompensierten Meßschleifen.

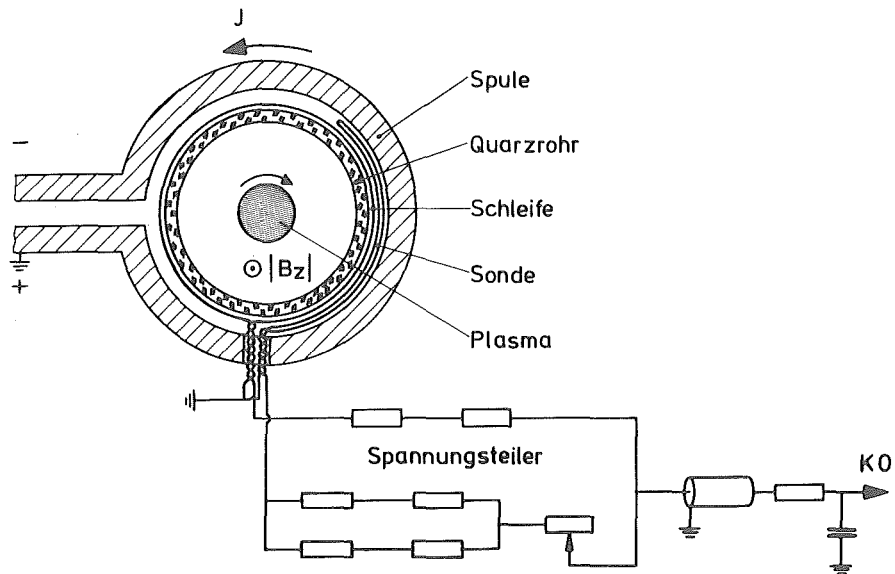


Abb. 17 Schematische Darstellung der Anordnung der kompensierten Schleifen.

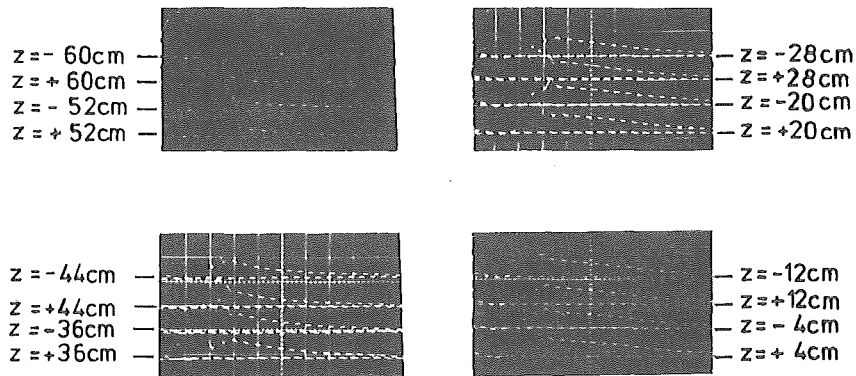


Abb. 18 Signale der kompensierten Meßschleifen einer Entladung $p_0 = 30 \mu$ ohne V_1
 $0,5 \text{ V/Skalenteil}$; $2 \mu\text{s/Skalenteil}$

3. Bestimmung der Liniendichte

Ein in Thetapinch-Experimenten anwendbares Verfahren ist die Bestimmung der Liniendichte aus den Perioden der radialen Oszillation der Plasmasäule unmittelbar nach der ersten Kompression. Für die Berechnung wird dabei der folgende, von Niblett und Green (26) angegebene Ausdruck verwendet.

$$N = \frac{1}{4\pi^2 m_i} B_a^2 \tau^2 \quad (27)$$

Hierbei ist B_a das äußere Magnetfeld und τ die Periode der radialen Oszillationen. Die Periode der Oszillationen kann sowohl aus Streakaufnahmen, aus Photomultipliersignalen des Eigenlichtes bzw. aus den magnetischen Signalen (kompensierte Schleifen oder magnetische Sonden) entnommen werden. Alle genannten Methoden wurden für die Ermittlung des zeitlichen Verlaufs der Liniendichte in der Spulenmitte in Abb. 19 benutzt.

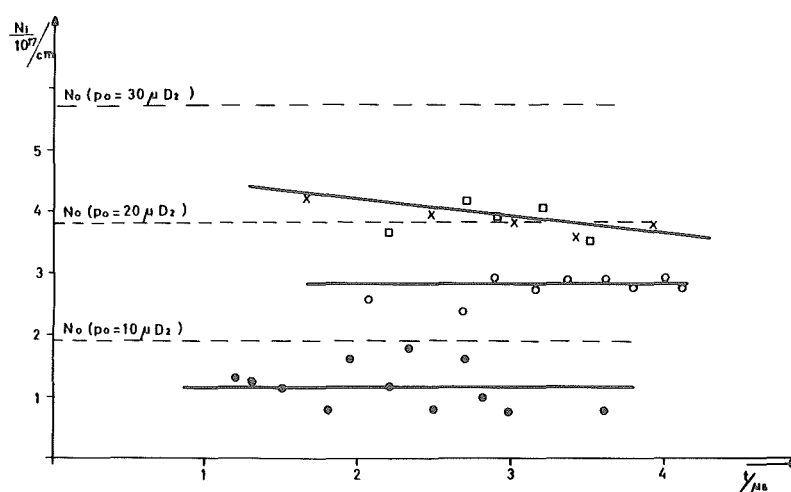


Abb. 19 Zeitlicher Verlauf der Liniendichte in Thetapinchentladungen mit den Anfangsfülldrücken $p_0 = 10 \text{ u}$, $p_0 = 20 \text{ u}$, $p_0 = 30 \text{ u D}_2$ (ohne V_2 , ohne überlagertes Magnetfeld)

Bei der Herleitung von Gl. (27) wurde vorausgesetzt, daß das Plasma in einem Kreiszylinderring Δv konzentriert ist. Für andere radiale Dichteverteilungen wurden sowohl von Taylor (27) als auch von Bodin, McNamara (28) Korrekturen angegeben. Aus einem Vergleich der Rechnungen mit experimentellen Dichteverteilungen müßte demnach die in Abb. 19 bestimmten Werte für die Liniendichte mit dem Faktor 1,44 multipliziert werden. Führt man diese Korrektur nach (28) durch, so ist zu ersehen, daß z.B. für $p_o = 20/u$ und $p_o = 30/u$ bei $3/us$ die gemessene Liniendichte mit der Anfangsliniendichte gut übereinstimmt. Dies sollte nicht allzu verwunderlich sein, wenn man berücksichtigt, daß nach Abb. 16 das Plasma in der Mittelebene von den Endverlusten noch nicht berührt wird. Die Verdünnungswelle läuft von den Enden her mit einer Geschwindigkeit von $v = 4,6 \times 10^6$ cm/s; sie ist etwas kleiner als die Alfvengeschwindigkeit

$$v_A = \frac{B_a}{\sqrt{4\pi g}} \approx 7 \cdot 10^6 \text{ cm/s} \quad (28)$$

Wesentlich größer sind die Abweichungen der experimentell ermittelten Liniendichte von der Anfangsliniendichte bei Entladungen mit dem Anfangsdruck $p_o = 10/u$. Sowohl Streakaufnahmen mit der STL-Bildwandlerkamera (Abb. 20) als auch die photoelektrische Registrierung des Plasmaeigenlichtes zeigen, daß nicht alle Teilchen während der Implosion mitgenommen werden. Zwischen der Plasmasäule und der Gefäßwand kann sich daher noch ein dünnes Plasma befinden.

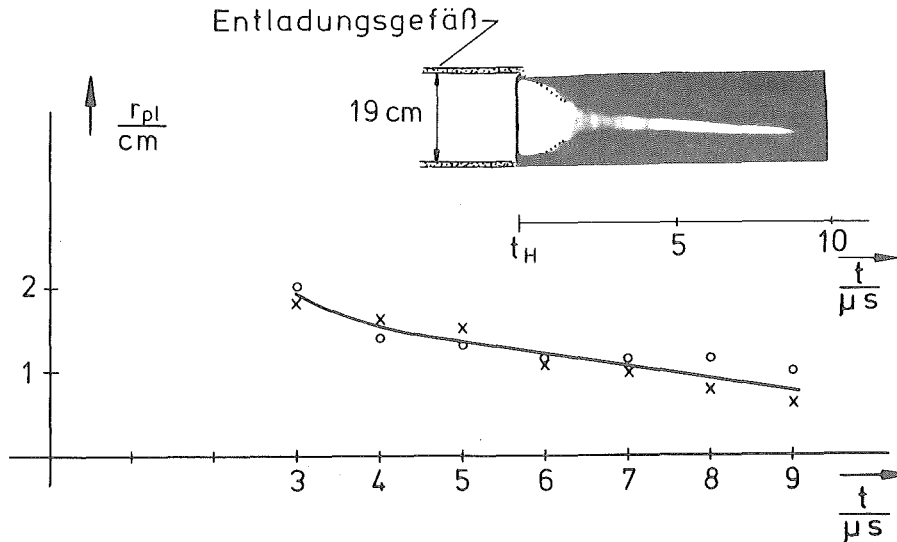


Abb. 20 Plasmaradius in der Mittelebene $z = 0$ aus Schmierbild mit einer Bildwandlerkamera aufgenommen; $p_0 = 10^{-4}$ u ohne V_1

4. Temperaturmessung

Um einen Vergleich zwischen der Theorie und den experimentellen Ergebnissen zu führen, ist es notwendig, die Temperatur des Plasma zu der Zeit zu kennen, zu der die Winkelgeschwindigkeit ω gemessen wird. Aus der Temperatur und der Teilchendichte bzw. aus der Liniendichte und dem β des Thetapinch-Plasmas ist es dann möglich, den Betrag von ω zu bestimmen. Im folgenden werden die Methoden und die Ergebnisse der Temperaturmessungen beschrieben und diskutiert.

a) Elektronentemperatur

Eine weitverbreitete Methode, die Elektronentemperatur zu bestimmen, ist die Folienabsorptionstechnik (29). Diese diagnostische Technik beruht auf der Tatsache, daß im hinreichend kurzen Wellenlängenbe-

reich die Intensität des Kontinuums eines Deuterium-Plasmas annähernd exponentiell mit der Wellenlänge abfällt. Die Strahlung eines Deuterium-Plasmas von einigen hundert eV ist im wesentlichen Bremsstrahlung, verursacht durch frei - frei Übergänge der Elektronen im Coulombfeld der Ionen.

$$I_K \sim \text{const. } n_e^2 \exp(-hc/kT_e \lambda) \quad (29)$$

Liegt I_K im experimentell bequem zugänglichen weichen Röntgengebiet ($1\text{\AA} \leq \lambda \leq 50\text{\AA}$), so kann diese Abhängigkeit zur Messung der Elektronentemperatur benutzt werden. Bei dieser Methode wird die von Absorptionsfolien (Beryllium- oder Aluminium-Folien) durchgelassene Röntgenstrahlung photoelektrisch gemessen. Die Folien wirken wegen der Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten K von λ wie Filter. Das Verhältnis η der hinter zwei Folien verschiedener Dicke gemessenen Röntgenintensitäten ist dann lediglich eine Funktion von T_e

$$\eta = \frac{\int \exp\left(-\frac{hc}{kT_e \lambda} - K(\lambda)d_1\right) d\lambda}{\int \exp\left(-\frac{hc}{kT_e \lambda} - K(\lambda)d_2\right) d\lambda} \quad (30)$$

wobei d die Dicke der Folien ist.

Zur Bestimmung des Intensitätsverhältnisses wurde eine Anordnung benutzt, wie sie bereits von H.J. Schlüter (30) zur Messung der Plasmaelektronentemperatur im Thetapinch eingesetzt wurde. In der Abb. 21 ist die schematische Anordnung dargestellt. Zusätzlich zu der allgemein üblichen Einkanal-anordnung, die das Plasma telezentrisch beobachtet, wurde

eine Vierkanalanordnung konstruiert. Durch den Einsatz von vier verschiedenen Be-Folien kann die Temperatur während einer einzigen Entladung gemessen und kontrolliert werden. Es wurden Berylliumfolien der mittleren Dicke $d = 15\text{ }\mu$, $55\text{ }\mu$, $109\text{ }\mu$ und $189\text{ }\mu$ benutzt.

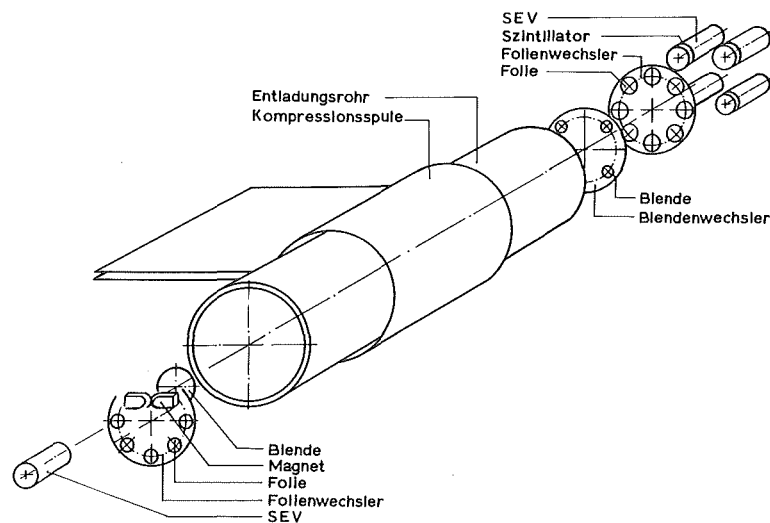


Abb. 21 Schematische Darstellung der Anordnung zur Bestimmung der Elektronentemperatur mit der Folienabsorptionstechnik

b) Ionentemperatur

Neben der Elektronentemperatur wird die Ionentemperatur bestimmt, denn zu frühen Zeiten der Entladung kann besonders bei kleinem Anfangsdruck T_i von T_e abweichen (31).

Die Ionentemperatur wird im folgenden aus der Dopplerverbreiterung der Spektrallinien der Verunreinigungslinien bestimmt. Die Wellenlänge λ einer Spektrallinie wird um einen Betrag $\delta\lambda$ verschoben, so-

fern das emittierende Atom gegenüber dem Beobachter eine Relativgeschwindigkeit v besitzt. Gehorchen nun die emittierenden Atome einer Maxwell-Verteilung, dann verursachen die nach Häufigkeit und Größe variierenden Wellenlängenverschiebungen insgesamt eine Linienverbreiterung. Integriert über alle Geschwindigkeiten (32) ergibt das Linienprofil eine Gausskurve.

$$J(\Delta\lambda) = \frac{I_0}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D} e^{-\left(\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2} \quad (31)$$

wobei

$$\Delta\lambda_D = \lambda_0 \sqrt{\frac{2kT_i}{Mc^2}} \quad (32)$$

M - Atomgewicht

Die ganze Halbwertsbreite der Linie ist nach Gl. (31)

$$\Delta\lambda_{1/2} = \Delta\lambda_D \cdot 2\sqrt{\ln 2} = 2\sqrt{\frac{\ln 2 \cdot 2kT_i}{Mc^2}} \lambda_0 \quad (33)$$

Aus der Halbwertsbreite einer Spektrallinie läßt sich somit die Ionentemperatur T_i bestimmen.

Aus Gl. (32) ersieht man, daß die Ionentemperatur T_i mit dem Quadrat der Dopplerbreite wächst. Fehler in $\Delta\lambda_{1/2}$ können sich somit bei der Temperaturbestimmung nachteilig auswirken. Bei jedem Experiment muß daher geprüft werden, welche anderen Linienverbrei-

terungsmechanismen, z.B. der Starkeffekt oder der Zeemaneffekt zur Linienverbreiterung beitragen können. Diese Methode läßt sich also nur anwenden, wenn die Dopplerverbreiterung gegenüber den beiden anderen Effekten dominierend ist. Für die Starkverbreiterung trifft diese Forderung bei allen Spektrallinien zu, welche von energetisch tief liegenden Termen hochionisierter Ionen ausgestrahlt werden, wie es bei der CV-Linie bei $2270,6 \text{ \AA}$ der Fall ist. Desgleichen ist der Zeemaneffekt als Anteil zur Linienverbreiterung auszuschließen. Nach (33) und (34) läßt sich die durch die magnetische Feldstärke B verursachte Zeemanaufspaltung abschätzen

$$\Delta\lambda_z \approx 10^{-12} \lambda^2 B \text{ \AA} \quad (34)$$

Hiernach sind jedoch Magnetfelder von mehr als 20 kG erforderlich, damit die CV-Linie ($2270,6 \text{ \AA}$) ein $\Delta\lambda_z$ von 20 % der Dopplerhalbwertsbreite $\Delta\lambda_{1/2}$ erreicht. Eine ausreichende Bedingung zu prüfen, ob die Dopplerverbreiterung dominiert, ist der Nachweis, daß die Intensitätsverteilung der verbreiterten Linie einer Gaussverteilung genügt. Die Abb. 22 zeigt Meßpunkte und ein angepaßtes Gaussprofil. Es ist zu ersehen, daß diese Bedingung für das vorliegende Plasma zutrifft.

Zur Aufnahme des Dopplerprofils wurde die in V.4. beschriebene optische Anordnung benutzt.

Das experimentelle Linienprofil $I_{\text{exp}}(\Delta\lambda)$ entsteht durch Faltung von Dopplerprofil und Apparateprofil. Aus der Abb. 13 ist zu ersehen, daß das Apparateprofil eine Halbwertsbreite von etwa $0,1 \text{ \AA}$ besitzt.

Die wahre Dopplerverbreiterung ergibt sich dann zu

$$\Delta\lambda_{1/2} = \sqrt{(\Delta\lambda_{1/2 \text{ exp.}})^2 - (\Delta\lambda_{1/2 \text{ op.}})^2} \quad (35)$$

Die Abb. 25 zeigt experimentelle Profile; die zugehörige Ionentemperatur wurde nach Berücksichtigung der Korrektur nach Gl. (35) bestimmt. Im allgemeinen wurden für die Bestimmung der Temperatur 6 - 10 Entladungen benutzt. Die Abweichungen der einzelnen Kanalmeßpunkte waren so gering, daß auf eine Einzeichnung der Streuwerte verzichtet wurde. Die geringe Abweichung von der Gaussverteilung wird durch die nur bedingt exakt durchzuführende Kalibrierung verursacht bzw. durch eine weniger gute Stabilität der einzelnen verwendeten Multiplier.

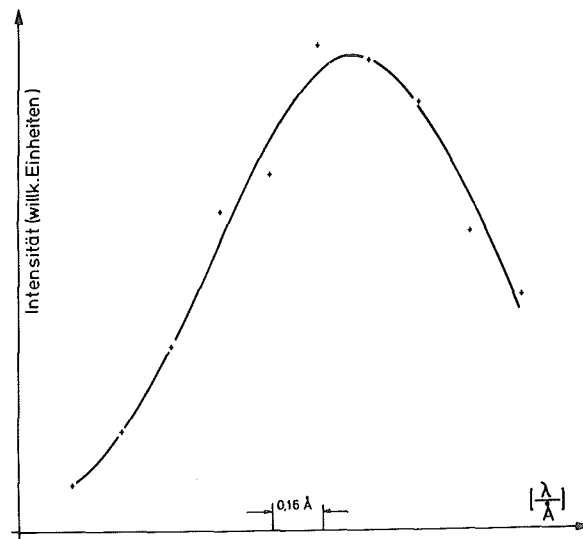
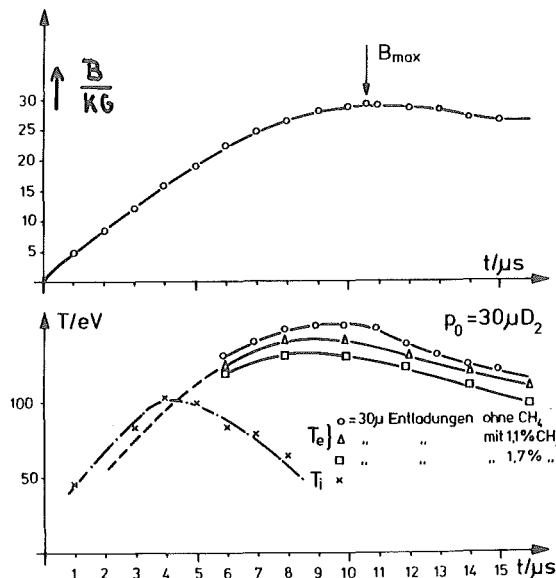


Abb. 22 Numerisch angepaßtes Gaussprofil der CV-Linie, gemessen in der II. Ordnung; $p_0 = 30 \text{ u}$, $B_a = 12 \text{ kG}$ ohne V_1

c) Ergebnisse der Temperaturmessungen

In der Abb. 23 ist der zeitliche Verlauf der Elektronen- und der Ionentemperatur für eine Entladung mit dem Anfangsfülldruck $p_0 = 30 \mu\text{D}_2$ und der zeitliche Verlauf des äußeren Magnetfeldes B_a dargestellt. Die drei Temperaturverläufe zeigen, daß der Einfluß einer Zugabe von Verunreinigungen bei höheren Anfangsdrücken relativ gering ist. Die Abweichungen in der Temperatur bei Zugaben von Kohlenstoff betragen im Mittel 10 % - 15 %. Die natürliche Verunreinigung des Plasmas, ermittelt aus spektroskopischen Untersuchungen, ergab einen Verunreinigungsgrad des Plasmas von 0,05 % Kohlenstoff und 0,5 % Sauerstoff. Die Sauerstoffverunreinigungen werden während der Vorheizung von der Wand des Entladungsgefäßes in das Plasma übertragen. Das Maximum der Elektronentemperatur wird bereits kurz vor dem Strommaximum erreicht. Ursache hierfür können Strahlungsverluste sein.

Abb. 23



oben: zeitlicher Verlauf des äußeren Magnetfeldes in kG
 unten: zeitlicher Verlauf der Elektronentemperatur
 in Abhängigkeit der zugeführten Verunreinigung
 ($p_0 = 30 \mu\text{D}_2$). (Die Ionentemperatur T_i wurde
 bei einem CH_4 Anteil von 1,7 % bestimmt)

Da die Elektronentemperatur im Bereich $T_e < 100$ eV mit der Folienabsorptionstechnik nicht gemessen werden kann, jedoch gerade dieser Temperaturbereich, in dem die CV-Linie sichtbar ist, zur Bestimmung der Rotationswinkelgeschwindigkeit ω von Bedeutung ist, wird die Elektronentemperatur für die frühen Zeiten über die adiabatische Expansion errechnet (35,36). Für die adiabatische Kompression gilt

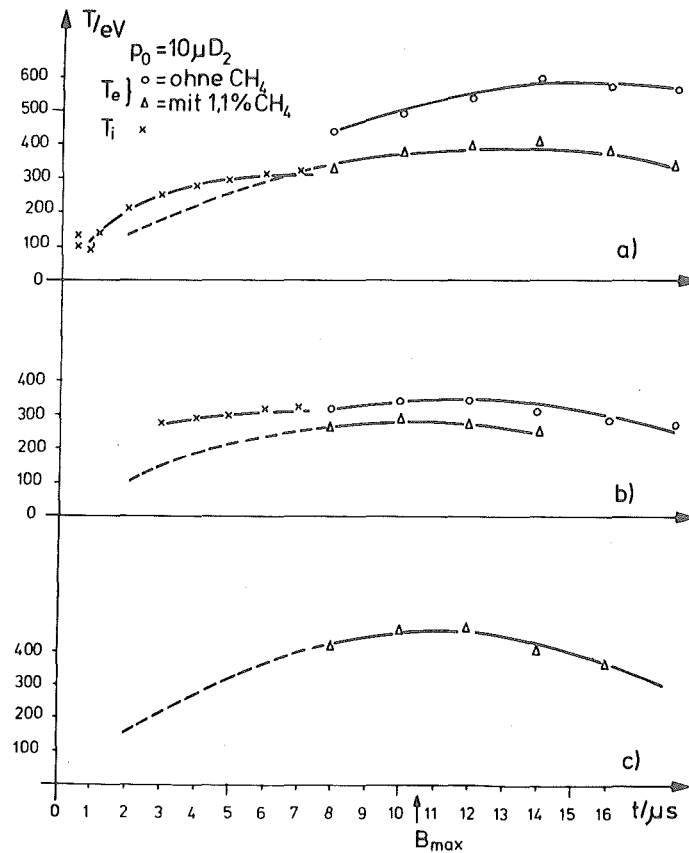
$$\frac{T}{T_i} = \left(\frac{B}{B_i} \right)^{0,8} \quad (36)$$

Die gestrichelte Linie gibt den so errechneten Temperaturverlauf wieder. Zur Berechnung der Temperatur für die folgenden Zeiten wurden die Meßpunkte bei $t = 6, \mu\text{s}$ und $t = 8, \mu\text{s}$ mit den entsprechenden äußeren magnetischen Feldern eingesetzt. Es ergab sich eine gute Übereinstimmung für die Gl. (36).

Wesentlich empfindlicher wirken sich die Verunreinigungen auf den Entladungsverlauf bei geringem Anfangsfülldruck ($p_0 = 10, \mu$) aus. In der Abb. 24 ist wiederum der zeitliche Temperaturverlauf für Entladungen mit verschiedenen Anfangsbedingungen dargestellt.

Der Temperaturverlauf der oberen Darstellung gehört zu einer Entladung $p_0 = 10, \mu$, die aus der Vorheizung ein schwaches antiparalleles Feld von $B_i = -1,6$ kG eingefangen hat. Dieses eingefangene Magnetfeld wurde mit Hilfe einer magnetischen Sonde auf der Achse zur Zeit $t = 3, \mu\text{s}$ gemessen (16). Bemerkenswert ist hierbei, daß die Temperatur auch nach dem Maximum des äußeren Feldes noch ansteigt, d.h. in einem Gebiet adiabatischer Expansion, in welchem dem Plasma Energie entzogen wird. Dieser Anstieg kann nur durch eine weitere ohm'sche Aufheizung durch die Felddissipation des eingefangenen Feldes erklärt werden. Das gleiche Verhalten an einem kleinen Thetapinch wurde von H.J. Schlüter (30) gefunden.

Abb. 24



Elektronen- und Ionentemperatur $p_0 = 10 \mu D_2$
mit und ohne Zugabe von CH_4

a) ohne V_1 $B_{i(t=3\mu s)} = -1,6 \text{ KG}$

b) mit V_1 $B_{i(t=3\mu s)} = +5,5 \text{ KG}$

c) mit V_1 und Zusatzfeld $B_i = -0,6 \text{ KG}$
zu Beginn der Hauptentladung

Einen ähnlichen Verlauf zeigen die Entladungen mit einem aus der Vorheizung eingefangenen parallelen Feld von $B_i = +5,5 \text{ KG}$ ($t = 3 \mu s$). Die Polarität des während der Vorheizung eingefrorenen Vorfeldes kann gesteuert werden. Es hängt davon ab, in welcher Halbwelle der Vorentladung das Plasma durchzündet. In diesem Fall wird zusätzlich zur Vorheizung V_2 die Vorionisierung V_1 eingesetzt. Im Gegensatz zu dem

Fall a) der Abb. 24, wo das Plasma in der zweiten bzw. der dritten Halbwelle der Vorheizentladung durchzündet, zündet es mit der Vorionisation bereits zu Beginn der ersten Halbwelle durch.

Die untere Darstellung in Abb. 24 zeigt schließlich noch den Temperaturverlauf bei einer Entladung mit einem antiparallelen Zusatzfeld von $B_z = -0,6$ KG zur Zeit der Zündung der Hauptbatterie.

Aus einem Vergleich der Ionen- mit der Elektronentemperatur ersieht man, daß die Ionentemperatur bis zu ca. $t = 6, \mu s$ größer als die der Elektronen ist. Das ist verständlich, wenn man sich die Aufheizmechanismen ansieht: Bei der irreversiblen Stoßphase ist die auf die Ionen übertragene Energie um den Faktor m_i/m_e größer als diejenige der Elektronen. Demnach ist unmittelbar nach der Implosion $T_i > T_e$. Zu späteren Zeiten gleicht sich die Temperatur noch aus, da die Ionen mit den kälteren Elektronen stoßen und an diese Energie abgeben.

Bei der Bestimmung der Ionentemperatur wurde versucht, die radiale und axiale Verteilung der Temperatur zu bestimmen. Sowohl eine radiale als auch axiale Abhängigkeit konnte mit der Methode der Dopplerverbreiterung nicht nachgewiesen werden. Hierfür müßte eine empfindlichere Methode, z.B. die kollektive Lichtstreuung, eingesetzt werden, um geringe Abweichungen nachweisen zu können.

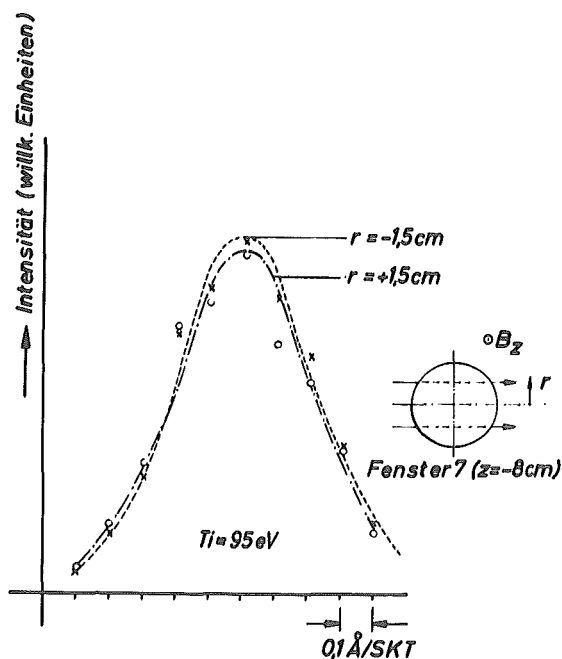
5. Bestimmung der Winkelgeschwindigkeit ω der Plasmarotation

Die Dopplerverschiebung der Verunreinigungslinien wurde an Thetapinch-Entladungen im Druckbereich $30\text{ }\mu\text{, } 20\text{ }\mu\text{, } 10\text{ }\mu$ und $5\text{ }\mu\text{D}_2$ Anfangsfülldruck gemessen und aus dem $\Delta\lambda_s$ wurde die azimutale Geschwindigkeit v_θ der Plasmasäule bestimmt. Es wurden der Entladung geringe Mengen an Verunreinigungen ($< 1\%$) in Form von Kohlenstoff und Stickstoff und z.T. auch Sauerstoff hinzugegeben. Über die einzelnen Ionisationsstufen dieser Verunreinigungsatome konnte die Entladung im Zeitintervall $0,4\text{ }\mu\text{s} - 7\text{ }\mu\text{s}$ nach dem Zünden der Hauptentladung untersucht werden. Voraussetzung für die Bestimmung der Rotationsgeschwindigkeit ist, daß die Verunreinigungen homogen über den gesamten Plasmaquerschnitt verteilt sind, und daß sie die gleiche Geschwindigkeit der Deuteriumionen annehmen. Wie weit diese Bedingung erfüllt ist, soll weiter unten diskutiert werden.

In der Abb. 25 sind zwei Linienprofile der CV-Linie, d.h. des C^{4+} -Ions bei $2270,6\text{ }\text{\AA}$ dargestellt.

Abb. 25

Linienprofile der CV-Linie in einer Plasmaentladung bei einem Anfangsdruck $p_0 = 30\text{ }\mu$; $1,5\text{ cm}$ unter und oberhalb der Plasmaachse gemessen; $B_a = 20\text{ KG}$



CV (2271 Å) III. Ordnung

$p_0 = 30\text{ mTorr D}_2$

$t = 5\text{ }\mu\text{sec}$

$B = 20\text{ KG}$

Diese Linienprofile wurden bei einem Abstand von -8 cm von der Mittelebene der Entladungsspule in einem Abstand $r = 1,5\text{ cm}$ und $r = -1,5\text{ cm}$ von der Spulenachse gemessen. Die Linie wurde hierbei in der III. Ordnung beobachtet. Die Kanalweite betrug $0,10\text{ \AA/Kanal}$. Aus der Abbildung ist zu ersehen, daß das Plasma nicht rotiert, bzw. daß die Rotationsgeschwindigkeit $v_\theta < 4 \times 10^5\text{ cm/s}$ ist.

Für symmetrische Profile, wie sie im obigen Bild dargestellt sind, sollte eine Dopplerverschiebung von

$$2\Delta\lambda_s \approx \frac{1}{10} \Delta\lambda_{\frac{1}{2}} \quad \text{noch nachweisbar sein. Dieser}$$

Wert für $\Delta\lambda_s$ ist für alle weiteren Betrachtungen als untere Nachweisgrenze festgesetzt. Aus Streakaufnahmen wurde zur Zeit $t = 5, \mu\text{s}$ für die $30, \mu$ Entladungen der Plasmaradius zu $r_p = 1,75\text{ cm}$ bestimmt. Die gleichen Messungen zur Dopplerverschiebung wurden am Spulenende durchgeführt, wo ebenfalls keine Verschiebung festgestellt werden konnte.

Ganz anders sieht es im Druckbereich von $p_0 = 10, \mu\text{D}_2$ Anfangsfülldruck aus. Die Abb. 26 zeigt die Linienprofile zweier Entladungen, die sich in der Polarität des in der Vorheizung eingefrorenen Magnetfeldes unterscheiden.

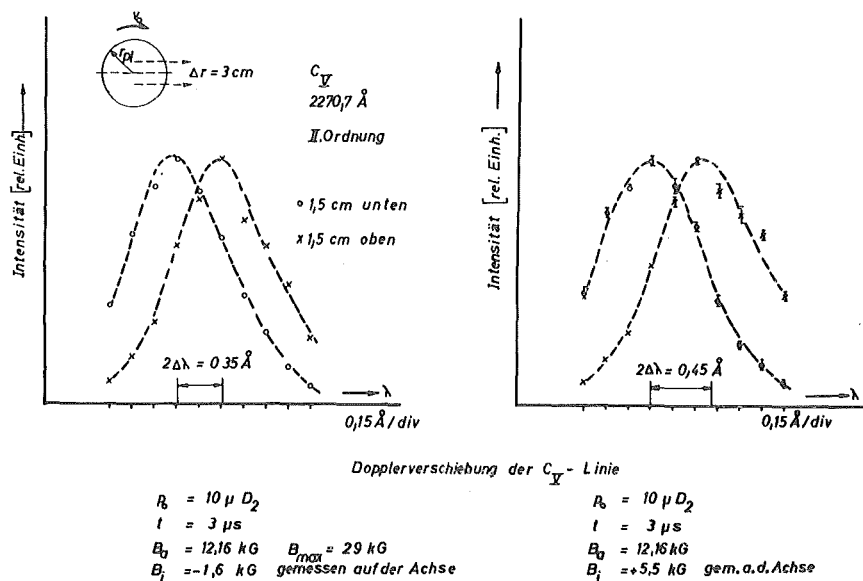


Abb. 26

Linienprofile der C_V -Linie; gemessen $1,5\text{ cm}$ oberhalb, $1,5\text{ cm}$ unterhalb der Plasmaachse;
 links : mit eingefangenen antiparallelen Magnetfeld
 rechts: mit eingefangenen parallelen Magnetfeld

Bei einem Plasmaradius $r_p = 1,9$ cm wurden auch hier die Profile im Abstand $r = +1,5$ cm und $r = -1,5$ cm aufgenommen. Die Profile geben eine Vorstellung von der spektralen Auflösung, der Symmetrie und der Größe der Meßfehler. In diesem Zusammenhang sei hier erwähnt, daß jeder Meßwert den Mittelwert aus mindestens sechs Entladungen darstellt. Im rechten Bild sind die mittleren quadratischen Fehler eingezeichnet. Wie zu sehen ist, ist die Reproduzierbarkeit der Entladung unter diesen Bedingungen sehr gut. Die geringen Abweichungen einzelner Meßpunkte von einem Gaussprofil werden auch hier im wesentlichen von der relativen Kalibrierung der zehn Multiplier und deren zeitlichen Stabilität bestimmt.

Mit Hilfe der Skizze in Abb. 27 wird die Richtung der

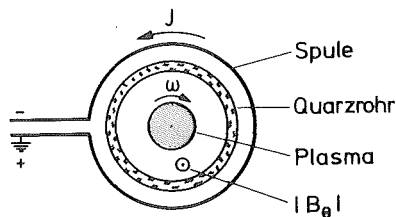


Abb. 27

Rotation der Plasmasäule fest-

gelegt. Die eingezeichnete

Spulenstromrichtung erzeugt

ein axiales Magnetfeld B_z ,

das aus der Zeichenebene her-

auszeigt. Aus der beobachteten

Verschiebung ergibt sich, daß

die Plasmasäule in Richtung der

Gyration eines Ions im ange-

legten Magnetfeld rotiert.

Den zeitlichen Verlauf der Rotationsgeschwindigkeit für die gleichen Entladungsbedingungen und die gleiche Versetzung Δv zeigt die Abb. 28.

Bei $1,5 \mu s$ ist bereits eine Rotation des Plasmas in Richtung der Ionen im Magnetfeld nachweisbar. Die Rotationsgeschwindigkeit zur Zeit $t = 1,5 \mu s$ nach Beginn der Hauptentladung wurde aus der Verschiebung der NV-Linie bei $4603,2 \text{ \AA}$ gemessen.

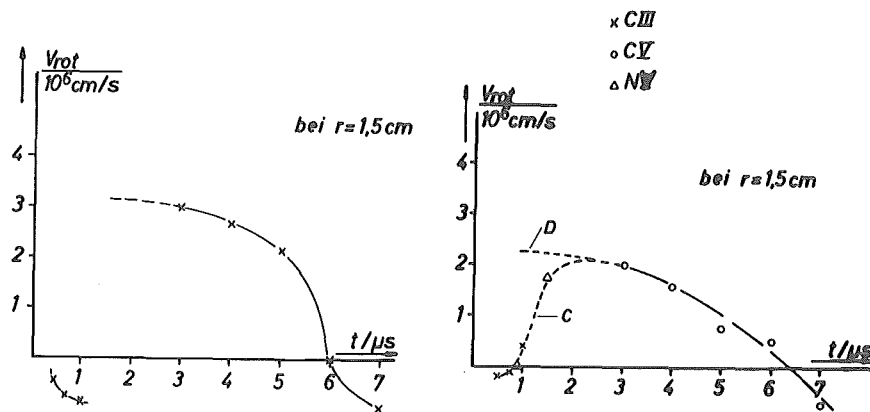


Abb. 28 Zeitlicher Verlauf der Rotationsgeschwindigkeit $p_0 = 30 \mu\text{D}_2$ gemessen bei $z = -8 \text{ cm}$
 links: Entladung mit Vorionisation V_1
 rechts: Entladung ohne Vorionisation V_2
 (1,7 % CH_4)

In dem Bereich zwischen $0,5 \mu\text{s}$ und $1 \mu\text{s}$ nach Beginn der Hauptentladung scheint das Plasma in Richtung der Elektronen im Magnetfeld zu rotieren. Im Rahmen der anfangs angegebenen Nachweisgrenze ist jedoch $v_\theta \approx 0$ bei $r = \pm 1,5 \text{ cm}$. Die Implosionszeit wurde hierbei aus den magnetischen Signalen und aus der Kontinuumsstrahlung zu $t_{\text{Impl}} = 0,75 \mu\text{s}$ bestimmt.

Die Plasmarotation in Richtung der Bewegung eines Elektrons im Magnetfeld kann von der Theorie der Drehimpulsübertragung auf das Plasma nicht erklärt werden. Es sei denn, es handelt sich im vorliegenden Fall um eine differentielle Rotation. Sorgfältige Untersuchungen haben jedoch gezeigt, daß keine Plasmaschicht während dieser frühen Zeiten in der Bewegungsrichtung der Ionen im Magnetfeld rotiert.

Während und unmittelbar nach der ersten Kompression des Plasmas wurde die Linienverschiebung mit der C^{++} -Linie $\lambda = 2296,9 \text{ \AA}$ gemessen. Nach (9,17) sind die Ausgleichszeiten zwischen Ionen und Elektronen gegeben durch

$$\tau_{ie} = \frac{3}{8(2\pi)^{1/2}} \frac{m_i}{m_e^{1/2}} \frac{1}{n_e e^4 \ln \Lambda} (kT_e)^{3/2} \quad (37)$$

Zu den beobachteten Zeiten $t = 0,5 - 1, \mu s$ ist die Ausgleichszeit zwischen den CIII-Ionen und den Deuteronen $\tau_{CIII-D} \approx \tau_{DD} = 7,2 \times 10^{-7} s$, d.h. während der Beobachtungszeit kann C^{++} nicht als repräsentativ für die Deuteronen angesehen werden. Das gleiche gilt natürlich auch für die Ionentemperatur, die mit der CIII-Linie bestimmt wurde.

Anders verhält es sich mit der CV-Linie, mit deren Hilfe die Ionentemperatur und die Linienverschiebung gemessen worden ist. Wegen der höheren Kernladung der CV-Ionen ist die Ausgleichszeit τ_{CV-D} nur ein Viertel von τ_{DD} , ($\tau_{DD} = 5,9 \cdot 10^{-7} s$) , d.h. nach dieser Zeit ist CV repräsentativ für die Deuteronen.

Im folgenden experimentellen Ablauf wurden die Dopplerverschiebungen sowohl in radialer als auch in axialer Richtung der Plasmasäule untersucht. Um eine Vorstellung von der Verteilung der azimuthalen Geschwindigkeit zu erhalten, ist in Abb. 29 v_θ als Funktion von r und t dargestellt.

Die Rotationsrichtung der Plasmasäule stimmt mit der Bewegungsrichtung eines Ions im äußeren Magnetfeld überein.

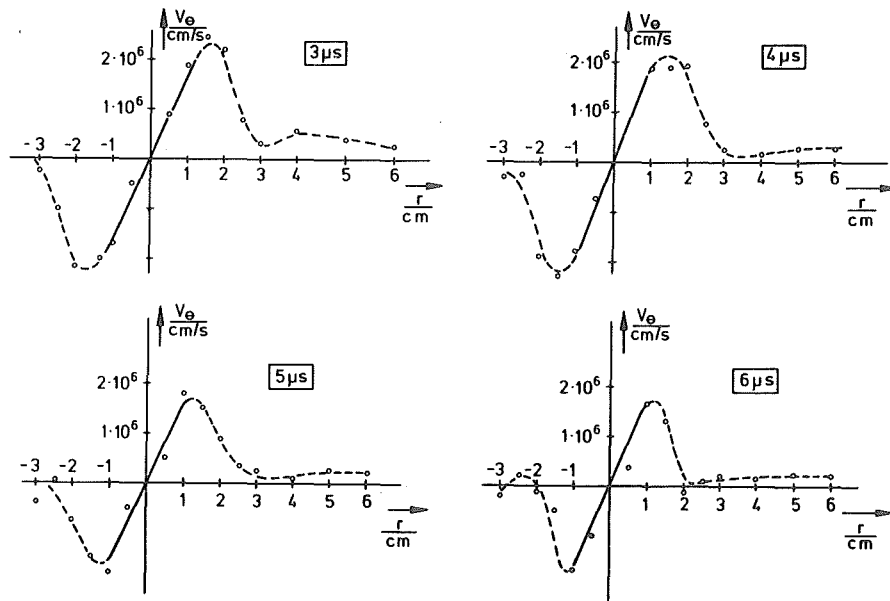


Abb. 29 Radiale Verteilung der Rotationsgeschwindigkeit v_θ
Beobachtungsort: $z = -24$ cm

Die Verteilung der Rotationsgeschwindigkeit läßt erkennen, daß das Plasma im Kern als "starrer Körper" rotiert, d.h. $\omega = \text{const.}$ An der Flanke der Dichteverteilung der Plasmasäule tritt eine Wechselwirkung der Plasmasäule mit dem im Außenraum vorhandenen dünnen Plasma ein. Die Winkelgeschwindigkeit nimmt mit wachsendem r ab; das kann daher zustande kommen, daß ein Teil des Drehimpulses des eingeschlossenen Plasmas auf das äußere dünne Plasma übertragen und an der Wand vernichtet wird. Dies ist umso deutlicher zu erkennen, wenn man an Stelle der Rotationsgeschwindigkeit v_θ die Winkelgeschwindigkeit $\omega(r) = v_\theta(r)/r$ aufträgt. Für $z = -8$ cm zeigt die Abb. 30 sowohl den zeitlichen als auch den radialen Verlauf von ω .

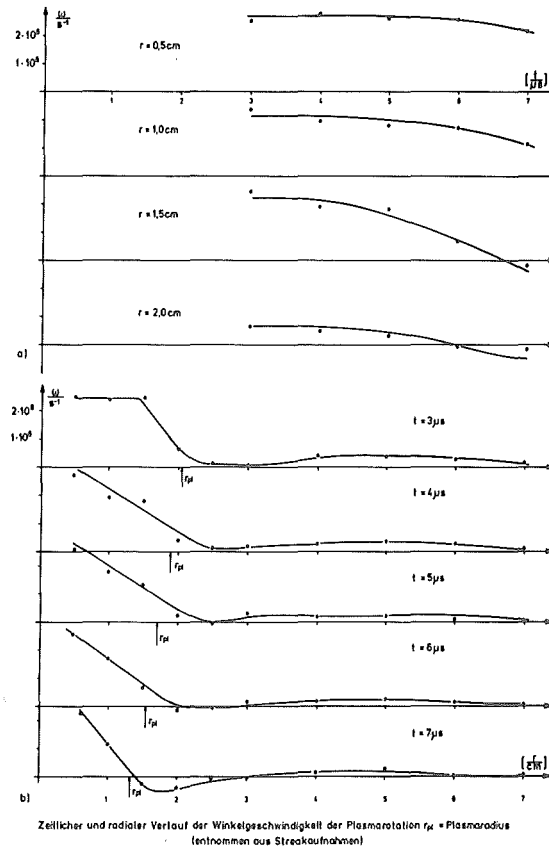


Abb. 30 $z = -8 \text{ cm}$; $p_0 = 10 \text{ uD}_2$
ohne Vorionisation und ohne überlagertem Magnetfeld

Berücksichtigt man noch, daß das Plasma zusätzlich adiabatisch komprimiert wird, so besteht kein Zweifel darüber, daß dem Plasmakern über das äußere dünne Plasma Drehimpuls entzogen wird.

Die Übertragung über den Außenraum auf die Wand kann über Stöße (Zähigkeit) erklärt werden.

Daß dem Plasma der Drehimpuls nicht nur in radialer sondern auch in axialer Richtung entzogen wird, zeigt die Abb. 31.

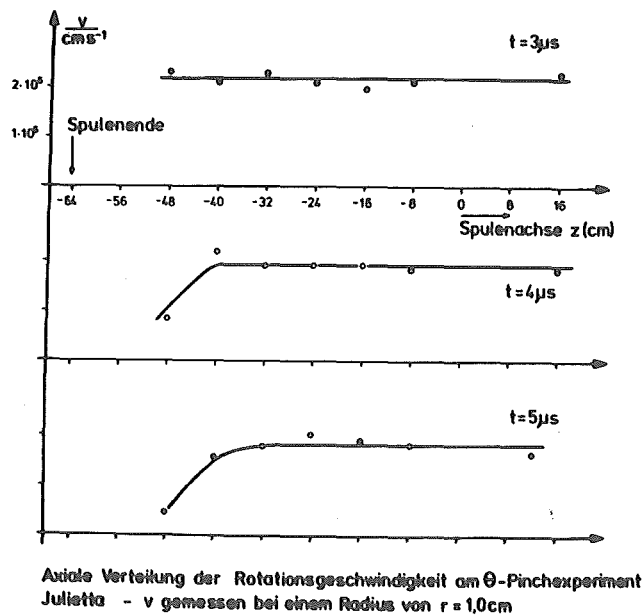


Abb. 31

Zu der sehr frühen Zeit $t = 3 \mu s$ nach Beginn der Hauptentladung ist ω und somit der Drehimpuls über die Plasmaachse konstant. Dies gilt insbesondere, wenn wie in Abb. 16 gezeigt, der Plasmaradius zu frühen Zeiten über die Achse konstant, d.h. die Endverluste noch vernachlässigbar sind. (Ähnliche Aussagen können aus den kompensierten Schleifen gemacht werden.)

Unter Voraussetzung des Drehimpulserhaltungssatzes sollte unter dem Einfluß der Endverluste und der Kompression d.h. bei abnehmendem Radius ω zunächst anwachsen. Das Gegenteil wird beobachtet und man kann daraus schließen, daß mit dem ausströmenden Plasma Drehimpuls entlang der Achse in den Außenraum zur Wand übertragen wird. Um dies deutlich zu zeigen, wurde in Abb. 32 das Spulenende in der Nähe der Achse gesondert betrachtet.

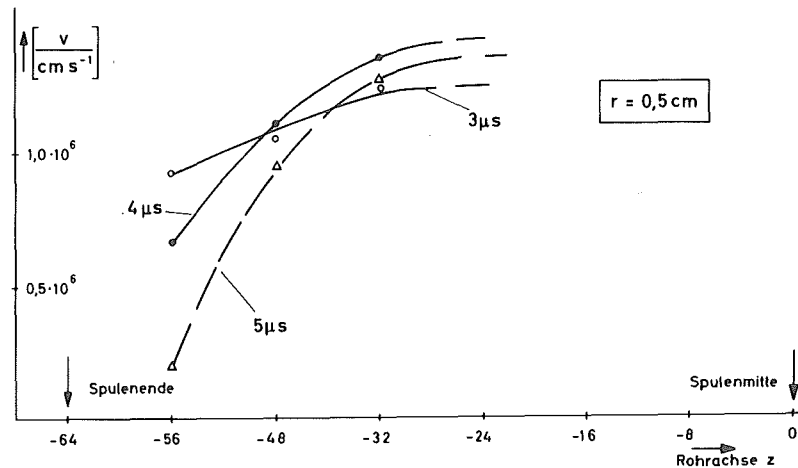


Abb. 32 Axiale Verteilung der Rotationsgeschwindigkeit in z -Richtung an den Rohrenden

Es ist zu erkennen, daß die Herabsetzung von ω an den Enden der Spule beginnt und später weiter innen liegende Teile des Plasma erfaßt. Dieses Verhalten ist ähnlich wie das der Liniendichte.

Ein ähnliches Verhalten mit entsprechenden Werten für ω wurde für die Entladungen mit 20μ und z.T. auch mit 5μ Anfangsfülldruck gemessen, obwohl die Bestimmung von v_θ bei 5μ Anfangsfülldruck mit dem vorhandenen Polychromator bereits Schwierigkeiten bereitete, da wegen der wesentlich höheren T_k -Temperaturen $T_i = 1,5 \text{ KeV}$ die Dopplerverbreiterung der CV-Linie sehr stark ins Gewicht fällt. Eine Aufnahme der Linienprofile der CV-Linie war nur in der I. Ordnung bei einer Apparatekanalbreite von $0,34 \text{ \AA}$ möglich.

In der nachfolgenden Tabelle sind die Werte für bei verschiedenen Anfangsdrucken p_0 zur Zeit $t = 3, \mu\text{s}$ angegeben.

p_0	ω	T_e	T_i
30 μ	$\leq 4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	100 eV	95 eV
20 μ	$1,4 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$	130 eV	170 eV
10 μ	$2,5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$	170 eV	250 eV
5 μ	$\approx 1 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$	$\approx 1,5 \text{ KeV}$	1,4 KeV

Zusätzlich zu den bereits aufgezeigten Bedingungen, wo die Rotation eindeutig nachgewiesen werden konnte, wurden Entladungen mit einem überlagerten antiparallelen Magnetfeld $B_{z0} = -0,6 \text{ kG}$ (Beginn der Hauptentladung) hinsichtlich der Rotation untersucht. Die Abb. 33 zeigt den Verlauf der Winkelgeschwindigkeit über dem Radius. Ein Vergleich mit Entladungen ohne Zusatzfeld läßt erkennen, daß die Winkelgeschwindigkeit beträchtlich kleiner ist. Der hier aufgezeigte Verlauf wurde mit gleicher Größe an mehreren Meßstellen ($z = -8; -40; +16 \text{ cm}$) beobachtet, d.h. $\omega(r)$ ist unabhängig von z . Natürlich sind die Meßwerte mit äußerster Vorsicht zu betrachten, da sie alle innerhalb der Meßgrenze liegen.

An Entladungen mit überlagertem parallelen Magnetfeld $B_{z0} = +0,6 \text{ kG}$ wurde dagegen überhaupt keine Rotation beobachtet.

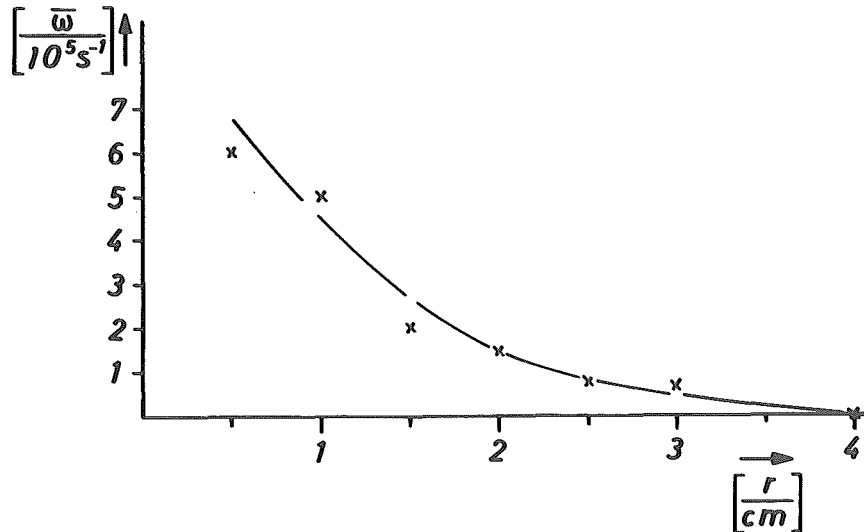


Abb. 33 Radiale Verteilung von
 $p_0 = 10 \mu\text{D}_2$; $B_0 = -0,6 \text{ kG}$;
 $B_a = 12,1 \text{ kG}$; $t = 3 \mu\text{s}$; $z = -8 \text{ cm}$

6. Abgeleitete Plasmaparameter

Aus den in VI.1. - VI.4. gemessenen Plasmaparametern r_p , T_i , T_e , N_i und β können zahlreiche weitere Plasmaparameter berechnet werden, die für einen Vergleich mit der Theorie von Bedeutung sind.

Die folgenden für den Anfangsdruck $p_0 = 10 \mu\text{D}_2$ aufgeführten Werte gelten für die Zeit $t = 3 \mu\text{s}$ nach Beginn der Hauptentladung. Zu dieser Zeit ist die Winkelgeschwindigkeit ω eindeutig meßbar und die radiale Verteilung von ω in VI.5. (Abb. 30) zeigt, daß zu frühen Zeiten, wo noch keine Verlustmechanismen wirken, der innere Teil des Plasmas wie ein starrer Körper rotiert.

Plasmaparameter für $p_o = 10 \mu D_2$ zur Zeit $t = 3 \mu s$,
 $B_a = 12,1 \text{ kG}$, $B_o = 0$

Plasmaradius	$r_p = 2,0 \text{ cm}$
Ionentemperatur	$T_i = 250 \text{ eV}$
Elektronentemperatur ohne Verunreinigungszugabe	$T_e = 215 \text{ eV}$
Elektronentemperatur mit Verunreinigungszugabe	$T_e = 170 \text{ eV}$
Anfangsliniendichte	$N_o = 1,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
Gemessene maximale Liniendichte	$N_{\text{kov.}} = 1,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
	$\beta = 0,98$
Mittlere Dichte	$n_i = 1,4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$
Alvengeschwindigkeit	$v_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi m_i n_i}} = 1,6 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$
Alvendurchlaufzeit	$\tau_A = \frac{L}{2v_A} = 4 \cdot 10^{-6} \text{ s}$
Thermische Geschwindigkeit	$v_{th} = 1,9 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$
Ionen-Zyclotronenfrequenz	$\omega_{ci} = 6 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$
Ionen Lamorradius	$r_{Li} = 2,6 \cdot 10^{-1} \text{ cm}$
Mittlere freie Weglänge	$\lambda_{ii} = 8,8 \text{ cm}$
	$\tau_{ii} = 5,9 \cdot 10^{-7} \text{ s}$

Aus den obigen Zahlenwerten ist zu ersehen, daß der Ionen Lamorradius klein gegenüber dem Plasmaradius ist. Dagegen ist die mittlere freie Weglänge $\lambda_{ii} > r_p$, d.h. das Plasma liegt im stoßfreien Bereich, so daß die Theorien von Haines und Taylor, die für ein stoßfreies Plasma entwickelt wurden, durchaus auf das vorliegende Plasma angewandt werden können.

VIII. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Modellen und mit anderen experimentellen Ergebnissen

Im folgenden werden die in VI.5. aufgezeigten Ergebnisse sowohl anhand der in II. beschriebenen Modelle als auch anhand der vorhandenen experimentellen Arbeiten (4,6,7, 19) zur Erklärung des Ursprungs der Plasmarotation diskutiert. Insbesondere wird auf die Modelle von Roberts und Taylor ausführlicher eingegangen, da diese zwei Modelle in der Literatur zur Plasmarotation am meisten diskutiert wurden.

Vorweg sei jedoch herausgestellt, daß aufgrund der experimentellen Ergebnisse das Modell von Velikhov, das eine differentielle Rotation beschreibt, ausgeschlossen werden kann. Trotz sorgfältigster Messungen der Winkelgeschwindigkeit in Abhängigkeit von r , z und t konnte keine Richtungsumkehr von ω beobachtet werden. Die Ergebnisse zeigen vielmehr, daß das Plasma mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ω rotiert.

Die Beobachtungen in VI.5. zeigen, daß der Plasmakern bereits zu sehr frühen Zeiten mit konstanter Geschwindigkeit rotiert. Zur Zeit $t = 1,5 \mu\text{s}$ nach Beginn der Hauptkompression konnte mit Hilfe der NV-Linie ein $\omega = 1,5 \cdot 10^6 \text{s}^{-1}$ in der Mittelebene der Spule gemessen werden. Selbst zu sehr frühen Zeiten konnten keine Torsionswellen nachgewiesen werden, die von den Enden, wo die radialen elektrischen Felder kurzgeschlossen werden, in die Spulenmitte hineinlaufen. Nach der Theorie der Magnetohydrodynamik sollte sich eine Störung von den Enden der Spule mit Alven-Geschwindigkeit in das Plasmainnere fortpflanzen. Bei vorliegenden Entladungen ergibt sich die Alven-Geschwindigkeit zu $v_A = 1,6 \cdot 10^7 \text{cm/s}$. Hiernach dürfte die Rotation in der Mittelebene der Spule erst nach einer Alven-Durchlaufzeit von $\tau_A = 4 \mu\text{s}$ beobachtet werden.

Für das sehr frühe Auftreten der Rotation in der Spulenmitte gibt Kaufmann folgende Erklärung: Die Dichteverteilung über dem Plasmaquerschnitt ist ein Gaussprofil. Die Störung von den Enden pflanzt sich über das äußere dünne Plasma fort, wo v_A sehr groß sein kann. Über Stöße wird der Drehimpuls radial dem Plasma übertragen, so daß das Plasma als starrer Körper rotiert.

Diese Interpretation scheint zunächst auch mit den vorliegenden Ergebnissen in Übereinstimmung zu sein. Es läßt sich jedoch zeigen, daß diese Kompatibilität nur scheinbar ist. Um den Einfluß der Spulenenden (Kurzschlußströme) näher zu untersuchen, wurden beim Experimentieren Bedingungen geschaffen, die die Endeinflüsse voll beibehalten haben, andere Mechanismen, die einen Drehimpuls auf das Plasma übertragen könnten, aber ausgeschlossen haben.

Durch die Überlagerung eines quasistationären Vorfeldes während der Vorheizung war es möglich, das Plasma vor dem Einsatz der Hauptkompression von der Wand zu isolieren. Obwohl das Plasma an den Enden Kontakt mit der Wand hatte, d.h. obwohl an den Enden die elektrischen Polarisationsfelder kurzgeschlossen wurden, wurde keine Plasmarotation beobachtet. Um diesen Widerspruch zu klären, wurden vom Autor (37) Experimente vorgeschlagen, die die Ergebnisse von Kaufmann reproduzieren und die Experimente erweitern sollten. Zu diesem Zweck wurden an sechs verschiedenen Stellen längs der z-Achse B_θ -Sonden radial eingeführt. Vier der Sonden befanden sich im Spulenbereich und zwei außerhalb der Spule. Außerhalb der Spule konnten die Ergebnisse von Kaufmann reproduziert und bestätigt werden. Die Stromrichtung j_z , bestimmt aus den B_θ -Signalen, hatte die Richtung, daß das Plasma aufgrund der $\vec{j} \times \vec{B}$ -Kräfte in der beobachteten Richtung rotieren müßte. Diese scheinbare Kompatibilität konnte jedoch innerhalb der Spule nicht bestätigt werden. Innerhalb der Spule war die Stromrichtung entgegengesetzt,

d.h. innerhalb der Spule müßte das Plasma in der Bewegungsrichtung eines Elektrons im äußeren Magnetfeld rotieren, was jedoch optisch nicht beobachtet worden ist. Hieraus ergeben sich in der Tat keine Widersprüche zu den Messungen mit Kaufmann sondern eine gute Übereinstimmung im Außenbereich der Spule. Somit kann auch das meist diskutierte Modell von Roberts zur Übertragung eines Drehimpulses auf das Plasma ausgeschlossen werden.

Übrig zur Diskussion bleiben noch der Mechanismus von Taylor (5a) und Haines (8). Beide Mechanismen setzen eine Wechselwirkung des Plasmas mit der Gefäßwand über die gesamte Spulenlänge zu Beginn der Hauptentladung voraus. Während Taylor fordert, daß Inhomogenitäten im Magnetfeld oder in der Wand die radialen elektrischen Polarisationsfelder kurzschließen können, sieht Haines in der Viskosität des Plasmas, d.h. Stöße der Ionen mit der Wand, die Ursache für eine Übertragung des Drehimpulses.

Beide Modelle sind an besondere Voraussetzungen gebunden. Taylor fordert, daß die Oberfläche des Entladungsgefäßes elektrisch leitfähig ist. Für ein Quarzrohr ist das nur schwer vorstellbar, obwohl dies aufgrund der Wirkung der UV-Strahlung durchaus möglich wäre.

Wie in II.2. Gl. (10) und II.3. Gl. (14) gezeigt wurde, ergibt sich für ω nach beiden Modellen angenähert der gleiche Betrag und die gleiche Richtung. Quantitativ kann somit zwischen diesen beiden Modellen nicht unterschieden werden. Der Ausschluß des Taylor'schen Modells konnte daher nur qualitativ durch eine besondere Wahl der Vorbedingungen geschehen. Für das Modell von Taylor gilt das gleiche wie für das Modell von Roberts, da sich beide Modelle nur darin unterscheiden, wo der Kurzschluß der elektrischen Polarisationsfelder lokal stattfindet. Vor-

aussetzung für das Modell von Taylor ist, daß während der Implosion auf der Gefäßwand starke elektrische Ströme fließen. Mittels einer B_θ -Sonde wurde versucht, solche Oberflächenströme nachzuweisen. Trotz sorgfältigster Bemühungen war es nicht möglich, während der Implosion j_z -Ströme nachzuweisen, obwohl zu späteren Zeiten, nach etwa $2/\mu s$, in den Jülicher Experimenten B_θ -Felder im komprimierten Plasma festgestellt wurden. Die Richtung der aus den B_θ -Signalen bestimmten Ströme würden eine Rotation verursachen, die der beobachteten entgegengesetzt ist. Damit dürfte auch der Mechanismus nach Taylor für die Drehimpulsübertragung nicht zutreffen.

Da die Modelle von Roberts, Taylor und Velikhov aufgrund quantitativer und qualitativer experimenteller Aussagen zur Übertragung eines Drehimpulses ausscheiden, bleibt noch das Modell von Haines übrig, das im folgenden ausführlich diskutiert wird.

Voraussetzung für das Modell von Haines ist, daß der Drehimpuls während einer Zeit, die kleiner ist als die Ionencyclotronperiode $\tau_{ci} = 2\pi m_i c / eB$ zur Zeit $t = 0$ durch Stöße der Ionen auf das Plasma übertragen wird. Für die Anfangsbedingungen läßt sich τ_{ci} nur sehr schwer abschätzen. Geht man jedoch von der Vorheizung aus, so ist das Magnetfeld z.Zt. des Zündens der Hauptbatterie etwa $0,3 - 0,4$ kG. Für die Ionencyclotronperiode ergäbe das ein $\tau_{ci} \leq 4 \cdot 10^{-6} s$. Während dieser Zeit wird der Drehimpuls von der Wand auf die äußerste Schicht des Plasmas (Größenordnung ein Lamorradius) übertragen. Die Übertragung des Drehimpulses auf die gesamte Plasmasäule liegt in der Größenordnung $\tau_{ii} \leq 10^{-8} s$. Das erklärt auch, daß das Plasma bereits zu frühen Zeiten als starrer Körper rotieren muß.

Für den Drehimpuls, der auf die Wand, bzw. auf das Plasma während der Zeit $\tau_d \ll \tau_{ci}$ übertragen wird, erhält Haines

$$L = -\sqrt{6\pi} R^2 n_i kT \frac{mc}{eB} \quad (12)$$

Alle Werte beziehen sich auf den Plasmazustand zur Zeit, da das Plasma in Kontakt mit der Wand steht. Mit den Werten

$$\begin{aligned} R &= 9,5 \text{ cm} \\ n_o &= 6,6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3} \\ m_i &= 3,34 \cdot 10^{-24} \text{ g} \\ kT_i &= 5 - 10 \text{ eV} \\ B &= 0,3 \text{ kG} \end{aligned}$$

ergibt das einen Drehimpuls pro Längeneinheit von $L = 2,5 \text{ g cm s}^{-1}$.

Dieser Drehimpuls sollte, wenn keine Verlustmechanismen wirken, bei einer folgenden radialen Kompression erhalten bleiben.

In der weiteren Betrachtung berücksichtigt Haines bei der Bestimmung von ω die Dichteverteilung der Plasmasäule nicht.

Im folgenden sollen zwei Dichteverteilungen betrachtet werden: das Kastenprofil und das parabolische Profil, das sich dem wahren Profil am günstigsten annähert.

a) Das Kastenprofil : $n_i(r) = \text{const}$; $\omega(r) = \text{const}$.

Der mechanische Drehimpuls pro Längeneinheit ist dann

$$L_A = 2\pi n_i m_i \omega \int_0^R r^3 dr = \pi n_i m_i \omega \frac{r_p^4}{2} \quad (38)$$

$$= M_i \frac{r_p^2}{2} \omega \quad (39)$$

mit $M_i = \text{Linienmasse}$

Setzt man hierfür das gemessene $\omega = 2,2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ und $r_p = 2,0 \text{ cm}$ ein, so ergibt das einen Drehimpuls/Längeneinheit von $L = 2 \text{ g cm s}^{-1}$, was in der Größenordnung durchaus dem von der Wand übertragenen Drehimpuls entspricht.

Das Kastenprofil als Dichteverteilung in Gl. (12) eingesetzt ergibt für die Winkelgeschwindigkeit

$$M_i \frac{r_p^2}{2} \omega = - \sqrt{6\pi} R^2 n_i k T_i \frac{m_i c}{e B} \quad (40)$$

wobei angenommen wird, daß die Größe $k T_i m_i c / e B \sim r_p^2 B$ für eine radiale Kompression nahezu erhalten bleibt.

$$\omega = - \sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{2}{N_p^2} \frac{k T_i c}{e B} \quad (41)$$

bzw. mit $\beta = \frac{8\pi n k (T_i + T_e)}{B_a^2}$

$$\Rightarrow \omega = - \frac{\sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{c}{e} \left(\frac{N_0}{N_i} \right) \beta B_a}{8 N_0} \quad (42)$$

mit $\beta \approx 1$, $N_0 = 1,9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $N_i = 1,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ergibt das $\omega = 1,8 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$.

Dieser Wert ist mit dem gemessenen ω zu vergleichen und man sieht, daß die Größenordnung sehr gut zueinander paßt. Setzt man in Gl. (41) für T_i und T_e und r_p die gemessenen Werte ein, so ergibt das

$$\omega = 2,5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$$

b) Entsprechendes gilt für das Parabelprofil; hierbei ist

$$n_i = \hat{n}_i \left(1 - \frac{r^2}{r_p^2}\right) \quad (43)$$

$$L_2 = r_p^4 2\pi \omega m_i \hat{n}_i \int \left(1 - \frac{r^2}{r_p^2}\right) \frac{dr^2}{r_p^2} \frac{r^2}{r_p^2} \quad (44)$$

$$= r_p^4 2\pi \omega m_i \hat{n}_i \int_0^1 (1-x)x dx$$

$$= \frac{r_p^4 \pi \omega m_i \hat{n}_i}{3} = \frac{M_i r_p^2 \omega}{3} \quad (45)$$

Setzt man für L_2 wieder Gl. (12), so ergibt das eine Winkelgeschwindigkeit $\omega = 2,7 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. Im allgemeinen ist der gemessene ω -Wert wegen der Strahlungsverluste kleiner.

Auch hier zeigt sich zu dem gemessenen Wert von $\omega_{\text{exp}} = 2,2 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ eine sehr gute Übereinstimmung.

Bei der Bestimmung der Winkelgeschwindigkeit ω als Funktion von r wurde auf eine Entabelung der Meßwerte verzichtet, da, wie in Abb. 29 ersichtlich, keine Verbesserung der Ergebnisse erzielt wird.

In der nachfolgenden Tabelle sind zur Übersicht die gemessenen und die aus der Theorie gegebenen Werte für die Anfangsdrucke $p_0 = 10/\mu$, $20/\mu$ und $30/\mu$ gegenübergestellt.

p_0	ω_{max} (gemessen)	ω gerechnet mit Parabelprofil und $\beta \approx 1$
$10/\mu$	$2,5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$	$2,7 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$
$20/\mu$	$1,4 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$	$1,35 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$
$30/\mu$	$\leq 4 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$	$7,3 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$

Ein wichtiges experimentelles Ergebnis, das das Modell von Haines bestätigt, ist die Tatsache, daß das Plasma nicht rotiert, wenn es zum Zeitpunkt der Implosion keinen Kontakt mit der Wand hat. In VI.5. waren Experimente mit von der Wand abgelöstem Plasma vorgestellt worden. Mit antiparallelem Feld (Abb. 33) ist eine geringe Rotation festzustellen. Obwohl auch hier das Plasma durch das äußere Zusatzfeld vor Einsatz der Hauptentladung von der Wand getrennt ist, so berührt das Plasma bei der Zündung der Hauptbatterie die Wand während der Feldumkehr kurzzeitig. Die Effektivität der Drehimpulsübertragung wird wahrscheinlich von der radialen Dichteverteilung des sich kurzzeitig expandierenden Plasmas abhängen, d.h. von der Anzahl der Teilchen, die mit der Wand in Wechselwirkung treten.

Aus dem Modell von Haines folgt, daß bei einem langsam ansteigenden Magnetfeld effektiv kein Drehimpuls durch Stöße mit der Wand auf das Plasma übertragen werden kann und eine seiner Forderungen an die Experimentatoren war es, eine solche Bedingung zu schaffen, die die Wandeffekte ausschließt.

Als letztes soll schließlich noch die zeitliche Abnahme des Drehimpulses diskutiert werden. Einen ähnlichen zeitlichen Verlauf, wie in Abb. 28 dargestellt, hatte Keilhacker (19) für die Rotationsgeschwindigkeit der Plasmasäule an nur einer axialen Stelle gemessen. Keilhacker erklärte die zeitliche Abnahme der Winkelgeschwindigkeit mit der axialen Kontraktion der Plasmasäule aufgrund der geschlossenen Feldlinien bei antiparallelen überlagerten Magnetfeldern. In seiner Versuchsdurchführung konnte Keilhacker eine Rotation nur bei den Entladungen feststellen, deren Plasma ein eingefangenes antiparalleles Feld enthielt. Hier zeigt sich dagegen, daß das Plasma umso schneller rotiert, wenn es ein paralleles oder überhaupt kein inneres Feld enthält. Sowohl die radiale als auch die axiale Verteilung der Winkelgeschwindigkeit

zeigt, daß der Drehimpuls des Plasmas sowohl in radialer als auch in axialer Richtung verloren geht (Abb. 30, 31 und 32). Wirkt kein Verlustmechanismus, so müßte aufgrund des Erhaltungssatzes des Drehimpulses die Winkelgeschwindigkeit ω mit zunehmender adiabater Kompression anwachsen. Die experimentellen Ergebnisse haben aber gezeigt, daß die Plasmasäule nicht nur über den Spulenenden mit der Gefäßwand in Kontakt steht, sondern daß sich auch innerhalb der Spule zwischen der Plasmasäule und der Gefäßwand ein dünnes Plasma befindet. Für $p_o = 10 \mu D_2$ wurde die Dichte im Außenraum zu $n_{ia} = 1,1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ bestimmt. Über dieses äußere Plasma wäre es durchaus möglich, daß aufgrund der Viskosität der Drehimpuls vom Plasma auf die Wand übertragen wird, was einer Abbremsung der Plasmasäule gleichkäme. Experimentell könnten Messungen mit empfindlicheren Methoden über die bereits in Abb. 29 nachgewiesene Rotation im Außenraum der Plasmasäule genauere Aufschlüsse geben.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird über Untersuchungen berichtet, die den Mechanismus zur Drehimpulsübertragung auf ein Thetapinch-Plasma erklären. Grundlage der Arbeit sind theoretische Modelle, die von Roberts, Taylor, Haines und Velikhov aufgestellt wurden. Es wird versucht, zwischen den einzelnen Mechanismen zu differenzieren, um die wahre Ursache für die Drehimpulsübertragung zu finden. Der Übertragungsmechanismus des Drehimpulses auf ein in Magnetfeldern eingeschlossenes Plasma, das durch eine schnelle magnetische Kompression aufgeheizt wird, spielt eine bedeutende Rolle im Zusammenhang mit den beobachteten Rotationsinstabilitäten für den langzeitigen Einschluß eines Fusionsplasmas in geschlossenen Magnetfeldkonfigurationen z.B. toroidale schnellgepulste Einschlußexperimente.

Über die Dopplerverschiebung von Verunreinigungslinien z.B. CIII, CV, NV und OV-Linien wird ω mit Hilfe eines zu diesem Zweck konstruierten 10-Kanal-Polychromators direkt gemessen. Die Ergebnisse zeigen im Gegensatz zu anderen Arbeiten, daß das Plasma zu sehr frühen Zeiten ($t=1,5, \mu\text{s}$ nach Beginn der Hauptentladung) bereits mit einer Winkelgeschwindigkeit $\omega \approx 2 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ rotiert. Die Rotationsgeschwindigkeit wurde als Funktion der Zeit, des Radius und der Spulenachse bei den Anfangsdrucken $p_0 = 5, 10, 20, 30, \mu$ gemessen. Es zeigt sich, daß das Plasma als starrer Körper rotiert. Der zeitliche und axiale Verlauf der Rotationsgeschwindigkeit schließt Torsionswellen, die von den Enden in das Plasma hineinfließen, aus. Aufgrund der sehr früh beobachteten Winkelgeschwindigkeit (zur Zeit $t = 1,5, \mu\text{s}$) kann das in der Literatur am häufigsten zitierte Modell von Roberts, wonach der Drehimpuls durch das Kurzschließen der radialen elektrischen Felder an den Enden der Spule auf das Plasma übertragen wird, ausgeschlossen werden.

Ausgeschlossen werden kann ebenfalls das Modell von Velikhov, wonach das Plasma in mehreren radialen Schichten in jeweils entgegengesetzten Richtungen rotiert. Die experimentellen Ergebnisse lieferten keinen Hinweis, daß die Winkelgeschwindigkeit entlang des Radius ihre Richtung ändert.

Der experimentell steuerbare Ablauf der Entladungen zeigt, daß keine Rotationen beobachtet werden, wenn das Plasma keinen Kontakt mit der Wand hat. Ein Vergleich mit der Theorie von Haines, der die Drehimpulsübertragung über die Stöße der Ionen mit der Wand erklärt, ergibt, daß die experimentell gemessene Winkelgeschwindigkeit ω und der damit verbundene Drehimpuls zumindest größenordnungsmäßig sehr gut übereinstimmen. Eine Differenzierung zwischen dem Modell von Haines und dem von Taylor, dessen Theorie auf dem Kurzschluß der radialen elektrischen Polarisationsfelder E_r zu Beginn der Implosion aufbaut, kann aufgrund der quantitativen experimentellen Daten nicht gegeben werden. Durch eine sorgfältige Auswahl der Anfangsbedingungen kann jedoch der Mechanismus von Taylor qualitativ ausgeschlossen werden. Versuche, unmittelbar an der Wandoberfläche Ströme in axialer Richtung zu messen, blieben ohne Erfolg. Zur Abstützung sind jedoch noch weitere Experimente notwendig. Erste Versuche am 1,2 MJoule-Kompressionsexperiment in Jülich (37) während der Implosion azimutale Magnetfelder zu messen ergaben, daß diese Felder erst wesentlich später, d.h. 2 μ s nach Beginn der Implosion nachgewiesen werden konnten, und daß das Plasma aufgrund der gemessenen Ströme in der entgegengesetzten Richtung rotieren müßte. Mit diesen vorweggenommenen Ergebnissen ergibt sich, daß der Drehimpuls über die Stöße der Ionen mit der Wand übertragen wird.

Zu späteren Zeiten, nach Beginn der Hauptentladung, wird eine Verdünnungswelle beobachtet, die von den Enden

in das eingeschlossene Plasma hineinläuft und den Drehimpuls der rotierenden Plasmasäule verringert. Ein ähnlicher Verlustmechanismus wird in radialer Richtung beobachtet. Dieser Verlustmechanismus in radialer und axialer Richtung wird über die Stoßwechselwirkung des eingeschlossenen Plasmas mit dem dünnen Außenplasma, das zwischen Plasmaschlauch und Gefäßwand beobachtet wird, erklärt.

Zusammenfassend kann jedoch gesagt werden, daß der Drehimpuls auf ein Thetapinch-Plasma allein durch Wandeffekte übertragen wird. Diese Aussage ist von besonderer Bedeutung für toroidale schnellgepulste Aufheiz- und Einschlußexperimente und gibt einen Hinweis für die zeitliche Steuerung solcher Aufheizexperimente zur Vermeidung von Rotationen.

Literatur

- 1) J.D. Lawson, Proc. Phys. Soc. B 70 (1957)
- 2) M.N. Rosenbluth, N.A. Krall, N. Rostocker,
Nuclear Fusion 1, 143 (1962)
- 3) N. Rostocker, Phys. Fluids 5, 741 (1962)
- 4) N. Rostocker, A.C. Kolb, Phys. Rev. 124, 965 (1961)
Phys. Fluids 5, 741 (1962)
- 5) K.V. Roberts, private Veröffentlichung
- 5a) J.B. Taylor, Plasma Physics 4, 401 (1962)
- 6) K.S. Thomas, Phys. Rev. Letters 23, 746 (1969)
- 7) M. Kaufmann, E. Fünfer, u.a. IPP-Bericht Oktober 1971
- 8) M.G. Haines, Adv. Phys. 14, 167 (1965)
- 9) L. Spitzer, Physics of Fully Ionized Gases,
Interscience Publ.Inc. New York-London (1962)
- 10) A.C. Kolb, P.C. Thoneman, E. Hintz, Phys. Fluids,
8, 1005 (1965)
- 11) A.C. Kolb, P.C. Thoneman, Phys. Fluids 7, 1455 (1964)
- 12) J.W. Dungey, Nuclear Fusion 1, 312 (1961)
- 13) T.H. Jensen, H.G. Voorhies, Rep.No.GA 4202 (General Atomic)
- 14) E.P. Velikhov, Atomnaja Energia 14, 573 (1962)
- 15) J. Benford, Physics of Fluids 15, 435 (1971)
- 16) L. Könen, P. Noll, F. Waelbroeck, H. Witulski,
IV. European Conference on Fusion and Plasma Physics
Rom 31.8. - 4.9. 1970
- 17) P. Bogen, Y.T. Lie, D. Rusbüldt, J. Schlüter,
Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear
Fusion Research CN-24/K-10 Novosibirsk, USSR 1.-7.8.1968
- 18) Christou, Über Schaltprobleme in großen Kondensator-
batterien für plasmaphysikalische Untersuchungen,
Dissertation, Braunschweig 1967
- 19) M. Keilhacker, H. Herold, J. Cooper, D.E. Roberts,
Plasma Phys. Contr. Nucl. Fus. Res. Culham 1965 CN 21/54
- 20) Seidel - Prokofjew, Spektraltabellen, VEB Verlag
Technik Berlin, 1955

- 21) A. Kaleck, H. Kever, L. Könen, P. Noll, K. Sugita,
F. Waelbroeck, H. Witulski, Los Alamos Bericht
LA - 3770, A 4-1 (1967)
- 22) A. Kaleck, L. Könen, P. Noll, K. Sugita, F. Waelbroeck,
K. Watanabe, H. Witulski, IAEA, Conf. on Plasma Phys.
and Contr. Nucl. Fus. Res. Novosibirsk, CN-24/K-4 (1968)
- 23) H.R. Griem, Plasma Spektroskopie, McGraw Hill Inc. (1964)
- 24) T.S. Green, Nuclear Fusion 2, 92 (1962)
- 25) F. Waelbroeck, Nuclear Fusion (Supplement) 1967 part 2,
S. 675, Salzburg 4. - 9. Sept. 1961
- 26) G.B.F. Niblett, T.S. Green, Proc. Phys. Soc. 74, 737 (1959)
- 27) I.B. Taylor, USAEC-Report TJD-7582 (1959)
- 28) H.A.B. Bodin, B. McNamara, Plasma Phys. 9, 505 (1967)
- 29) F.C. Jahoda, E.M. Little, W.E. Quinn, G.A. Sawyer
and T.F. Stratton, Phys. Rev. 119, 843 (1960)
- 30) H.J. Schlüter, Dissertation T.H. Aachen (1966)
- 31) P. Bogen, Y.T. Lie, D. Rusbüldt, H.J. Schlüter
Conf. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research,
CN-24/K-10 Novosibirsk, USSR (1968)
- 32) A. Unsöld, Physik der Sternatmosphären, Springer Verlag
Berlin, Göttingen, Heidelberg 1955
- 33) R.H. Hudlestone and S.L. Leonard,
Plasma Diagnostic Techniques, Academic Press, 1965
- 34) A. Eberhagen, M. Bernstein, H. Hermannsdorfer
Zeitschr. Naturforschung 20a, 1375 (1965)
- 35) E. Hintz, Dissertation T.H. Aachen, 1962
- 36) A.C. Kolb, Rev. Mod. Phys. 31, 748 (1960)
- 37) C. Bastian, F. Boeschoten, L. Könen, P. Noll,
H. Witulski, noch zu veröffentlichen

Dem Institutsdirektor, Herrn Dr. F. Waelbroeck, danke ich für die mir gewährte Möglichkeit, diese Arbeit durchzuführen sowie für klärende Diskussionen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. P. Noll für zahlreiche fruchtbare Gespräche sowie für klärende und anregende Diskussionen und für die kritische Durchsicht des Manuskriptes.

Herrn Dr. F. Boeschoten bin ich für die stetige Hilfsbereitschaft zu Beginn der experimentellen Untersuchungen und für zahlreiche anregende Diskussionen und wertvolle Hinweise dankbar.

Herrn Prof. Dr. H. Schlüter danke ich für die kritische Durchsicht des Manuskriptes und für anregende Diskussionen.

Bei der Durchführung der Untersuchungen wurde ich von Herrn Ing. (grad.) L. Könen und Herrn H. Schwarz tatkräftig unterstützt und möchte Ihnen an dieser Stelle für die gute Zusammenarbeit danken.

Herrn Ministerialrat Dr. H. Olivier danke ich, daß er mir nach meinem Ausscheiden aus dem Institut für Plasmaphysik der Kernforschungsanlage Jülich die Möglichkeit geboten hat, die bereits begonnene Arbeit abzuschließen.

