

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Untersuchung hydromagnetischer Instabilitäten beim linearen Z-Pinch mit einer Framing-Kamera

von

Eduard Hinterberger

IPP 1/13

Juli 1963

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

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	
Einleitung	1
I. Versuchsaufbau	
a) Daten der Stoßbatterie	3
Prinzip des linearen z-Pinch-Effekts	
b) Stabilisierungsfeld B_{z0}	9
c) Beschreibung der Framing-Kamera	12
d) Synchronisierung des Magnetfeldes	
- Pinchentladung - Photographie	13
II. Grundzüge der Störungstheorie der hydromagnetischen Instabilitäten	16
III. Experimentelle Ergebnisse	21
IV. Diskussion der Ergebnisse	
1. Identifizierung der "Leuchterscheinungen" mit dem "Plasma"	25
2. Aussagen der Störungstheorie von Kruskal und Tuck	27
3. Vergleich der Meßergebnisse mit der Theorie	31
a) $m=0$ Instabilitäten in ungestabilisierten Entladungen	32
b) $m=0$ Stabilitäten in gestabilisierten Entladungen	34
c) $m=1$ Instabilitäten	37
d) Wachstumsraten der $m=0$ Instabilitäten bei $B_{z0}=0$ -Entladungen unter Berücksichtigung dynamischer Effekte	39
Literaturverzeichnis	
Anhang (Photoserien)	

Zusammenfassung

Das Ziel der Arbeit war, die Form und das Wachstum der Instabilitäten des linearen z-Pinch am Experiment zu untersuchen und die Ergebnisse mit der Theorie zu vergleichen. Das Plasma wurde dabei kinematographisch mit einer Framing-Kamera beobachtet.

Vorausgesetzt bei den theoretischen Betrachtungen von Kruskal und Tuck einerseits und Rosenbluth andererseits sind vor allem ein ideal stromleitendes Plasma und damit ein reiner Oberflächenstrom, ein unendlich langer Plasmazylinder und statisches Gleichgewicht zwischen dem Druck des azimuthalen Magnetfeldes im Vacuum und dem gaskinetischen Druck und dem des eingefangenen Feldes im Plasma. Der statischen Plasmakonfiguration werden Störungen der Formen $m=0$, $m=1$, $m>1$ überlagert, deren Amplituden als hinreichend klein vorausgesetzt werden, um die Störungsgleichungen zu linearisieren.

Bei einer Diskussion der experimentell beobachteten Instabilitäten ist zu beachten, daß einige Voraussetzungen der Theorie den experimentellen Bedingungen nicht entsprechen, insbesondere nicht die unendliche Leitfähigkeit des Plasmas und die daraus folgende strenge Trennung von Plasma und Vacuum durch eine unendlich dünne Stromschicht.

Auf Grund der Versuchsergebnisse ist bei stabilisierten Pinch-Entladungen die Voraussetzung eines statischen Gleichgewichts gerechtfertigt, da $m=1$ Instabilitäten erst nach Ausdämpfung

der Plasmaschwingungen auftreten, wobei der Plasmaradius annähernd konstant ist. Die Aussagen der Theorie bezüglich der $m=1$ Instabilitäten werden vom Experiment grob bestätigt, insbesondere die Tatsache, daß ihre Wachstumsraten mit zunehmendem Stabilisierungsfeld eingeschränkt werden. Eine nähere Diskussion der beobachteten $m=1$ Instabilitäten mit durchwegs großen Wellenlängen an Hand des entsprechenden Stabilitätskriteriums von Kruskal und Tuck war nicht sinnvoll, weil das Kriterium auf Bedingungen fußt, die hier wesentlich von den realen Verhältnissen abweichen, nämlich einmal die Einführung eines unendlich langen Plasmazylinders im Gegensatz zum tatsächlichen, von den Elektroden begrenzten, und zum andern die Vernachlässigung der stabilisierenden Wirkung des Rückleiters. Die Aussage Rosenbluths, daß ein z -Pinch mit schwacher Kompression durch die Einwirkung eines Rückleiters mit hoher Leitfähigkeit grundsätzlich stabilisierbar ist, konnte durch eine extrem schwache Pinch-Entladung mit hohem Stabilisierungsfeld qualitativ in etwa bestätigt werden.

Bei Betrachtung der $m=0$ Instabilitäten, vor allem in nicht stabilisierten Entladungen, ist die Voraussetzung eines Plasmazylinders unendlicher Länge berechtigt, da das Verhältnis der beobachteten Wellenlängen zum Elektrodenabstand sehr klein ist. Durch ein Anfangsfeld $B_{z0} \approx 400\text{G}$ konnten $m=0$ Instabilitäten sämtlicher Wellenlängen stabilisiert werden, wogegen nach der Kruskal-Tuck'schen Theorie Stabilität erst ab $B_{z0} \approx 900\text{G}$ erwartet wird.

Die Voraussetzung eines konstanten Plasmaradius bei $B_{z0} = 0$ Entladungen ist indes nicht erfüllt, weil $m=0$ Instabilitäten sich bereits während der ersten Plasmakontraktion entwickeln. In der Theorie von Kruskal und Tuck bleibt die Wachstumsrate auf Grund der vorausgesetzten Statik der Pinch-Säule zeitunabhängig, während jedoch bei der ersten Kompressionsphase der Plasmazylinder der Dynamik unterliegt. Die Wachstumsrate bzw. die Dispersionsformel ist demnach in Wirklichkeit eine Funktion der Zeit, worauf deutlich die experimentell festgestellte Tendenz der Wellenlängen zu größeren Werten mit fortschreitender Plasmakontraktion hinweist. In diesem Falle kann vergleichend mit der Theorie eine glaubhafte qualitative Übereinstimmung gefunden werden, wenn ein infolge der anisotropen Leitfähigkeit des Plasmas entstehendes axiales Magnetfeld in der Dispersionsformel der Plasmakontraktion entsprechend als zeitlich ansteigender Parameter berücksichtigt wird.

Das beobachtete zeitliche Verhalten der Amplituden der $m=0$ Instabilitäten erklärt sich aus dem Zusammenwirken zweier Vorgänge: Etwa bis zur ersten maximalen Plasmakontraktion sind auftretende $m=0$ Störungen rein hydrodynamischer Natur, die die Störungstheorie von Kruskal und Tuck nicht erfaßt. Diese dynamischen Effekte regen dann ihrerseits zu Austauschinstabilitäten $m=0$ durch das destabilisierende azimuthale B_{φ} -Feld an, ein Prozeß, den die Theorie nun prinzipiell richtig beschreibt.

Einleitung

Der lineare z-Pinch-Effekt wurde als eine der ersten Methoden ausgenutzt, ein hochionisiertes Plasma zu erzeugen, es auf hohe Temperaturen zu heizen und durch das Eigenmagnetfeld des axialen Stromes zusammenzuhalten.

Indes wurde experimentell und theoretisch bald klar, daß durch den linearen z-Pinch-Effekt sich bildende zylindrische Plasmakonfiguration ohne Anwendung zusätzlicher Hilfsmittel - man versteht darunter insbesondere die Überlagerung eines longitudinalen Magnetfeldes - instabil ist. Tatsächlich läßt sich durch ein hinreichend groß gewähltes magnetisches Feld weitgehende Stabilisierung erreichen, wodurch allerdings die Kompression des Plasmas abgeschwächt wird und somit die Aufheizung des Plasmas leidet.

In früheren Arbeiten wurde bereits die Dynamik und die auftretenden Instabilitäten des z-Pinch eingehend untersucht, sowohl theoretisch wie experimentell. Untersuchungen letzterer Art wurden hauptsächlich durch Messungen mit Magnetfeldsonden und optisch mit Kerrzellen vorgenommen.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit liegt nun zwar wiederum in der optischen Untersuchung derselben physikalischen Vorgänge, jedoch mit Hilfe einer anderen photographischen Beobachtungsmethode: die Registrierung der Plasmabewegungen durch eine Framing-Kamera.

Ihr Vorzug gegenüber der Kerrzellentechnik ist der - gerade daraus erscheint die Ausführung dieser Arbeit gerechtfertigt - daß sie von einer Entladung 117 Momentbilder liefert, wobei immerhin 40 davon im Rahmen des Experiments interessieren, während man bei Kerrzellenuntersuchungen dagegen nur eine Momentaufnahme, bestenfalls vier, erhält. Ganz abgesehen von dem ungeheuren Mehraufwand an Zeit - je eine Aufnahme pro Entladung und notwendige Mittelung über mehrere Momentaufnahmen desselben Zeitpunkts verschiedener Entladungen - ist hier auch bei einer sorgfältigen Mittelung noch in keiner Weise für eine gute Reproduzierbarkeit, insbesondere hinsichtlich der auftretenden Instabilitäten, garantiert; ein Problem, das die verwendete Framing-Kamera mit ihrem äußerst fein gezeichneten zeitlichen Mosaik von ein und derselben Entladung von selbst löst.

I. Versuchsaufbau

a) Daten der Stoßbatterie

Prinzip des linearen z-Pinch-Effekts

Der Aufbau der linearen z-Pinch-Batterie, an der die Gasentladungen beobachtet wurden, war ganz ähnlich der in einer Arbeit von E. Fünfer u.a. ¹⁾ beschriebenen. Sämtliche Versuche wurden ohne Vorionisierung mit folgenden Daten durchgeführt:

Ladespannung $U_0 = 25 - 32$ kV variiert

Gesamtkapazität $C = 30\mu\text{F}$

Anfangsinduktivität $L_0 = 10^{-7}$ Hy

Energieinhalt $E_0 = 9,4 - 15,4$ kJoule variiert

Maximaler Strom $I_{\text{max}} = 250 - 300$ kA

Dauer der 1. Stromhalbwelle $\tau/2 = 6,5\mu\text{sec}$

Stabilisierungsfeld $B_{z0} = 0 - 2900$ r variiert

Länge des Entladungsgefäßes $C = 50$ cm

Innenradius des Gefäßes $r_0 = 10$ cm

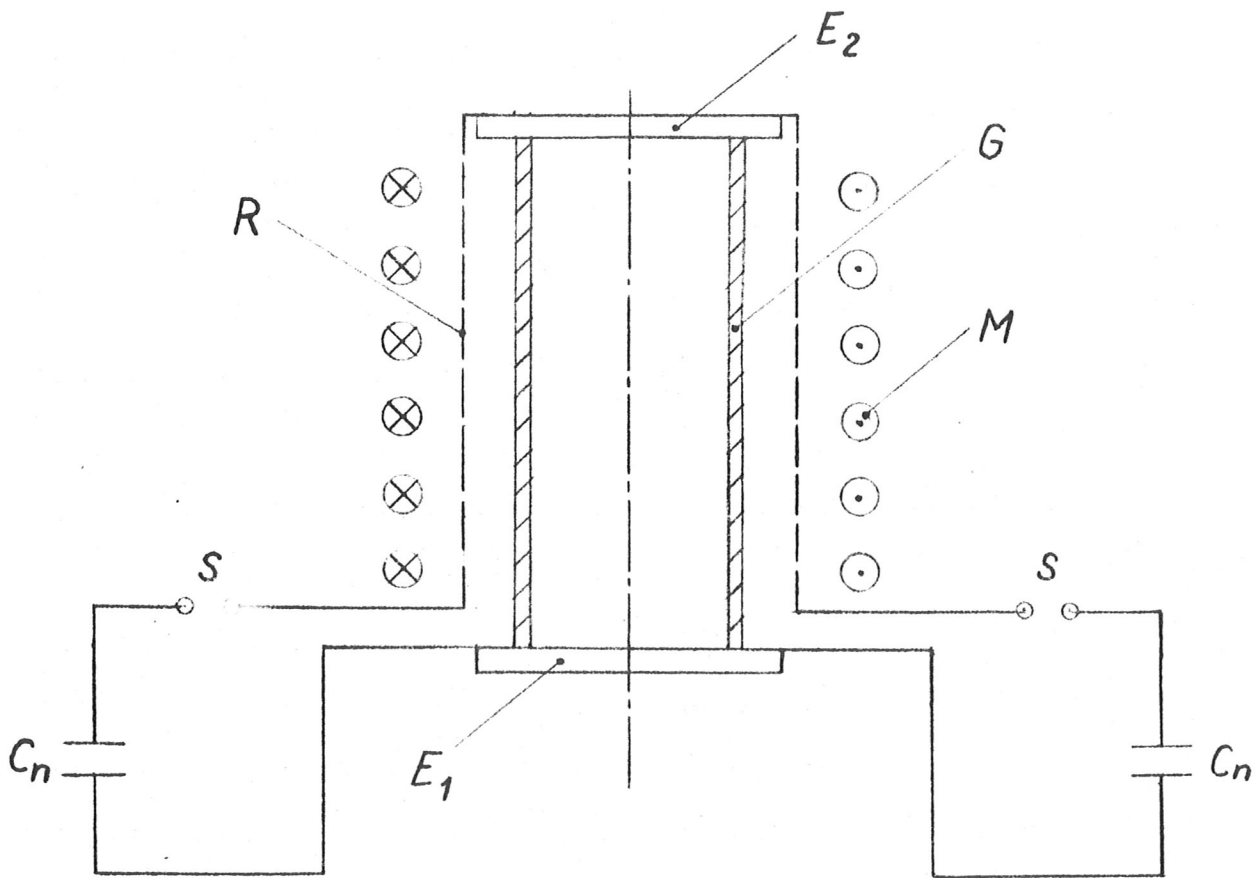


Abb. 1

Abb. 1 zeigt schematisch die Versuchsanordnung. Dabei sind G das Entladungsgefäß, E_1 und E_2 die Elektroden, R der Rückleiter, M die Magnetfeldspule, C_n die Kondensatoren (6), S die Schaltfunkenstrecken (6). Für den Rückleiter und die obere Elektrode E_2 wurde ein feinmaschiges Kupfernetz verwendet, um gleichzeitig von der Seite sowie axial über einen Spiegel zu beobachten.

Die Kondensatorbatterien C_n wurden über das zylindrische Entladungsgefäß G mit Hilfe der Schaltfunkenstrecken S entladen. Die Anfangsteilchendichte n_0 wurde variiert von 2,8 bis $6,5 \cdot 10^{15}$ Deuteronen/cm³. Aufnahmen von Entladungen bei geringerer Teilchendichte waren wegen der dabei zu geringen Lichtintensität nicht mehr möglich.

An Hand der Abb. 1 sei kurz das Prinzip des linearen z-Pinches beschrieben.

Kurz nach Zünden der Funkenstrecken S kann das Deuterium D_2 als gut ionisiert angesehen werden. Durch die angelegte Hochspannung U_0 fließt ein axialer Strom I_z infolge des Skineffektes in Wandnähe, der ein azimuthales Magnetfeld B_φ erzeugt. Mit dem rasch anwachsenden Strom I_z erreicht das B_φ -Feld schließlich einen Wert, bei dem sein magnetischer Druck $\frac{B_\varphi^2}{8\pi}$ den gaskinetischen Druck im Plasma überwiegt und eine radiale Kompression des Plasmas erzwingt. Diese erfolgt soweit, bis wieder Gleichgewicht zwischen magnetischem und gaskinetischem Druck herrscht.

Infolge der Trägheitskräfte schwingt die Plasmasäule gedämpft um die Gleichgewichtslage, bis auftretende Instabilitäten ihre Konfiguration zerstören.

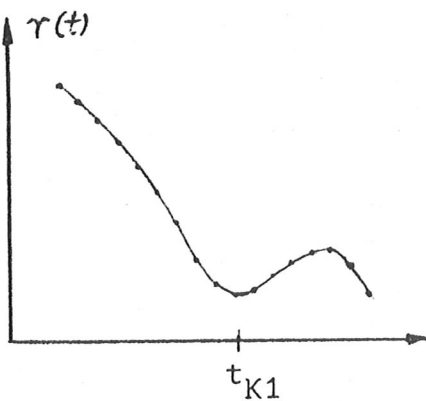


Abb. 2a

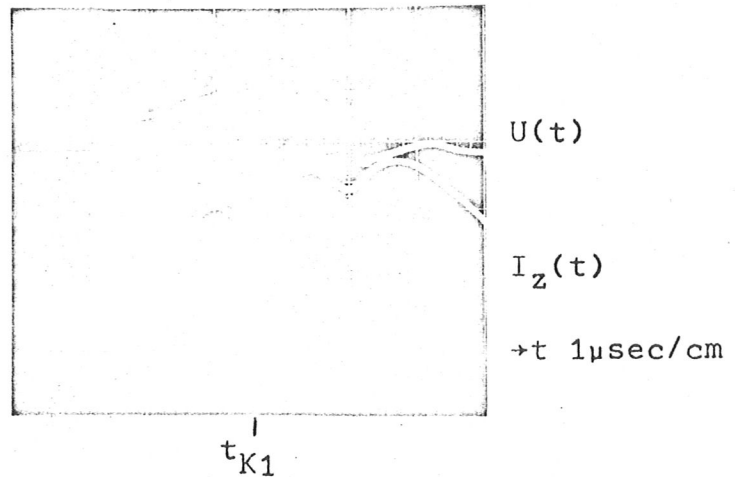


Abb. 2b

Abb. 2a stellt ein Weg-Zeit-Diagramm dar, das aus einer Photoserie ($U_0 = 32 \text{ kV}$, $B_{z0} = 300 \text{ T}$) gewonnen wurde. Bei den maximalen Kompressionen in Abb. 2a zeigen sich im Stromverlauf des Oszillogramms Abb. 2b die typischen "kinks": Das Plasma läßt sich in seiner zylindrischen Form zusammen mit dem Rückleiter als Schaltelement im Gesamtstromkreis auffassen, dessen Induktivität vom Plasmaradius $r(t)$ abhängig² ist, nämlich $L = 2l \ln \frac{r_R}{r}$ ($l =$ Länge des Entladungsgefäßes, $r_R =$ Rückleiterradius). Damit entspricht nun den Minima der Stromkurve die maximalen Kompressionen des Plasmas, also der Radius $r(t_{K1})$ dem Strom $I_z(t_{K1})$; davon ausgehend lassen sich alle übrigen Zeitpunkte der Diagramme $r(t)$ und $I(t)$ bzw. $U(t)$ bei gewählter Bilderfolge der Kamera

einander zuordnen. Der Verlauf der Spannung $U(t)$ zwischen den Elektroden E_1 und E_2 zeigt vor allem, daß diese bei beginnendem Stromanstieg fast auf Null abgesunken ist, was eine gute Leitfähigkeit des Plasmas bereits zu diesem Zeitpunkt bedeutet. Die Spannung $U(t)$ wurde mit einem Differenzialspannungsteiler (Teilerverhältnis 1 : 1000) gemessen, der Stromverlauf $I(t)$ mittels einer Rogowskyspule mit Integrierglied, wobei die Windungszahl der Spule $n = 18$, ihre Windungsfläche $0,12 \text{ cm}^2$ und die Gesamtlänge 65 cm betrug.

Hinsichtlich der später zu diskutierenden hydromagnetischen Instabilitäten ist von der radialen Verteilung des Stromes I_z und des mit ihm gekoppelten Magnetfeldes B_φ bemerkenswert, daß bei so schnellen Entladungen ($\tau = 13 \mu\text{sec}$) der Strom infolge des Skin效ekts nur in einer äußeren Schicht des Plasmazylinders fließt und aus diesem Grund ein azimuthales B_φ -Feld im wesentlichen nur außerhalb des Plasmas auftritt. Die Schichtdicke d des Stromes I_z ist größenordnungsmäßig gegeben durch den spezifischen Widerstand η des Plasmas und einer charakteristischen Zeit T von $1 \mu\text{sec}$: $d = \sqrt{\frac{\eta T}{4\pi}}$.

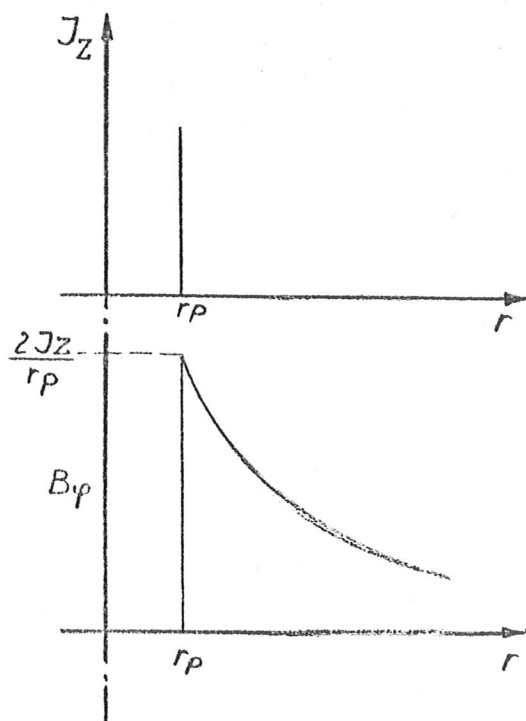


Abb. 3

Abb. 3 zeigt jene radiale Struktur von $I_z(r)$ und $B(r)$ idealisiert, wie sie oft in theoretischen Überlegungen vorausgesetzt wird. Zugrunde gelegt dabei ist unendlich gute Leitfähigkeit des Plasmas, $\eta \rightarrow 0$, die zwangsläufig zur Vorstellung eines reinen Oberflächenstromes führt und ein Auftreten eines azimutalen Feldes B_φ ausschließlich nur im Vacuum erlaubt.

In welchem Grade die eben beschriebene radiale Struktur der tatsächlichen entspricht, zeigt die von W. Köppendörfer³⁾ experimentell ermittelte Verteilung von B_φ und der Stromdichte j_z über den Radius zum Zeitpunkt der maximalen Kompression einer stabilisierten Entladung in Abb. 4.

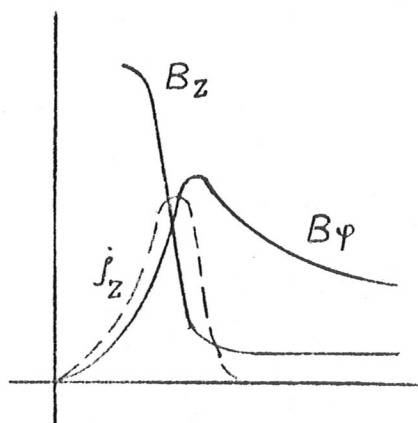


Abb. 4

Das B_φ -Feld ist durch die Stromschicht endlicher Dicke (endliche Leitfähigkeit des Plasmas) also keineswegs vom Plasma-zylinder ausgeschlossen. Ebenso besitzt das vom Plasma eingefangene und komprimierte B_z -Feld eine Flanke endlicher Neigung.

Für die spätere Diskussion der Instabilitäten ist es nützlich, in diesem Zusammenhang den wiederum idealisierten Verlauf der Stabilisierungsfelder B_{zi} und B_{za} anzuführen:

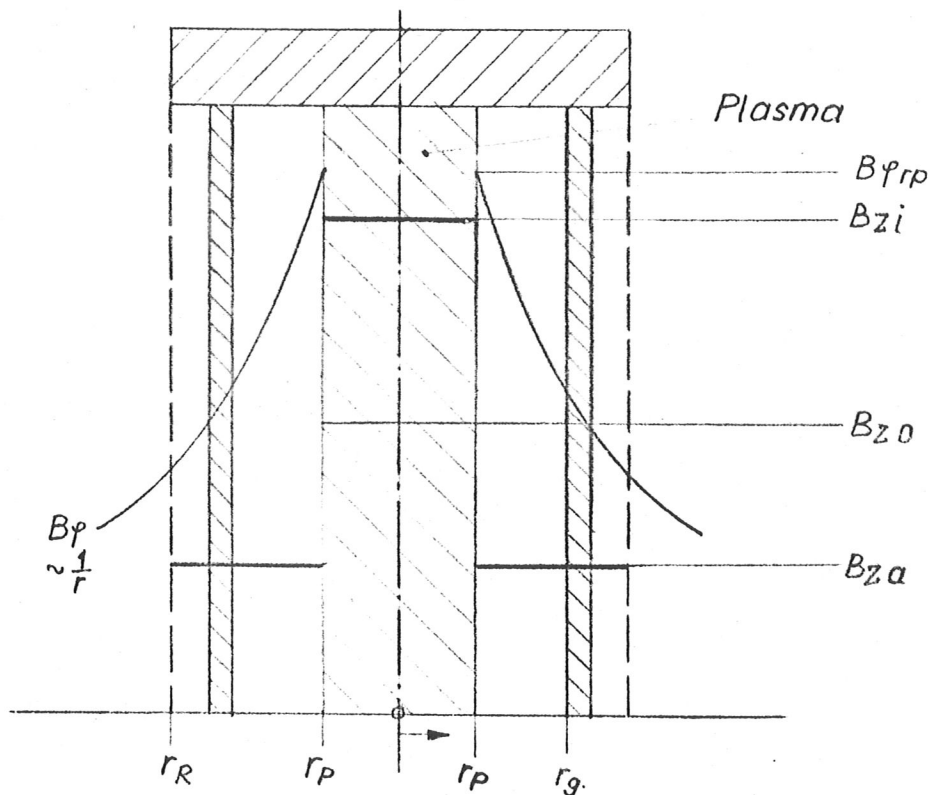


Abb. 5

r_g bedeutet den Innenradius des Entladungsgefäßes, r_R ist der Radius des Rückleiters, r_p der Plasmaradius, B_{zo} das longitudinale Stabilisierungsfeld vor Beginn der Plasmakompression, B_{zi} das vom Plasma eingefangene und komprimierte Feld und B_{za} das im Hohlzylinder $r_g \rightarrow r_R$ verbliebene und in den Hohlzylinder $r_p \rightarrow r_R$ hineinexpandierte Feld. Aus einfachen geometrischen Überlegungen errechnet sich

$$B_{zi} = \frac{r_g^2}{r_p^2} \cdot B_{zo} \quad \text{und} \quad B_{za} = \frac{r_R^2 - r_g^2}{r_R - r_p^2} \cdot B_{zo} .$$

b) Stabilisierungsfeld B_{z0}

Zur Erzeugung des Stabilisierungsfeldes B_{z0} wurde ein Schwingkreis verwendet, bestehend aus der Magnetfeldspule M, die das Entladungsgefäß G umschließt, aus 20 untereinander parallel geschalteten Kondensatoren C und einem Ignitron als Kurzschlußrelais. Die Periodendauer ($\tau/4 = 850\mu\text{sec}$) war groß im Vergleich zu der der Pinch-Entladung ($\tau/2 = 6,5\mu\text{sec}$).

Die Daten des Schwingkreises waren im einzelnen folgende:

Gesamtkapazität $C = 800\mu\text{F}$

Ladespannung $U_0 = 0 - 2,5 \text{ kV}$ variiert

Windungszahl $n = 68$
der Spule

Spulenlänge $l = 55 \text{ cm}$

Durchmesser $D = 30 \text{ cm}$

Zur Messung des zeitlichen Verlaufs des so erzeugten Magnetfeldes wurde eine Drahtschleife ($\emptyset 19,5 \text{ cm}$) verwendet, die innerhalb des Glaszylinders axial verschoben wurde, um zusätzlich die räumliche Homogenität des Feldes (in axialer Richtung) zu überprüfen. Die Gegenwart des Rückleiters innerhalb der Magnetfeldspule war notwendig, weil tatsächlich nur der so gemessene Verlauf des Feldes den Verhältnissen zu Beginn der Pinch-Entladung entsprach. Während nämlich das Oszillogramm bei einer Messung ohne Rückleiter den dem Aufbau des Schwingkreises entsprechenden sinusförmigen Verlauf der magnetischen Flußänderung $\dot{\phi}$ (Meßschleife) und der Stromänderung \dot{I} (Rogowskyspule) wiedergibt, zeigte sich bei Gegenwart des Rückleiters ein quantitativ

nicht ohne weiteres überschaubares Verhalten der beiden Größen ϕ und I infolge dessen guter Leitfähigkeit, die auf eine Diffusion des Magnetfeldes in das Spuleninnere hemmend wirkt.

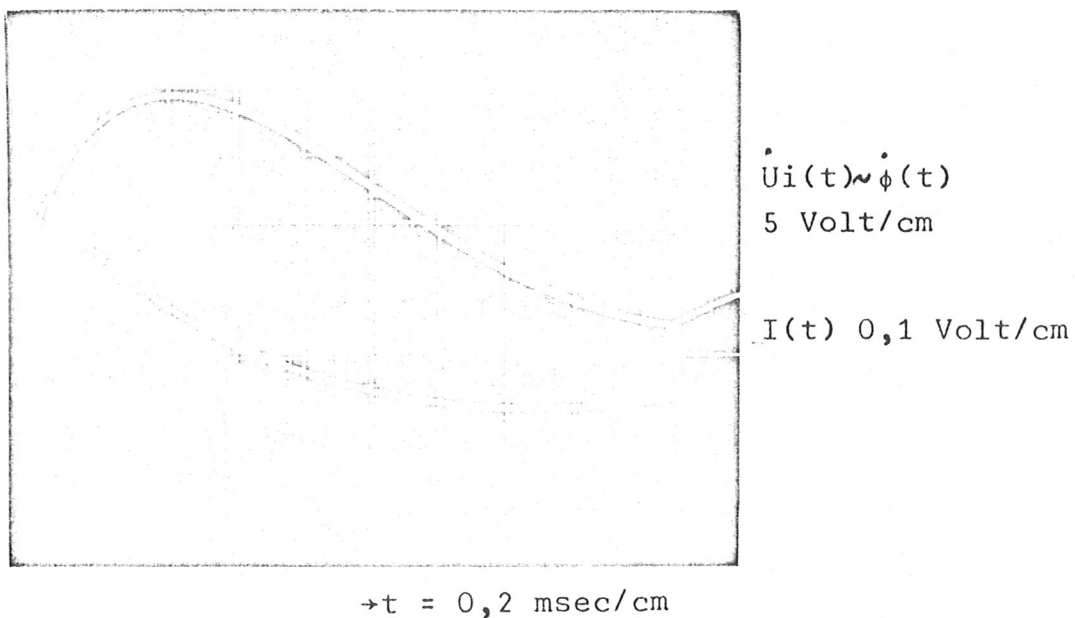


Abb. 6

Das Oszillogramm Abb. 6 zeigt die auf Grund der guten Leitfähigkeit des Rückleiters deformierten Kurven $U_i(t) \sim \dot{\phi}(t)$

und $I(t)$. Der Verlauf von $I(t)$ wurde zwar nicht weiter ausgewertet, wurde aber bei jeder Pinch-Entladung oszillographiert, um sich der Anwesenheit des Stabilisierungsfeldes zu vergewissern. Die Kurve $U_i(t)$ ist proportional $\dot{\phi}(t)$, nämlich

$$U_i(t) = 10^{-8} \cdot \dot{\phi} = 10^{-8} \cdot q \cdot B(t)$$

Dabei ist $U_i(t)$ die vom Oszillographen registrierte Spannung zwischen den Enden der Meßschleife in Volt, q die Fläche der Meßschleife = 300 cm^2 , B die magnetische Flußdichte in Gauß.

$U_i(t)$ bzw. $\dot{\phi}(t)$ wurde durch Auszählen der Fläche integriert und $B(t)$ berechnet. Die Integralkurve $B(t) = \frac{\int U_i dt}{10^{-8} \cdot q}$ hat ihr Maximum B_{\max} im Nulldurchgang von $\dot{\phi}(t)$, d.h. $1150 \mu\text{sec}$ nach Zündung des Schwingkreises durch das Ignitron. Zu diesem Zeitpunkt erreicht B_{\max} bei der Ladespannung der Kondensatoren $U_0 = 2,5 \text{ kV}$ den Betrag von 2900 G . Die Proportionalität von $B(t)$ und B_{\max} zur gewählten Ladespannung U_0 ($0-2,5 \text{ kV}$) ist von Oszillogrammen bestätigt.

Durch Verschieben der Meßschleife längs der Achse ergab sich folgende B_{z0} -Verteilung in z -Richtung:

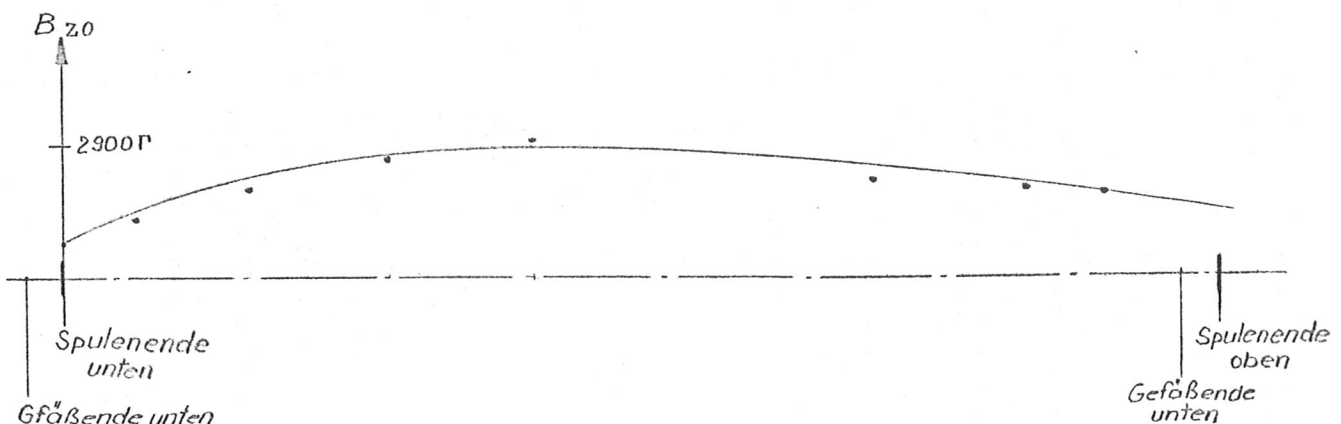


Abb. 7

Am unteren Ende des Entladungsgefäßes fällt B_{z0} zur Elektrode hin rasch ab; am oberen Ende hingegen ist die Feldhomogenität weit besser gewahrt, weil hier die Möglichkeit bestand, die Magnetfeldspule über die Elektrode hinaus zu verlängern.

c) Beschreibung der Framing-Kamera

Die "Leuchterscheinungen" der Pinch-Entladung werden von der Framing-Kamera (Barr & Stroud LTD TYPE CP5) in kurz aufeinanderfolgenden Abbildungen aufgezeichnet. Die Daten sind im einzelnen in Abb. 8 aufgeführt. An Hand dieser soll kurz das Prinzip der Kamera beschrieben werden.

Der Abstand zwischen Plasma und Objektiv L_1 betrug etwa 20 m. Das Linsensystem L_1-L_2 bildet die Plasmasäule auf einen beiderseits versilberten Drehspiegel ab. Ein Linsenkrenz L_3 , bestehend aus 117 einzelnen "Linsensegmenten" L_3' , ist konzentrisch zum Drehspiegel und zur außenliegenden Filmbahn angeordnet, womit das Bild vom Drehspiegel auf die Filmebene projiziert wird. Im Prinzip liefert diese Drehspiegel-Zeitlupe Schmieraufnahmen, und zwar bedingt einerseits durch die Bewegung der Plasmasäule in ihrer radialen Richtung, andererseits durch die Rotation des Spiegels selbst. Der zeitliche Bildabstand errechnet sich aus der Laufzeit des Strahls von einer Linse L_3' zur benachbarten ($0,13\mu\text{sec}$). Um ein stehendes Bild zu erhalten, muß die Belichtungszeit so bemessen sein, daß Geschwindigkeiten von 10^7 cm/sec , wie sie bei Plasmakontraktionen auftreten, keine feststellbaren Bewegungsunschärfen auf den Photos verursachen;

Anzahl der Linsen 117
 Winkel zw. 2 Linsen $1/2^\circ$
 Winkel d. Linsenquadranten 58°
 Frequenz d. Drehspiegels 5,2 kHz
 Zeitdauer, die der Strahl
 beim Überstreichen des
 Linsenquadranten benötigt 15,5 μsec
 Bilderfolge 0,13 *Film*
 μsec

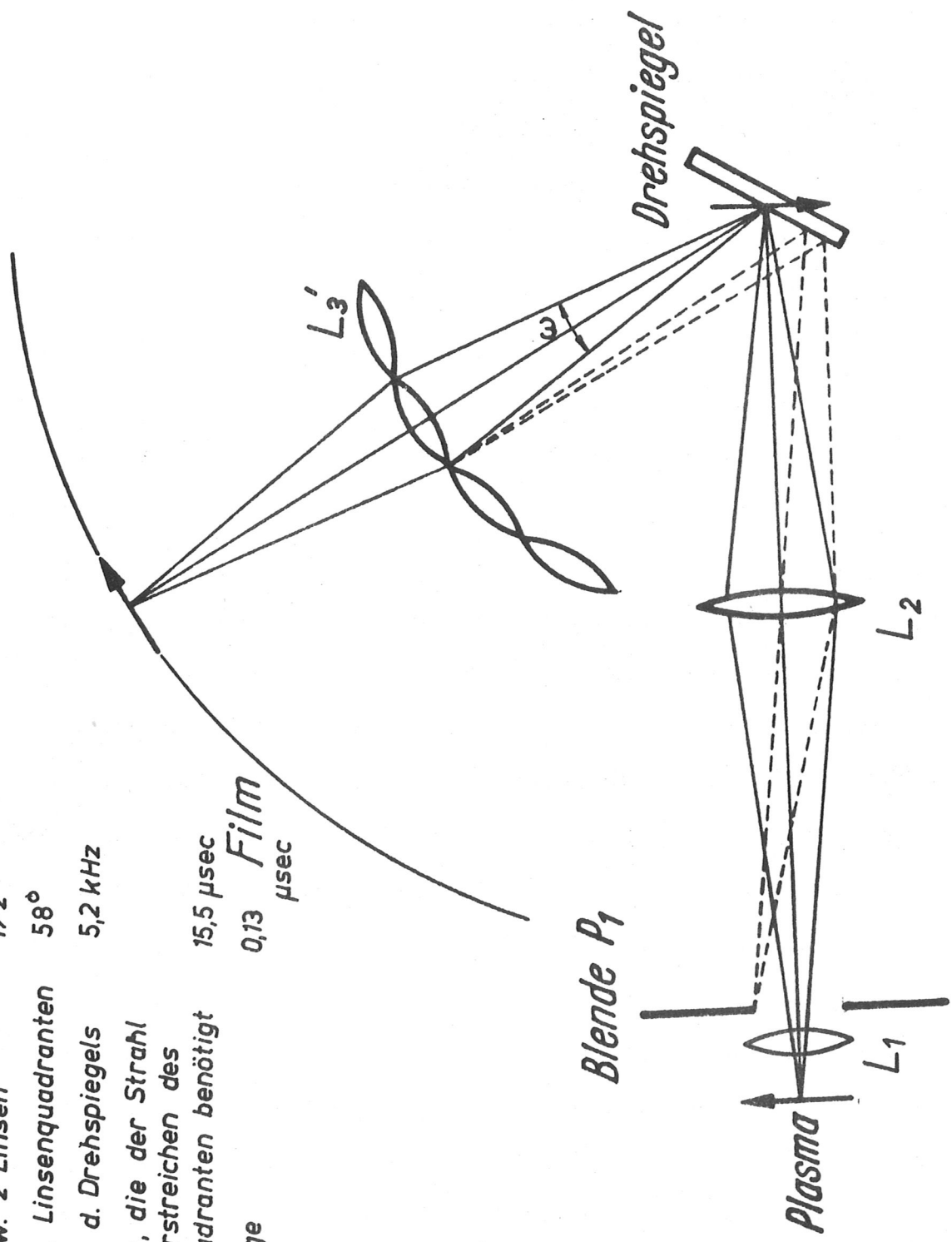


Abb. 8

Die Belichtungszeit ist nun nicht durch die Zeit gegeben, die ein Lichtstrahl zum Überstreichen einer Linse benötigt, sondern durch eine weit darunterliegende: im wesentlichen ist sie durch die Dauer eines Intensitätsmaximums bestimmt, d.h. maximale Intensität existiert, solange eine Linsenfläche L_3' von dem durch die Blende P_1 begrenzten Lichtkegel ω voll ausgestrahlt wird. Bei der abgeschätzten Belichtungszeit von $5 \cdot 10^{-8}$ sec und dem ebenfalls abgeschätzten Öffnungsverhältnis 1:40 erwies sich für die Aufnahmen die Verwendung des Film-materials HPS DIN 27⁰ als günstig.

d) Synchronisierung des Magnetfeldes - Pinch-Entladung -
Photographie

Die Zündung des Schwingkreises der Magnetfeldbatterie und der Pinch-Entladung wurde von der Framing-Kamera aus getriggert. In ihr wird ein Lichtstrahl, ausgehend von einer Glimmlampe, vom Spiegel nach jeder halben Umdrehung auf einen Multiplier gelenkt, der einen kurzzeitigen Impuls ($0,3 \mu\text{sec}$) abgibt. Der Multiplier befindet sich knapp (10^0) vor der 1. Linse im Linsensektor, diesem gegenüber seitlich versetzt. Der 1. Multiplierimpuls leitete die Entladung des Magnetfeld-Schwingkreises ein. Für die Wahl der Verzögerungszeit von $1150 \mu\text{sec}$, also zum Zeitpunkt von B_{max} , zu dem die Pinch-Entladung einsetzen sollte, waren zwei Gründe ausschlaggebend. Einmal sollte die Pinch-Entladung bis zu möglichst hohen Stabilisierungs-

feldern beobachtet werden, andererseits durfte das Magnetfeld selbst sich nur möglichst langsam verändern, um als konstant zu gelten. Beide Forderungen sind in B_{\max} erfüllt; in einem Intervall von $60\mu\text{sec}$ um B_{\max} ändert sich $B(t)$ kaum, über die Dauer der Pinch-Entladung $\tau/2 = 6,5\mu\text{sec}$ also bleibt B_{z0} ($=B_{\max}$) so gut wie streng konstant.

Mittels eines Verzögerungsgerätes mit einstellbaren Zeiten in der Größenordnung von $1000 \pm 30\mu\text{sec}$ wäre nun zwar hinreichend genau der Zeitpunkt von B_{\max} zu treffen gewesen, jedoch bestand bei dessen Verwendung die Schwierigkeit darin, daß die photographische Registrierung der 1. Halbperiode der Gasentladung eine Genauigkeit von mindestens $\pm 5\mu\text{sec}$ erforderte. Infolgedessen bestand die Notwendigkeit, die Hauptentladung auf Grund der geometrischen Stellung des Linsenkranzes zum Multiplier durch diesen selbst auszulösen. Die elektronische Schaltung, die dazu verwendet wurde, ist in Abb. 9 schematisch dargestellt:

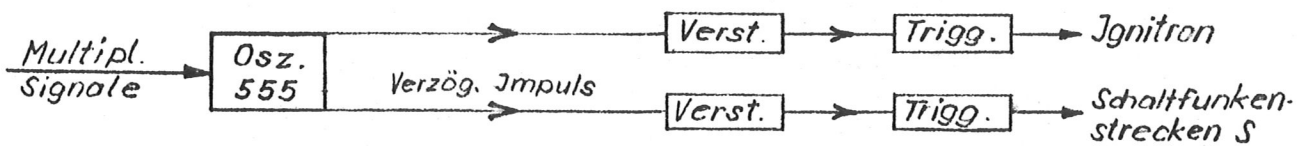


Abb. 9

Bei einer Spiegelfrequenz von 5,2 kHz benötigt der reflektierte

Lichtstrahl pro Umdrehung $96\mu\text{sec}$. Nach je $96\mu\text{sec}$ trifft also ein Multipliersignal auf den Oszillographen der Type ~~Textronix~~ 555, der das 1. Signal über einen Verstärker auf ein $7,5\text{ kV}$ Triggergerät weiterleitet, durch dessen Impuls das Ignitron kurzgeschlossen wird. Die um $1150\mu\text{sec}$ später einzusetzende Triggierung der Pinch-Entladung wird unter Verwendung des Oszillographen 555 der Frequenz des Drehspiegels entsprechend durch das 13. Multipliersignal veranlaßt. Der Oszillograph ~~Textronix~~ 555 besteht im wesentlichen aus zwei Oszillographen mit verschiedenen Zeitbasen, die gegenseitig beliebig verzögert werden können. Der eine Strahl registriert die eintreffenden Multipliersignale (Zeitablenkung $0,2\text{ msec/cm}$), der andere, um $1140\mu\text{sec}$ verzögert, den axialen Stromverlauf $I_z(t)$ im Entladungsgefäß. Der Start des letzteren Strahls, mit dem zugleich die Pinch-Entladung getriggert wird, ist nach einer eingestellten Verzögerungszeit von $1100\mu\text{sec}$ erst durch den nächsten eintreffenden, also dem 13. Multiplierimpuls, möglich.

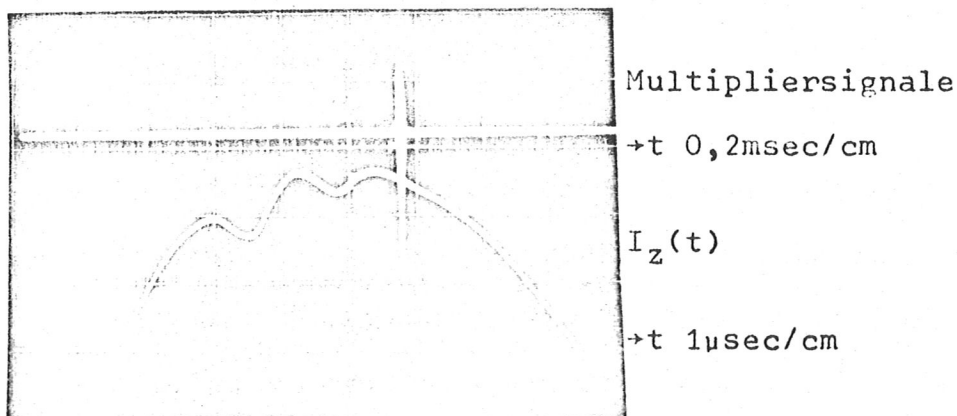


Abb. 10

Oszillogramm in Abb. 10 zeigt oben die Multipliersignale; der hellgetastete 13. löst den Start des unteren Strahls und zugleich den Triggerimpuls auf die Schaltfunkenstrecken der Stoß-Batterie aus.

II. Grundzüge der Störungstheorie der hydromagnetischen Instabilitäten

Der Beschreibung und Diskussion der Meßergebnisse seien die wesentlichsten Gesichtspunkte der hydromagnetischen Störungstheorie vorangestellt.

Prinzipiell gibt es zwei Betrachtungsweisen, auf Grund derer man zu entscheiden versucht, ob eine vorgegebene Plasmakonfiguration stabil oder instabil ist. Die eine Möglichkeit ist die, daß man die Energiebilanz, bestehend aus kinetischer und potentieller Energie, einem Variationsverfahren unterwirft: Existieren dabei irgendwelche Verrückungen aus dem vorgegebenen Gleichgewicht, die eine Zunahme der kinetischen Energie der Gesamtkonfiguration auf Kosten der potentiellen zur Folge haben, so liegt Instabilität vor.

Die zweite Methodik der Stabilitätsbetrachtung, die "Normal-schwingungen", wurde von Kruskal und Schwarzschild⁴⁾ in die Magneto-hydrodynamik eingeführt. Sie bezieht ihren Ausgangspunkt sofort aus speziellen Annahmen von Störungsformen, die der Plasmakonfiguration entsprechend angepaßt werden, d.h. man überlagert der ungestörten Plasmaoberfläche möglicherweise auftretende

Deformationen und untersucht deren Weiterentwicklung.

Die Basis der Störungstheorie bildet das System der Plasmagleichungen. Ihnen zugrundegelegt ist die Hydrodynamik und die Elektrodynamik; wodurch das Plasma, zusammengesetzt aus Ionen und Elektronen, im Makroskopischen "magnetohydrodynamisch" beschrieben wird. Die Plasmagleichungen sind im einzelnen die Bewegungsgleichung, das Massenkontinuitätsgesetz - bei Kruskal und Schwarzschild wird die "Plasmaflüssigkeit" als kompressibel betrachtet - , dann die Adiabatengleichung, angewandt auf die Kompression des Plasmas, die Maxwellgleichungen und das Ohm'sche Gesetz. Ihnen auferlegt sind gewisse Grenzbedingungen an der Plasmaoberfläche, die im wesentlichen durch die Voraussetzung eines reinen Oberflächenstromes und der strengen Trennung von Plasma und Vacuum festgelegt sind. Hinsichtlich der Bewegung der Plasmaoberfläche ist bei Kruskal und Schwarzschild statisches Gleichgewicht zwischen Kräften der Magnetfelder im Vacuum und andererseits den des vom Plasma eingefangenen Magnetfeldes und des gaskinetischen Druckes der Ionen und Elektronen eingeführt.

Jeder Größe Q_0 der Plasmagleichungen wird versuchsweise eine Störgröße \tilde{Q} überlagert. Von den Störgrößen \tilde{Q} wird verlangt, daß sie gegenüber den Grundgrößen Q_0 klein sind, um ihre quadratischen Terme und die höherer Ordnung in den neu entstehenden Differentialgleichungen vernachlässigen zu können. Die Grundgrößen Q_0 erfüllen ihrerseits ohnehin die Differentialgleichungen, so daß

sie ausscheiden. Die linearisierten Differentialgleichungen der Störgrößen \tilde{Q} werden durch Exponentialansätze gelöst, dem z-Pinch entsprechend in Zylinderkoordinaten:

$$\tilde{Q} = \tilde{Q}_0 e^{im\varphi + ikz + \omega t}$$

Die Wellenzahl m , die aus Eindeutigkeitsgründen ganzzahlig ist, beschreibt die Störung in azimuthaler Verteilung, die Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ charakterisiert die Fortpflanzung der durch m festgelegten Störungen in axialer Richtung. ω bedeutet die Frequenz der Störung.

Die Geometrie der Instabilitäten, die im Lösungsansatz ihren Ausdruck findet, erlaubt in manchen Fällen eine anschaulich physikalische Interpretation ihrer Entstehungsmechanismen.

Erleidet die Plasmasäule beispielsweise an irgendeiner Stelle eine Einschnürung (Abb. 11a), so entsteht dort der gaskinetische Druck p_2 , im wesentlichen hervorgerufen durch den magnetischen Druck $\frac{By^2}{8\pi} \approx p_2$. Da nun p_2 größer als p_1 an einer benachbarten Stelle ist ($B\varphi_2 > B\varphi_1$), weicht das an der Einschnürung befindliche dichtere Plasma dem Überdruck in axialer Richtung aus, was zwangsläufig in zwei Richtungen eine Ausbauchung der Säule bewirkt. Dieser Prozess setzt sich so mit einer bestimmten Wellenlänge λ (Abstand der Einschnürungen, Wellenzahl $k = \frac{2\pi}{\lambda}$) über die gesamte Plasmasäule fort. Eine derartige radialsymmetrische Form der Instabilität wird durch die Festsetzung

$m = 0$ im Lösungsansatz realisiert.

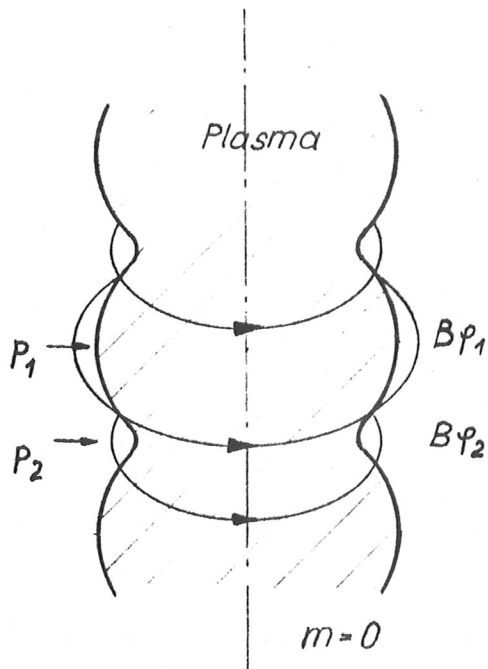


Abb. 11a

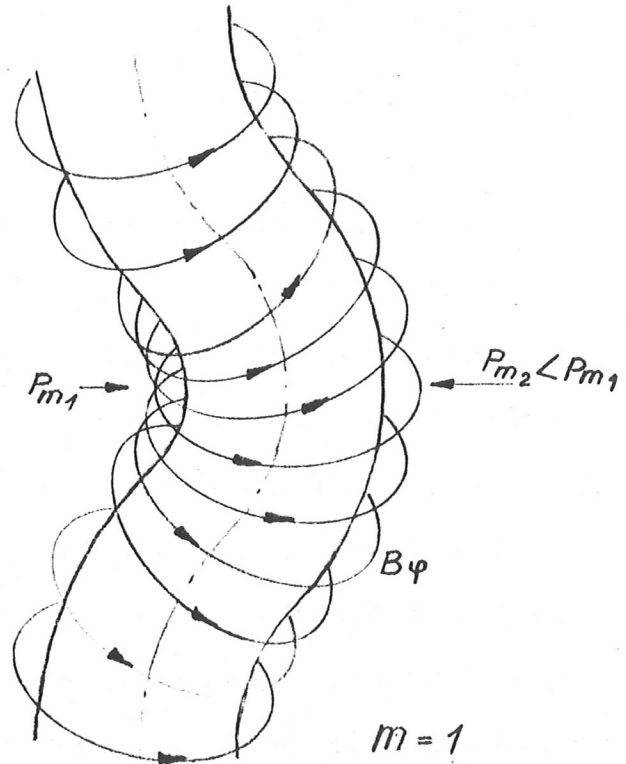


Abb. 11b

Eine mögliche laterale Verschiebung der Plasmasäule ohne Änderung des Plasmaradius beschreibt die Festlegung $m = 1$. Abb. 11b zeigt, wie die Verschiebung sich selbst unterstützt und aufschaukelt, indem auf die konkave Seite der ausgebogenen Säule ein magnetischer Überdruck $p_{m1} > p_{m2}$ wirkt. Diese Störung setzt sich ebenfalls längs der Achse fort und deformiert die Säule schließlich zu einer Spirale. Die Wellenlänge ist in diesem Falle die Ganghöhe der Spirale.

Bei den Störungen mit $m \geq 2$ sind die Verhältnisse ähnlich. Hierbei durchläuft die Störung über den ganzen Umfang m Perioden.

Das Ziel der Störungsrechnung liegt nun darin, einen Zusammenhang zwischen der Frequenz ω und den Wellenzahlen m und k herzustellen. Auf Grund der Lösungsansätze reduzieren sich die gestörten, linearisierten Plasmagleichungen bezogen auf das Vakuum bzw. auf das Plasmagebiet auf je eine integrierbare Bessel'sche Differentialgleichung, womit in diesen beiden Bereichen die einzelnen Störgrößen \tilde{Q}_{OV} bzw. \tilde{Q}_{OP} bis auf je eine ihnen proportionale Integrationskonstante festgelegt sind. Eine Beziehung zwischen den Größen \tilde{Q}_{OV} im Vakuum einerseits und \tilde{Q}_{OP} im Plasma andererseits besteht durch die Sprungbedingungen an der begrenzenden Plasmaoberfläche, woraus ein lineares algebraisches Gleichungssystem der Größen $\tilde{Q}_{OV,p}$ bzw. diesen proportionalen Integrationskonstanten der beiden Bereiche resultiert, deren Koeffizienten aus den Wellenzahlen m und k , der Störfrequenz ω und den Gleichgewichtsgrößen r_p (Plasmaradius), der Dichte ρ_0 und des Druckes p_0 aufgebaut sind. Soll eine nicht-triviale Lösung dieses aus den Sprungbedingungen linearen algebraischen Gleichungssystem existieren, dann muß dessen Koeffizientendeterminante verschwinden, womit sich eine sog. Dispersionsformel ableitet:

$$\omega = \omega(m, k, \text{Gleichgewichtsgrößen})$$

Die Störung war proportional $e^{\omega t}$ angesetzt, so daß sich an Hand der Dispersionsformel ein Kriterium auf Stabilität folgendermaßen anstellen läßt:

Die Plasmakonfiguration ist instabil, wenn $\omega^2 > 0$ und reell ist, sie befindet sich gegenüber einer Störung im indifferenten Gleichgewicht, wenn $\omega^2 = 0$, und sie ist stabil im Falle $\omega^2 < 0$ (ω^2 rein imaginär). Die Möglichkeit, daß ω^2 komplex ist, was bedeuten würde, daß die Störung mit exponentiell zunehmender Amplitude schwingt, scheidet nach Bernstein ⁵⁾ u.a. aus.

III. Experimentelle Ergebnisse

Für die Pinch-Entladungen wurde ein Druckbereich von 0,08 Torr D_2 bis 0,19 Torr gewählt, In diesem Intervall wurden bei fünf verschiedenen Druckparametern jeweils eine Versuchsserie mit variiertem Stabilisierungsfeld von 0-2900r ausgeführt. Es zeigte sich, daß die gewählten Anfangsdichten n_0 auf die Entwicklung der hydromagnetischen Instabilitäten keinen feststellbaren unterschiedlichen Einfluß ausübten. Lediglich war bei größerer Anfangsdichte die Lichtintensität höher. Aus diesem Grund darf im allgemeinen bei der Diskussion auf einen besonderen Hinweis auf die betreffenden Druckparameter verzichtet werden.

Die Photoserien sind im Anhang zusammengefaßt. Dabei sei bemerkt, daß die Auswertung der Ergebnisse in den kleinst möglichen Bildabständen der Aufnahmeserien von 0,13 μ sec durchgeführt wurde.

Soweit es jedoch die Wahrung des übersichtlichen Zusammenhangs zuließ, wurden in den aufgeführten Serien größere Zeitintervalle gewählt, die im einzelnen angegeben sind.

In den Experimenten werden die vorhin kurz beschriebenen Instabilitäten beobachtet, insbesondere die des Typs $m=0$ und $m=1$; auf die Form $m=0$ läßt sich jeweils aus der Kreissymmetrie der Leuchtringe auf den Aufnahmen in z-Richtung des Entladungsgefäßes schließen, die Instabilitäten $m=1$ sind bereits auf Grund der seitlichen Beobachtung allein eindeutig identifizierbar.

Serie 1 stellt die Vorgänge einer Pinch-Entladung ohne Stabilisierungsfeld dar. Die Axial-Aufnahmen (in z-Richtung) zeigen jene radial sternartige Konfiguration von $m \gg 1$ Instabilitäten. Aus den Seiten-Aufnahmen andererseits ist zu ersehen, daß sich nach Beginn der Plasmakontraktion $m=0$ Instabilitäten sehr kleiner Wellenlängen ($\leq 1\text{cm}$) ausbilden und mit zunehmender Kompression des Zylinders auf den etwa 3-bis 4-fachen Wert anwachsen. Weiterhin erreicht etwa $0,45\mu\text{sec}$ vor der 1. maximalen Kompression die Amplitude der $m=0$ Störung zunächst ihren größten Wert, um sodann innerhalb eines Zeitintervalls von $0,5\mu\text{sec}$, d.h. bis kurz nach Beginn der Expansion der Plasmasäule, etwas abzuklingen. Daraufhin wachsen die $m=0$ Instabilitäten wiederum an, ein nochmaliges Absinken ist nun nicht mehr zu beobachten; vielmehr vollzieht sich ihr Wachstum weit heftiger als zu Anfang der Kompression, so daß bereits ca. $2,6\mu\text{sec}$ nach Zündung des

Pinches Plasmafetzen an die Gefäßwand geschleudert werden.

Serie 2 zeigt bereits den Einfluß eines geringen Stabilisierungsfeldes von 200 r: Hier treten die bei $B_{z0}=0$ -Entladungen beobachteten $m=0$ Instabilitäten sehr kleiner Wellenlängen nicht mehr auf. Lediglich $m=0$ Instabilitäten größerer λ entwickeln sich zu einem späteren Zeitpunkt mit einer weitaus geringeren Wachstumsrate als vorhin. Andererseits scheinen sich nun $m=1$ Instabilitäten auszubilden. Ob in diesen $m=1$ oder $m=0$ Instabilitäten die Plasmakonfiguration zerstören, läßt sich nicht entscheiden. In Serie 3 mit einem Stabilisierungsfeld $B_{z0}=350r$ jedoch wird die Plasmasäule eindeutig von $m=1$ Instabilitäten an die Gefäßwand gedrückt.

Bei zwei Entladungen mit je 580r Stabilisierungsfeld (Serie 4 und 5) scheinen nun $m=0$ Instabilitäten endgültig beseitigt zu sein, wenn man von $m=0$ "Störungen" absieht. Jetzt zeigt sich deutlich die Entwicklung der Plasmasäule zu spiraliger Konfiguration. Mit zunehmenden B_{z0} -Feldern (Serie 6,7 und 8) wird das Anwachsen der $m=1$ Instabilitäten zu immer späteren Zeiten hin verdrängt. Hinsichtlich ihrer Wellenlängen ist in dem Bereich von 200 - 900r keine Gesetzmäßigkeit, d.h. eine Zunahme ihrerseits, festzustellen. Serie 4 und 5 zeigen bei gleichen Stabilisierungsfeldern ganz offensichtlich erheblich verschiedene Wellenlängen der $m=1$ Instabilitäten. Erst ab etwa 900r treten ausschließlich große Wellenlängen (ca. 13-20 cm) in Erscheinung.

Ebenfalls von 900r aufwärts vollzieht sich zudem eine merkwürdige rotationssymmetrische Verformung des Plasmazylinders, und zwar schon während dessen 1. Kontraktion, bevor $m=1$ Instabilitäten auf diesen überhaupt störend wirken: In Elektrodennähe schnürt sich der Zylinder jeweils zusammen, an der unteren Elektrode etwas stärker; weiter zur Mitte hin baucht er sich symmetrisch dazu an zwei Stellen aus und in der Achsenmitte selbst schnürt er sich abermals enger. Ob diese Erscheinung auf Endverluste durch die beiden Elektroden oder auf die etwas inhomogene Konfiguration des Stabilisierungsfeldes B_{z0} (Abb.7) zurückzuführen ist, konnte im einzelnen nicht entschieden werden.

Bei einem Stabilisierungsfeld von 2900r (Serie 8) trifft die Plasmasäule erst gegen Anfang der zweiten Stromhalbwelle auf die Gefäßwand. Auffallend dabei ist, daß die Zunahme der Intensität des von der Wand ausgestrahlten Lichts merklich langsamer vor sich geht als bei Entladungen mit geringen Stabilisierungsfeldern (z.B. Serie 3), insbesondere bei $B_{z0} = 0$ (Serie 1).

Sämtliche bisher beschriebenen Entladungen erfolgten mit einer Anfangsspannung $U_0 = 32$ kV. Um bei dem maximal erreichbaren Stabilisierungsfeld von 2900r ein extremes Verhältnis des komprimierten B_{zi} -Feldes zum komprimierenden äußeren azimuthalen B_y -Feld zu erhalten, wurde die Spannung U_0 der Entladung auf 25kV verringert. Serie 9 zeigt eine diesen Daten entsprechende Entladung. Infolge der extrem schwachen Kompression sind fast nur

mehr die Axial-Aufnahmen brauchbar. Der leuchtende Ring in der Mitte stellt die stärkere Einschnürung des Plasmazylinders an der unteren Elektrode dar, in deren Nähe das B_{z0} -Feld wegen seiner Inhomogenität schwächer als in Achsenmitte war. Interessant in diesem Experiment ist vor allem, über wie lange Zeit der Plasmazylinder sich aufrecht erhält. Auf Grund der äußerst langsamen Bewegungsvorgänge erlauben schon vier aus der ursprünglichen Serie ausgewählte Photos einen Überblick des zeitlichen Zusammenhangs. Das vierte Bild beschreibt eine Momentaufnahme bei ca. $7,2 \mu\text{sec}$ nach Entladungsbeginn, zu einem Zeitpunkt also, der längst in der zweiten Stromhalbwellen liegt. Der Plasmazylinder scheint indessen hier nicht mehr durch $m=1$ Instabilitäten zerstört zu werden, sondern wahrscheinlicher sich durch Endverluste an den Elektroden aufzulösen.

IV. Diskussion der Ergebnisse

1. Identifizierung der "Leuchterscheinungen" mit dem "Plasma"

Für eine Diskussion der experimentell beobachteten Instabilitäten an Hand der früher beschriebenen Störungstheorie ist die Frage von Bedeutung, ob die photographisch registrierte Leuchterscheinung mit dem definierten "Plasma" identisch ist.

Bei der Auswertung der Ergebnisse wurde als Durchmesser des Plasmazylinders die volle Breite des photographierten Zylinders gewählt. Mittels dieses etwas willkürlich eingeführten Plasmaradius wurde zu zwei bestimmten Zeitpunkten das vom Plasma einge-

fangene und komprimierte Longitudinalfeld B_{zi} und das entsprechende äußere azimuthale Feld B_{φ} abgeschätzt (nach Abb. 5) und mit von W. Köppendörfer³⁾ mit Magnetfeldsonden gemessenen Werten verglichen. Die Ladespannung U_0 der betreffenden Entladung war jeweils 32 kV und das Stabilisierungsfeld $B_{z0} = 1300 \Gamma$. In der folgenden Tabelle sind die zu zwei Zeitpunkten verglichenen Werte angegeben:

a) $1,0 \mu\text{sec}$ nach Beginn der Entladung

gemessene Werte	abgeschätzte
$B_{zi} = 2,5 \text{ k}\Gamma$	$2,7 \text{ k}\Gamma$
$B_{r_p} = 3,2 \text{ k}\Gamma$	$4,6 \text{ k}\Gamma$

b) Zeitpunkt der 1. maximalen Kompression

($1,7 \mu\text{sec}$ nach Entladebeginn)

$B_{zi} = 18 \text{ k}\Gamma$	$15,3 \text{ k}\Gamma$
$B_{r_p} = 9,5 \text{ k}\Gamma$	$12,7 \text{ k}\Gamma$

Die aus dem Leuchtradius abgeschätzten B_{zi} und B_{φ} -Felder geben eine durchaus befriedigende Übereinstimmung mit den aus Sondmessungen ermittelten. Die in diesem Zusammenhang als gering anzusehende Abweichung ist auf die prinzipiell schwierige genauere Wahl des Plasmaradius zurückzuführen: Axial-Aufnahmen zeigen einen Hohlzylinder der Schichtdicke $\approx 1 \text{ cm}$, die mit fortschreitender Kompression weiter anwächst. Andererseits ist aus dem qualitativen Verlauf der gemessenen Diagramme (Abb. 4) eine ohnehin verschmierte Stromschicht und ein ebenso allmählicher Übergang der

B_φ - und B_z -Felder aus dem Vakuum in den Plasmabereich ersichtlich; ein wohldefinierter Plasmaradius ist demnach grundsätzlich nicht gegeben.

Weiterhin deuten die Aufnahmen sogar unmittelbar darauf hin, daß der photographierte Leuchtzylinder aus energiereichen Teilchen besteht; denn die Gefäßwand strahlt nach Zerstörung der Säule gerade an den Stellen sehr intensives Licht aus, auf die "Plasmafetzen" auftreffen. Überdies läßt sich klar eine zeitliche Steigerung der Lichtintensität beobachten, die mit dem zusehends enger mit der Glaswand in Berührung kommenden "Plasma" einhergeht.

2. Aussagen der Störungstheorie von Kruskal und Tuck ⁶⁾

Als spezieller Fall der Kruskal-Schwarzschild'schen Störungstheorie darf eine Arbeit von Kruskal und Tuck gelten, die insbesondere ein longitudinales B_{za} -Feld im Vakuum neben dem azimuthalen B_φ -Feld und ein im Plasma befindliches B_{zi} -Feld in die Rechnungen einführen. Hiermit ist den Verhältnissen in den stabilisierten Pinch-Entladungen wie auch den unstabilisierten ($B_{za} = B_{zi} = 0$) entsprochen, abgesehen von der Voraussetzung eines unendlich ausgedehnten Plasmazylinders mit Vernachlässigung der Begrenzung und Verlustwirkung der Elektroden und der stabilisierenden Wirkung des Rückleiters. Mit der Überlagerung der longitudinalen Felder B_{za} und B_{zi} gehen in die Dispersionsformel die "dimensionslosen" Magnetfelder $\alpha_v \equiv \frac{B_{za}}{B_{\varphi r}}$ und $\alpha_p \equiv \frac{B_{zi}}{B_{\varphi r}}$ als zu-

sätzliche Parameter ein:

$$\omega = \omega(m, k, \alpha_v, \alpha_p)$$

Die Wachstumsraten treten in der Dispersionsformel anstatt in Form der Störfrequenz selbst in der dimensionslosen Größe $w = \omega \cdot r_p \sqrt{\frac{\rho}{\gamma p}}$ auf. In dem Proportionalitätsfaktor $r_p \sqrt{\frac{\rho}{\gamma p}}$ kommt im wesentlichen die momentane Kompression des Plasmazylinders zum Ausdruck. Dabei ist $r_p \hat{=}$ Plasmaradius, $\rho \hat{=}$ Massendichte und $p \hat{=}$ gaskinetischer Druck. $\frac{1}{\omega}$ ist einerseits im Falle der Instabilität die Zeit, während der die Amplitude der Störung auf den e-fachen Wert anwächst, andererseits stellt sie größenordnungsmäßig die Laufzeit einer Schallwelle über den Plasmaradius dar. Die Schallgeschwindigkeit c ist $\sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}$, die Laufzeit selbst beträgt sodann $t = \frac{r_p}{c} = r_p \sqrt{\frac{\rho}{\gamma p}}$.

Beim nichtstabilisierten z-Pinch hat die Wachstumsrate w in Abhängigkeit der Störwellenlänge λ und des Plasmaradius r_p folgenden theoretischen qualitativen Verlauf:

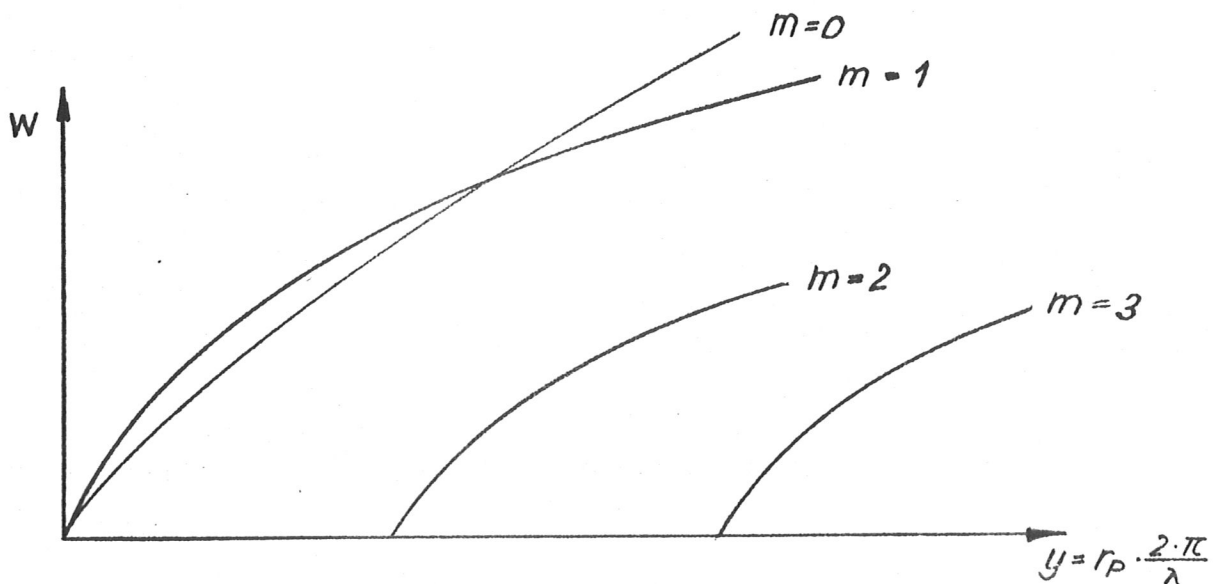


Abb. 12a

Die azimutale Wellenzahl m spielt in den Kurvenscharen der Wachstumsrate w die Rolle eines Parameters. Abb. 12a besagt, daß der lineare z-Pinch ohne Stabilisierungsfeld grundsätzlich instabil ist, und zwar bezüglich der $m=0$ und $m=1$ Instabilitäten für sämtliche Wellenlängen. Außerdem nehmen die Wachstumsraten mit kleiner werdenden Wellenlängen monoton zu. In den Experimenten ist in den meisten Fällen r_p annähernd konstant, vor allem, wenn Instabilitäten betrachtet werden, die nach der 1. maximalen Kompression auftreten. Das Verhalten von w bezüglich der $m=0$ Instabilitäten bei stabilisierten Entladungen zeigt qualitativ Abb. 12b.

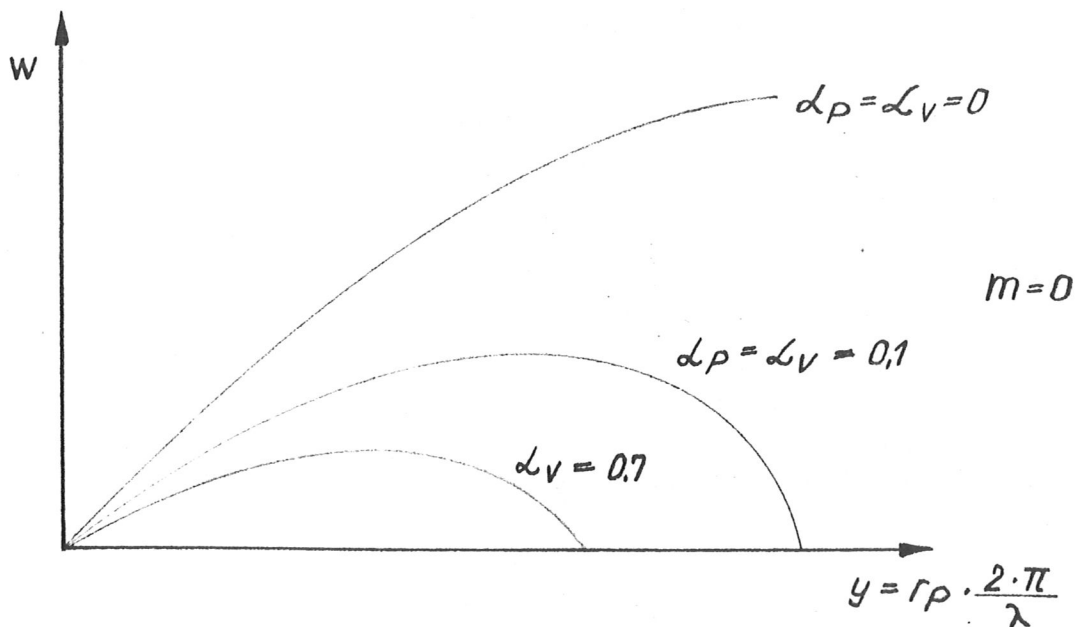


Abb. 12b

Der Einfluß von Stabilisierungsfeldern wirkt sich erstens darin aus, daß die Plasmakonfiguration nicht mehr bei allen Wellenlängen instabil ist, sondern nur mehr in einem Bereich ab

einer unteren Grenze von λ ; zweitens werden die instabilen Gebiete mit zunehmender Stabilisierung zu größeren Wellenlängen hin abgedrängt; ebenso die Maxima der w -Kurven, deren Beträge im selben Sinne abnehmen. Bei vorgegebenen Parametern α_p und α_v läßt sich die Grenzwellenlänge, d.h. die Grenze zwischen Stabilität und Instabilität ($w=0$) nur numerisch bestimmen. Bei Grenzwertbetrachtungen jedoch von Wellenlängen, wenn diese sehr klein gegenüber dem Umfang des Plasmazylinders sind, $\lambda \ll 2\pi r_p$, und umgekehrt, wenn $\lambda \gg 2\pi r_p$ ist, gibt die Dispersionsformel einfache, analytisch geschlossene Stabilitätskriterien:

a) Stabilität gegen $m=0$ Störungen der Wellenlängen $\lambda \ll 2\pi r_p$, wenn

$$\alpha_p^2 + \alpha_v^2 \geq \frac{\lambda}{2\pi r_p} \quad (1)$$

b) der Wellenlängen $\lambda \gg 2\pi r_p$, wenn

$$2\alpha_p^2 + y^2 \nu \alpha_v \geq 1 + \nu \quad (2)$$

$y = \frac{2\pi r_p}{\lambda}$, $\nu =$ Konstante der Besselfunktion der Größenordnung 1.

Für Wellenlängen der $m=1$ Instabilitäten, die weitaus größer als der Umfang $2\pi r_p$ sind, $\lambda \gg 2\pi r_p$, - im Experiment werden durchwegs $\lambda > 2\pi r_p$ beobachtet - gilt folgendes Stabilitätskriterium:

$$\alpha_p^2 + \alpha_v^2 + \frac{2\alpha_v}{-2\pi r_p} \cdot \lambda \geq \nu + 1 \quad (3)$$

Das \mp Vorzeichen bezieht sich darauf, ob α_v den gleichen bzw. entgegengesetzten Schraubensinn besitzt wie die Plasmaspirale. Das positive Vorzeichen entspricht dem letzteren Fall, nämlich dem stabileren, wie aus Energiegründen einzusehen ist: Hierbei hat das aus B_{za} und B_φ resultierende Magnetfeld den der Plasmaspirale entgegengesetzten Richtungssinn. Verglichen mit der im selben Richtungssinn verschraubten Magnetfeldkonfiguration ist die notwendige Deformation der magnetischen Kraftlinien größer. Die radial nach außen expandierende Spirale des Plasmas hat zwar in beiden Fällen zur Deformation der überlagerten Magnetfelder einen Betrag aus ihrer kinetischen Energie zu bestreiten, im stabileren Fall wegen der größeren Ausbiegung aber einen entsprechend höheren.

3. Vergleich der Meßergebnisse mit der Theorie

Es hätte indessen wenig Sinn, die Wachstumsraten, die mittels der Framing-Kameraaufnahmen festgestellt werden, quantitativ mit den von Kruskal und Tuck errechneten zu vergleichen. Einerseits liegt die Begründung in den zu idealisierten Bedingungen, die jener Theorie auferlegt sind. Andererseits ist es von vorneherein experimentell unmöglich, die dimensionslose Wachstumsrate w zu ermitteln, die zwar proportional der Störfrequenz ω ist, aber eben durch den Proportionalitätsfaktor von Druck und Dichte des Plasmas abhängt. Diese Abhängigkeit von den letztgenannten beiden Größen wiederum erforderte die Kenntnis der

Plasmatemperatur in den einzelnen Zeitintervallen.

Infolgedessen ist nur ein Vergleich qualitativer Art möglich und auch sinnvoll; dieser beschränkt sich überdies darauf, inwieweit die Meßergebnisse den theoretisch-qualitativen Verlauf der Wachstumsraten in Abhängigkeit der Wellenlänge der Störung bei verschiedenen Stabilisierungsfeldern bestätigen. Weiter wird nachgeprüft, ob die aus Grenzwertbetrachtungen der Wellenlängen gefolgerten Stabilitätskriterien qualitativ richtig liegen.

a) $m=0$ Instabilitäten in ungestabilisierten Entladungen

Bei Pinch-Entladungen ohne Stabilisierungsfelder werden ausschließlich $m=0$ Instabilitäten und am Rande $m \gg 1$ Instabilitäten diskutiert.

Das Verhalten der $m=0$ Instabilitäten ist in zweierlei Hinsicht interessant, einmal die zeitliche Entwicklung der Amplitude der Störung im Verlaufe der Entladung, zum andern die Tendenz der Wellenlängen zu größeren Werten im Zusammenhang mit der fortschreitenden Kontraktion des Plasmas.

Der zeitliche Verlauf der Amplitude der $m=0$ Instabilitäten sei nochmals kurz skizziert: Ungefähr 1 μ sec nach Entladungsbeginn erreichen auftretende $m=0$ Instabilitäten kleiner Wellenlängen maximale Amplituden, um daraufhin bis kurz nach der stärksten

Plasmakontraktion abzuklingen, dann jedoch stetig anzuwachsen. Die Tatsache nun, daß die Amplituden vor der maximalen Kompression eine abfallende Tendenz zeigen, deckt sich nicht mit der Aussage der Theorie von Kruskal und Tuck. Nach ihr müßten sich $m=0$ Instabilitäten bei Entladungen mit $B_{z0}=0$, einmal im Wachsen begriffen, sich stetig weiterentwickeln (Abb. 11a). Der Widerspruch ist in der Vernachlässigung der Dynamik des kontrahierenden Plasmazyinders in jener Theorie zu suchen, die ein statisches Gleichgewicht der Plasmaoberfläche voraussetzt. Eine befriedigendere Erklärung gibt eine Mitberücksichtigung dynamischer Vorgänge, wie sie G. Taylor ⁷⁾ in Flüssigkeitsmodellen untersuchte. In diesem Zusammenhang werden die $m=0$ Instabilitäten später in einem gesonderten Abschnitt behandelt.

Hinsichtlich der Zunahme der Wellenlängen von $m=0$ Instabilitäten mit fortschreitender Plasmakontraktion kann eine qualitative Übereinstimmung mit der Theorie gefunden werden, wenn man ein zunächst hypothetisches longitudinales B_{zi} -Feld einführt: Nach Bickerton ⁸⁾ (paramagnetischer Effekt) treten auch beim ungestabilisierten z-Pinch infolge der etwas anisotropen Leitfähigkeit des Plasmas stets azimuthale Stromkomponenten auf, die ein longitudinales B_z -Feld erzeugen. Dessen Auftreten wurde experimentell von E. Fünfer u.a. ⁹⁾ bestätigt. Dieses durch azimuthale Ströme entstehende B_z -Feld wird vom Plasma komprimiert und dessen Flußdichte entsprechend erhöht, was somit eine Zunahme der Größe $\alpha_p = \frac{B_{zi}}{B_{\phi r}}$ bedeutet. Nach Diagramm 12a ist nun eine Plasmakonfiguration bei $B_z=0$ für sämtliche

Wellenlängen instabil, mit $\alpha_p > 0$ hingegen erklärt Diagramm 12b einen Bereich bis zu einer oberen Grenzwellenlänge für stabil; mit zunehmendem α_p verschiebt sich die besagte Grenzwellenlänge ihrerseits zu größeren Werten. Im Falle sehr kleiner Wellenlängen, wie sie beobachtet werden, ist der Bereich der Instabilität von dem der Stabilität durch Gleichung (1) abgegrenzt. Tatsächlich scheint auch im Experiment während der fortschreitenden Plasmakontraktion nur mehr ein Auftreten von $m=0$ Instabilitäten von stetig größer werdenden Wellenlängen möglich zu sein und letzten Endes die Plasmasäule von $m=0$ Instabilitäten ab einer unteren Grenzwellenlänge zerstört zu werden. Physikalisch ist dieser Tatbestand anschaulich verständlich: Eine Störung ΔR hat bei gleich vorausgesetzter Amplitude bei kleineren Wellenlängen einen Mehraufwand an Energie zur Deformation von zu ihr senkrecht verlaufenden Magnetfeldlinien aufzuwenden als bei größeren Wellenlängen.

Aus einer ähnlichen Energiebetrachtung ist verständlich, warum $m > 2$ Instabilitäten beim z-Pinch eine untergeordnete Rolle spielen. Die Störung durchläuft über den ganzen Umfang m Perioden, was eine Verlängerung des Plasmazylinderumfanges und damit auch eine notwendige Deformation der azimuthalen magnetischen Kraftlinien zur Folge hat.

b) $m=0$ Stabilitäten in stabilisierten Entladungen

Bei Pinch-Entladungen mit überlagerten Stabilisierungsfeldern B_{z0} handelt es sich im Gegensatz zu vorhin um abschätzbare

B_{za} - und B_{zi} -Felder, folglich auch um definierte Größen α_v u. α_p . Die bezüglich der Tendenz der Wellenlängen ($m=0$) zu größeren Werten bei ansteigendem α_p diskutierten Verhältnisse sind bei einer Entladung mit einem geringen Stabilisierungsfeld von $200r$ ähnlich: in gleicher Weise läßt sich jetzt das gänzliche Fehlen von $m=0$ Instabilitäten mit kleinen Wellenlängen während der ersten Plasmakontraktion erklären. Die später beobachteten $m=0$ Instabilitäten größerer Wellenlängen werden in ihrer Wachstumsrate bereits stark eingeschränkt in etwaiger Übereinstimmung mit der in Diagramm 12b gezeigten abfallenden Tendenz der Wachstumsmaxima W_{max} . Bei steigendem Stabilisierungsfeld werden immer wieder dieselben Störungen der Form $m=0$ beobachtet, und zwar mit Wellenlängen $\lambda > 2\pi r_p$, diese wirken aber keineswegs mehr zerstörend auf die Plasmakonfiguration. In den Rechnungen sind zwar externen Stabilisierungsfeldern α_v größere Beachtung beigegeben, doch deutet im Diagramm 12b der Verlauf der w -Kurve mit den Parametern $\alpha_v = \alpha_p = 0,1$ auf eine ähnliche Wirkung von größeren Werten von α_p hin wie bei den dargestellten höheren Werten von α_v .

Genau wie Gleichung (1) die Grenzwellenlänge zwischen Stabilität und Instabilität im Bereich kleiner Wellenlängen ($m=0$) angibt, so scheidet Gleichung (2)

$$2\alpha_p^2 + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \alpha_v^2 \geq 1 \quad (2)$$

bei Betrachtung sehr großer Wellenlängen, $\lambda \gg 2\pi r_p$, das stabile

Gebiet vom instabilen. Entspricht eine Konfiguration der Gleichung (2), dann ist diese Konfiguration gegenüber $m=0$ Störungen kleiner Wellenlängen ohnehin stabil, da bei Gültigkeit der Gleichung (2) die in Gleichung (1) geforderte Bedingung für kleine Wellenlängen übererfüllt wird.

Bereits auf Grund der experimentellen Bedingungen ist das Glied $y^2 \nu \alpha_v^2$ gegenüber α_p^2 in Gleichung (2) vernachlässigbar; α_p^2 überwiegt beispielsweise bei kleinstem Plasmaradius die Größe α_v^2 um Zehnerpotenzen. Gleichung (2) reduziert sich somit auf

$$2\alpha_p^2 \geq 1$$

oder

(2a)

$$B_{zi} \geq \frac{B\varphi}{\sqrt{2}}$$

Gleichung 2a fordert ein Mindestmaß für den Anstieg der verschraubten Kraftlinien $\alpha_p = \frac{B_{zi}}{B\varphi_r}$. Diese Gleichung stellt indes ein Stabilitätskriterium für sämtliche Wellenlängen der $m=0$ Instabilitäten dar. Fraglich bleibt theoretisch gesehen zunächst der mittlere Wellenlängenbereich, der nur numerisch erfaßt werden kann. Doch findet sich Gleichung 2a als Garant für Stabilität gegen jegliche $m=0$ Störung von experimenteller Seite mehr als bestätigt; es werden nämlich bereits bei Entladungen mit verhältnismäßig niedrigen Stabilisierungsfeldern von $B_{z0} \approx 350\Gamma$ im allgemeinen keine $m=0$ Instabilitäten mehr beobachtet, während jedoch erst Plasmakonfiguration mit Anfangsfeldern $B_{z0} \approx 900\Gamma$ die Bedingung 2a erfüllen, d.h. der Anstieg der Kraftlinien $\vec{B}_r + \vec{B}_{zi}$ genügend hoch ist.

Zur Stabilisierung der $m=0$ Instabilitäten dürfte außerdem eine Verscherung der Kraftlinien beitragen, die die Theorie von Kruskal und Tuck auf Grund der idealisierten, unendlich dünnen Sprungschicht vernachlässigt. Unter Verscherung versteht Suydam¹⁰) einen sich radial ändernden Anstieg der verschraubten Kraftlinien $\nu = \frac{1}{r} \alpha_p(r) = \frac{B_z(r)}{r B_\theta(r)}$, wie er in der realen z-Pinch-Konfiguration infolge der r-Abhängigkeit von B_z und B_ψ (Abb. 4) zustande kommt. Die Theorie von Suydam besagt nun im wesentlichen, daß der Gradient der Verscherung den an der Oberfläche der Pinch-Säule negativen Druckgradienten kompensiert, d.h. die Austauschinstabilitäten $m=0$ (Abb. 11a) behindert.

Die zusätzliche stabilisierende Wirkung auf $m=0$ Austauschinstabilitäten, die nach Suydam die Verscherung der Kraftlinien ausübt, entspräche in etwa der experimentell festgestellten Tatsache, daß eine Plasmakonfiguration mit relativ geringem Stabilisierungsfeld, dessen Grad der Verschraubung des Stabilitätskriterium in Gleichung 2a keineswegs erfüllt, trotzdem gegen $m=0$ Störungen weitgehend stabil ist.

c) $m=1$ Instabilitäten

Die Plasmasäule ist durch verhältnismäßig niedrige Stabilisierungsfelder bezüglich der $m=0$ Störungen aller Wellenlängen stabilisierbar. Instabilitäten des Typs $m=1$ hingegen sind noch bei $B_{z0} = 2900\Gamma$ zu beobachten. In Diagramm 13 ist die experimentell erfaßte zeitliche Entwicklung der $m=1$ Instabilitäten in Abhängigkeit von B_{z0} in einem Bereich von 200-1300 Γ dargestellt.

Zeitliches Verhalten der $m=1$ Instabilitäten
bei verschiedenen Stabilisierungsfeldern

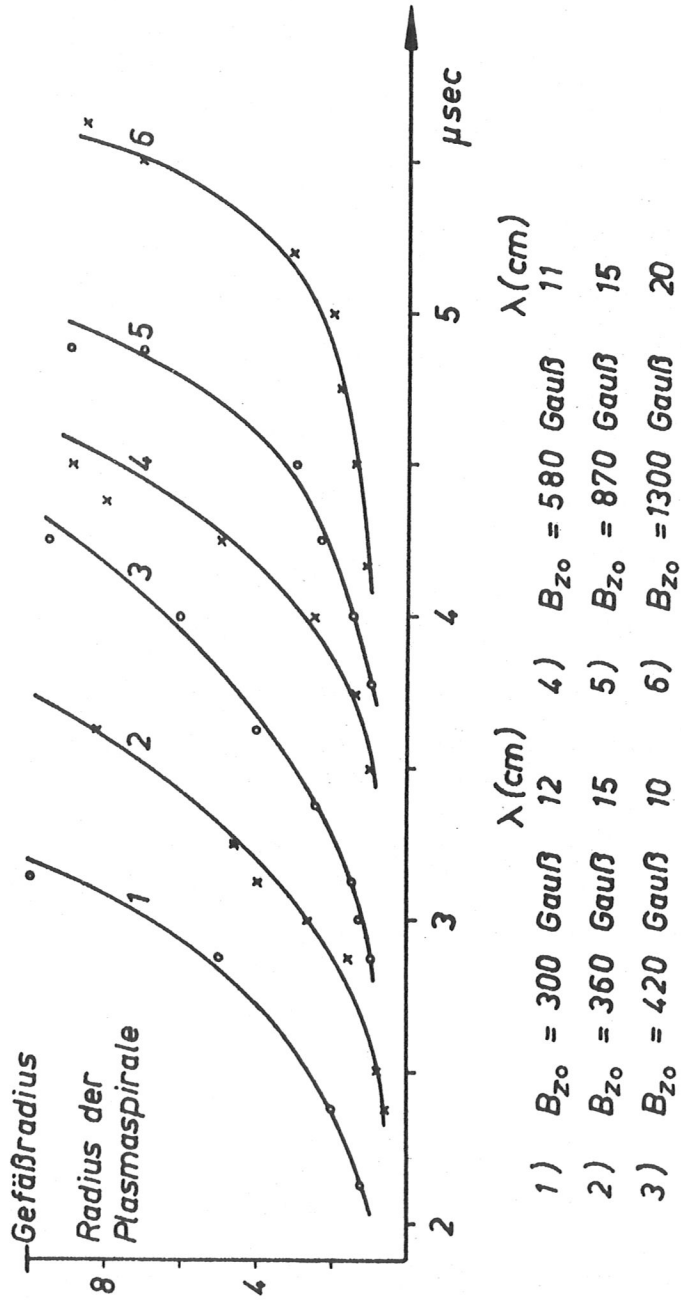


Abb. 13

Aus einer großen Anzahl von Aufnahmeserien mit jeweils gleichem Parameter B_{z0} wurden 6 Kurven (Ordinate $\hat{=}$ Radius der Plasmaspirale, Abszisse $\hat{=}$ Zeit) als Repräsentanten ihres typischen Verlaufs ausgewählt. Das Diagramm zeigt vor allem, daß das Einsetzen der $m=1$ Instabilitäten und die endgültige Zerstörung der Säule ihrerseits mit steigendem B_{z0} -Feld hinausgezögert wird, wie man es von der Theorie her erwartet. Eine Diskussion an Hand des theoretisch qualitativen Verlaufs der Wachstumsraten w in Abhängigkeit der Wellenlänge erscheint in diesem Falle zwecklos, da die beobachteten Wellenlängen bereits bei kleinen Stabilisierungsfeldern (500Γ) den Dimensionen des Elektrodenabstands nahekommen, d.h. während in der Theorie in axialer Richtung ein unendlich ausgedehnter Plasmazylinder vorausgesetzt wird, erreichen die Wellenlängen im Experiment die Größenordnung der Gesamtlänge der Plasmasäule. Die beiden erläuterten Fälle in Gleichung (3) lassen sich ebenfalls nicht diskutieren, weil auf Grund der experimentellen Gegebenheiten $\alpha_p \gg \alpha_v$ ist, so daß das Glied $\pm \frac{2\alpha_v}{2\pi r_p} \cdot \lambda$ verschwindet.

Gleichung (3) reduziert sich sodann auf

$$\alpha_p^2 \geq \nu + 1$$

$$\left(\frac{B_{zi}}{B_{\varphi r}}\right)^2 \geq \nu + 1 \quad (3a)$$

Bedingung (3a), bei deren Erfüllung $m=1$ Instabilitäten sämtlicher Wellenlängen beseitigt wären, verlangt eine dem Prinzip des Pinches widersprechende stetige Expansion. Auch der extreme

Fall einer Entladung mit $U_0 = 25$ kV und $B_{z0} = 2900$ r genügt nicht dieser Bedingung, weil eben noch eine Kompression festzustellen ist. Daß sich aber trotzdem die Erhaltung der Plasmakonfiguration bis weit in die zweite Stromhalbwellen verfolgen läßt, ohne daß bei deren Auflösung (Elektrodenverluste) zugleich eine Berührung der Glaswand stattfindet, dürfte auf den stabilisierenden Einfluß des Rückleiters hinweisen, die Kruskal und Tuck in ihre Rechnungen nicht mit einbeziehen. Rosenbluth's ¹¹⁾ Stabilitätsbedingung wiederum, in der der stabilisierende Rückleiter berücksichtigt ist, erscheint etwas zu optimistisch: Stabilität für $m=1$ Inst. bei allen Wellenlängen, wenn das Verhältnis des Rückleiterradius r_R zum Plasmaradius r_p kleiner als 5 ist, $\frac{r_R}{r_p} \leq 5$; denn die axialen Aufnahmen bestätigen, daß zwar bei 1300r und 2900r mit $\frac{r_R}{r_p} \approx 3:1$ bzw. $2:1$ dieses Stabilitätskriterium übererfüllt ist, aber dennoch die Plasmasäule infolge von $m=1$ Instabilitäten schließlich die Gefäßwand berührt.

- d) Wachstumsraten der $m=0$ Instabilitäten bei $B_{z0}=0$ -Entladungen unter Berücksichtigung dynamischer Effekte.

Auf die enge Verknüpfung der zeitlichen Entwicklungsphasen der $m=0$ Instabilitäten Δr mit der Dynamik der Plasmaoberfläche weisen zwei Entladungen mit folgenden Anfangsbedingungen hin (Abb. 14a und b):

a) Ladespannung $U_0 = 28$ kV

Anfangsteilchendichte $n_0 = 1,2 \cdot 10^{16}$ Deuteronen/cm³

Entladung 1

Ladespannung $U_0 = 28 \text{ kV}$

Anfangsdichte $n_0 = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ Deuteronen/cm}^3$

$B_{z0} = 0 \Gamma$

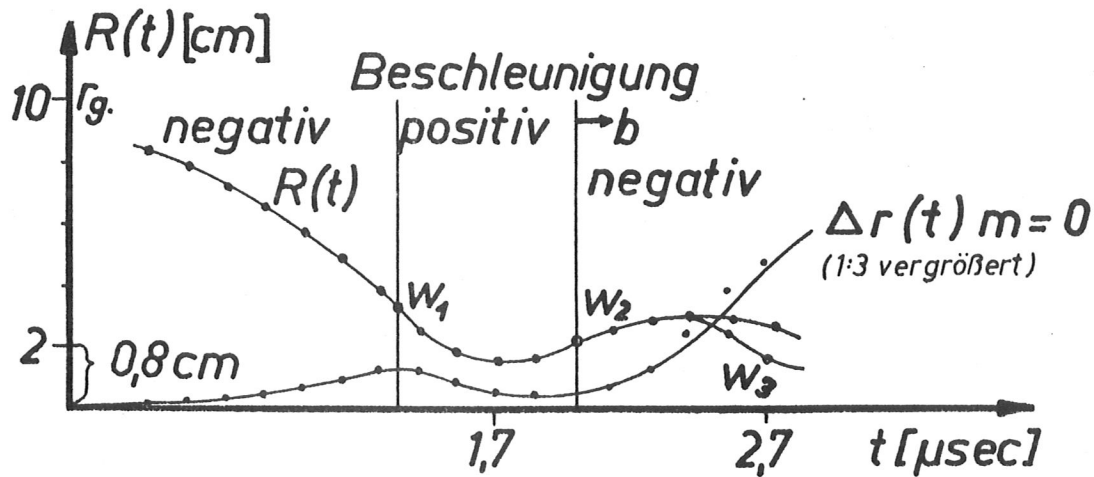


Abb. 14 a

Entladung 2

Ladespannung $U_0 = 32 \text{ kV}$

Anfangsdichte $n_0 = 3,2 \cdot 10^{15} \text{ Deuteronen/cm}^3$

$B_{z0} = 0 \Gamma$

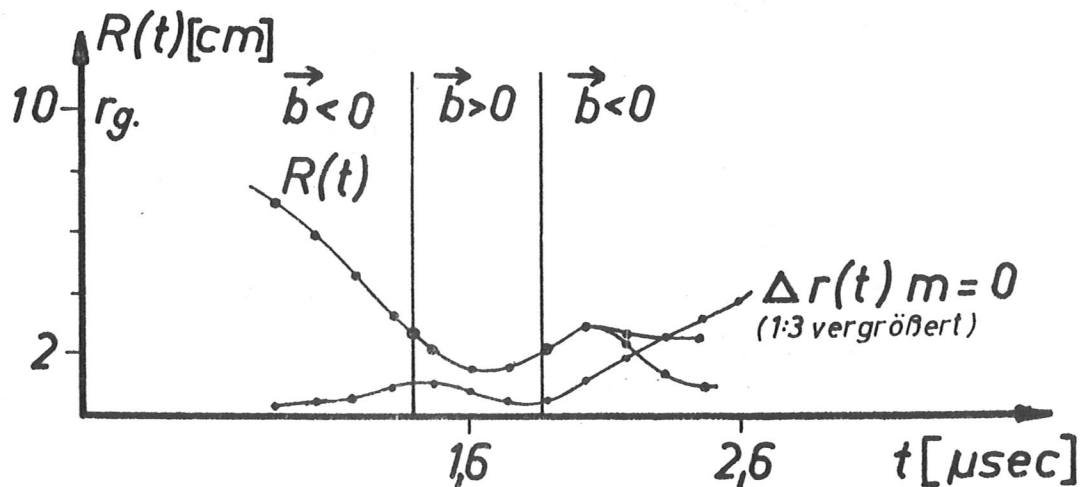


Abb. 14 b

$$b) U_0 = 32 \text{ kV}$$

$$n_0 = 3,2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^3$$

Beide Entladungen erfolgen durchaus einander ähnlich, Entladung a gegenüber b jedoch den Anfangsbedingungen entsprechend langsamer. Ebenso ist im Fall a die Kurve der $m=0$ Instabilitäten Δr zeitlich gedehnt, wobei bemerkenswert ist, daß in beiden Entladungen der Verlauf der $m=0$ Amplituden Δr in gleicher Weise an die Phasen der Kontraktion und Expansion des Plasmazyllinders gebunden ist.

In diesem Zusammenhang sei auf die Hydrodynamik der Grenzfläche zweier überlagerter Flüssigkeiten verschiedener Dichte verwiesen. G.Taylor⁶⁾ zeigte am ebenen Modell, daß diese Grenzfläche bei senkrechter Beschleunigung stabil ist, wenn diese positiv gerichtet ist, d.h. von der dichteren in die dünnere Flüssigkeit weist, andernfalls instabil. Im Experiment liegt ein zylindrisches Problem vor, also eine gewölbte Grenzfläche mit dem Plasma als schwererer Flüssigkeit; doch nähert sich bei den beobachteten sehr kleinen Wellenlängen ($y = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot r_p \gg 0$) das zylindrische Modell dem ebenen, wie die allgemeine Abhängigkeit der Wachstumsraten w von y zeigt: Bei endlichem Plasmaradius und gegen ∞ gehenden Störwellenlängen geht $y \rightarrow \infty$ ebenso wie bei λ endlicher Größe und einem Radius $r_p \rightarrow \infty$ (Ebene).

In den Diagrammen (Abb. 14a und b) der beiden $B_{z0}=0$ Entladungen fällt das Zeitintervall, in dem die $m=0$ Instabilitäten Δr leicht

abklingen, tatsächlich in den Bereich zwischen den Wendepunkten W_1 und W_2 von $R(t)$, in dem nach obiger Definition die Beschleunigung positiv ist und folglich nach Taylor stabilisierend wirkt. Nach dem Wendepunkt W_2 tritt die Beschleunigung \vec{b} , nun negativ, in eine destabilisierende Phase ein, in der sich $m=0$ Instabilitäten rasch zu entwickeln beginnen und die Plasmasäule endgültig zerstören. Die Aussage der Theorie von Kruskal und Tuck, daß eine z -Pinchkonfiguration ohne überlagertem B_{z0} -Feld in erster Linie von $m=0$ Instabilitäten vernichtet wird, findet sich von experimenteller Seite im Prinzip bestätigt. Ihrer Betrachtungsweise, ausgehend von einem statischen Plasmazylinder, entspricht genau dem früher in Abb. 11a schematisierten Entstehungsmechanismus auf Grund des stets destabilisierenden B_φ -Feldes (Austauschinstabilitäten). Nur vermag sie allein die Entwicklung der $m=0$ Störungen Δr in ihrer experimentell beobachteten zeitlichen Feinstruktur nicht zu erklären; jedoch unter Mitberücksichtigung hydrodynamischer Effekte: Nach Beginn der Plasmakontraktion und zwar zur Zeit vor dem 1. Wendepunkt W_1 , während der infolge der negativen Beschleunigungsphase \vec{b} bereits $m=0$ Störungen auftreten, dürfte das Verhältnis der Einschnürung Δr zum Plasmradius r_p , $\frac{\Delta r}{r_p}$, als Ansatzpunkt für eine Weiterentwicklung der $m=0$ Störungen zur Austauschinstabilitäten durch das einschnürende azimutale B_φ -Feld (Abb. 11a) noch zu klein sein. Darauf folgt zwischen W_1 und W_2 jene bezüglich der Taylor-Instabilitäten stabile, die Störungen ausdämpfende Phase. Erst nach W_2 , wobei \vec{b} wiederum negativ ist, scheint sich das Verhältnis $\frac{\Delta r}{R}$ zu Gunsten des jetzt

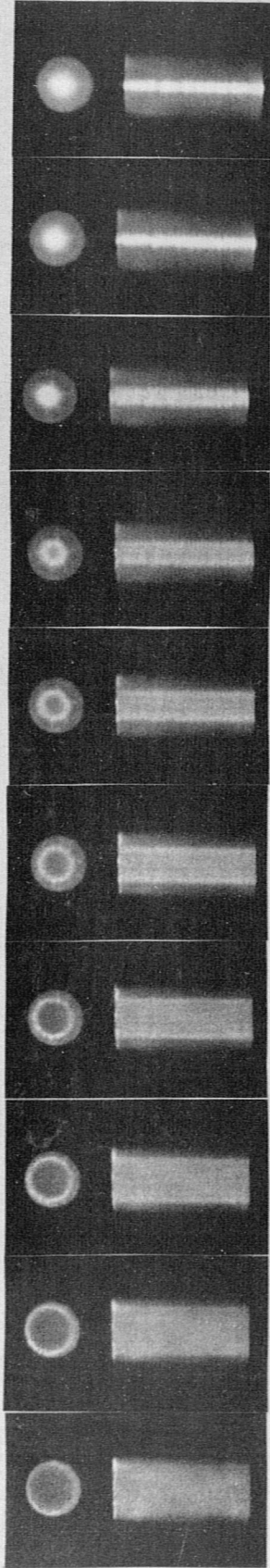
einsetzenden Prozesses von Austauschinstabilitäten durch das B_{φ} -Feld verschoben zu haben.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das experimentell beobachtete Verhalten der $m=0$ Instabilitäten bezüglich ihrer Amplituden im Verlaufe der Entladung das Zusammenspiel zweier Vorgänge bestimmt: Störungen $m=0$ rein hydrodynamischer Natur, deren Wachstumsraten von den Bewegungsphasen der Plasmaoberfläche abhängen, ermöglichen eine Entwicklung von $m=0$ Austauschinstabilitäten durch das die Pinch-Säule einschnürende azimutale B_{φ} -Feld. In der Betrachtungsweise der $m=0$ Instabilitäten von Kruskal und Tuck findet sich eine gewisse Analogie: Die hydrodynamischen Taylor-Instabilitäten entsprechen den in der Theorie eingeführten $m=0$ Deformationen kleiner Amplituden, die den Entwicklungsprozess der $m=0$ Instabilitäten einleiten.

Literaturverzeichnis

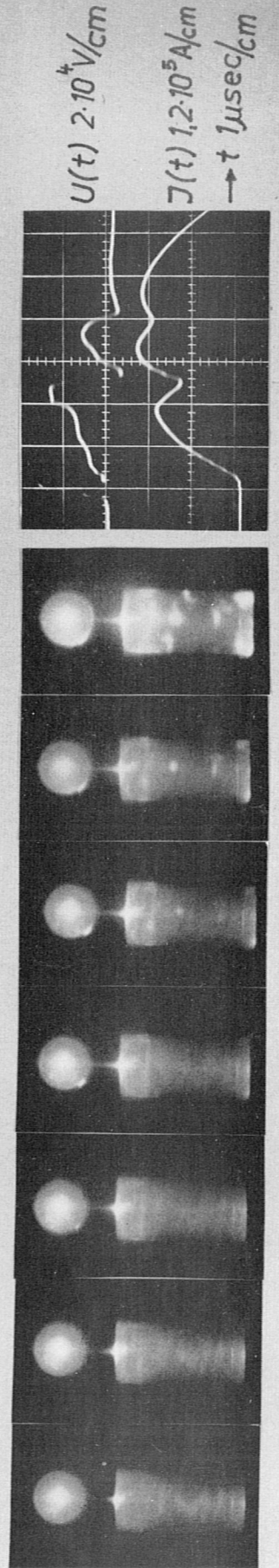
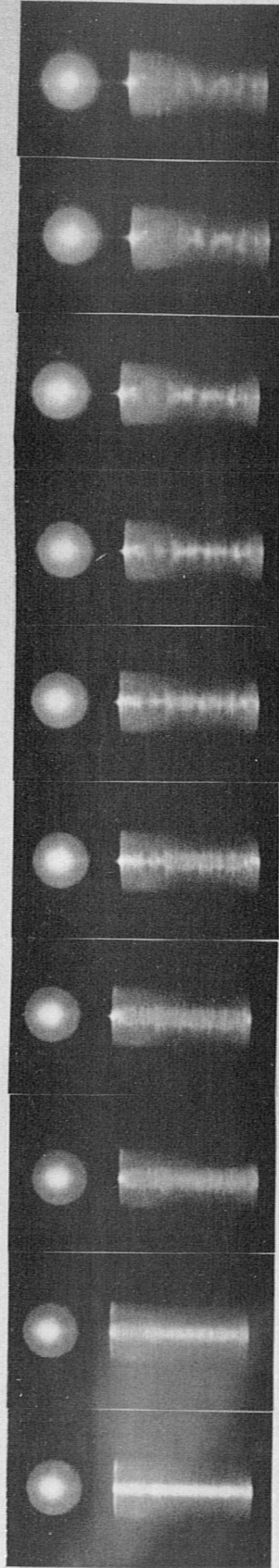
- 1 E. Fünfer, H. Herold, G. Lehner, H. Tuzek und
C. Andelfinger
Z. Naturforschung 13a, 524, [1958]
- 2 E. Fünfer, G. Lehner und H. Tuzek
Z. Naturforschung 15a, 566-574 [1960]
- 3 W. Köppendörfer,
Z. Naturforschung 16a, 484-491 [1961]
- 4 M. Kruskal and M. Schwarzschild: Some instabilities of a
completely ionized plasma
Proc. Roy. Soc. London A 223, 348 [1954]
- 5 Bernstein, J.G., E.A. Frieman, M.D. Kruskal and R.M. Kulsrud:
An energy principle for hydromagnetic stability problems
Proc. Roy. Soc. A 244, 17 [1958]
- 6 M.D. Kruskal and J.L. Tuck: The instability of a pinched
fluid with a longitudinal magnetic field
Proc. Roy. Soc. London A 245, 222 [1958]
- 7 G. Taylor: Proc. Roy. Soc. A 201, 192-6 1950
- 8 R.J. Bickerton, Proc. 3rd Int. Conf. on Ionization Phenomena
in Gases, Venedig 1957, 101
- 9 H. Herold, E. Fünfer, G. Lehner, H. Tuzek und C. Andelfinger
Z. Naturforschung 14a, 323-29 [1959]
- 10 Suydam, B.R.: Stability of linear pinch
International conference in Geneva 1958, Vol. 31, 157
- 11 Rosenbluth, M.N.: The stabilized pinch
Venezia 1957, p. 903
Società italiana di fisica, Milano 1957

Serie 1 Ladespannung $U_0 = 32 \text{ kV}$
 Teilchendichte $n_0 = 6,3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
 Stabilisierungsfeld $B_{z0} = 0 \Gamma$

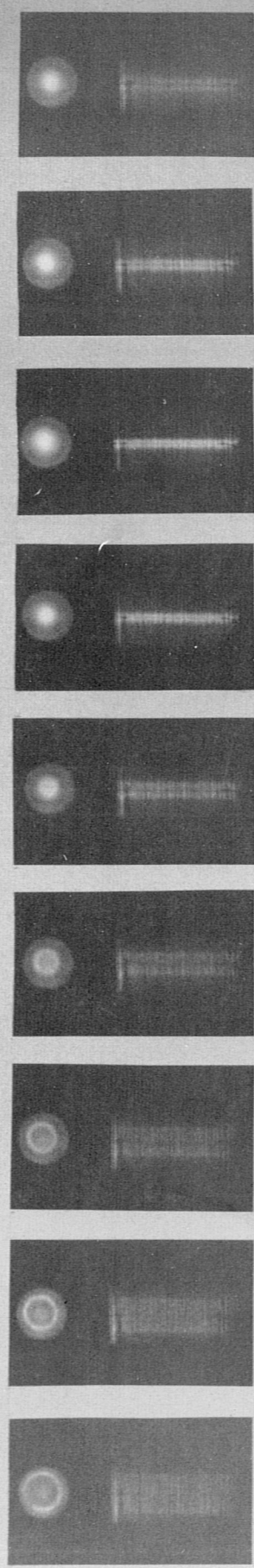


t_{Km}

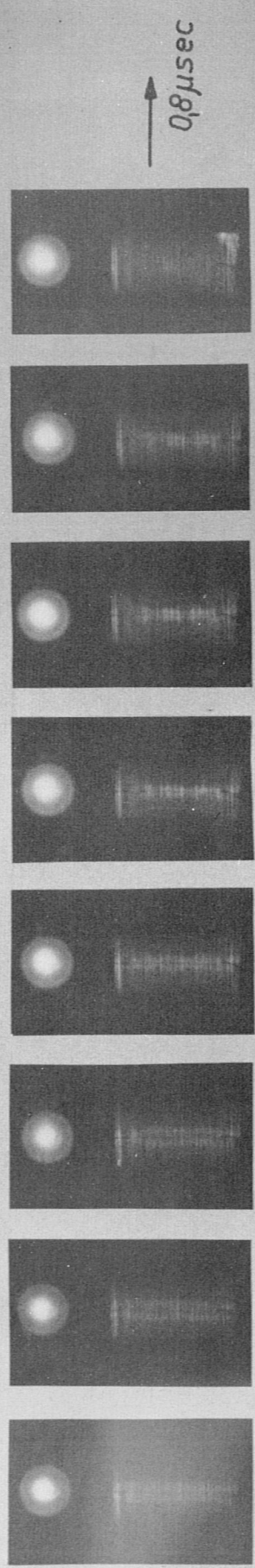
Bildfolge: 0,13 μsec



Serie 2 $U_0 = 32 \text{ kV}$
 $n_0 = 4,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $B_{z0} = 200 \text{ G}$

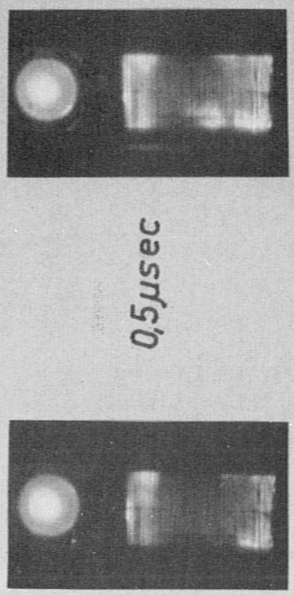


Bildfolge : 0,13 μsec

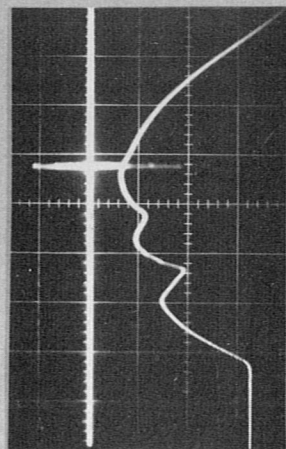


0,7 μsec

0,8 μsec



0,5 μsec



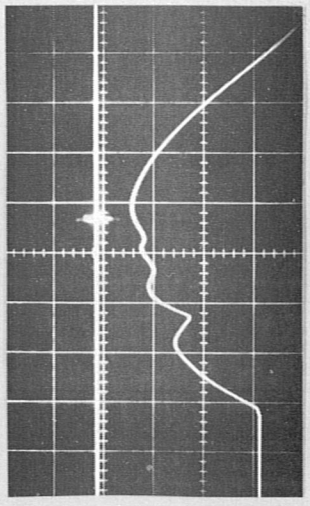
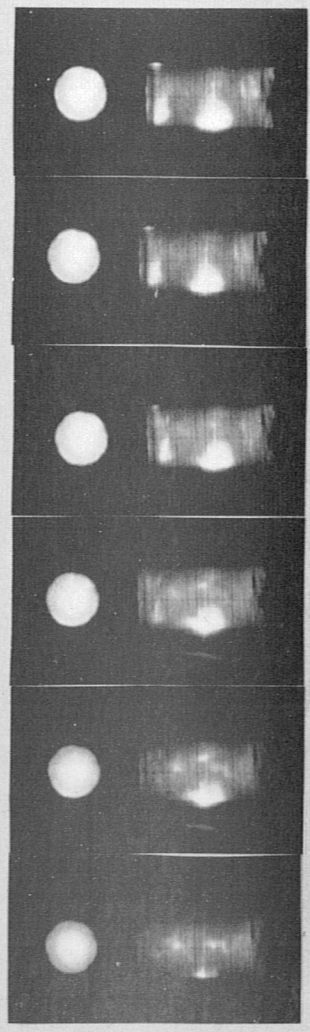
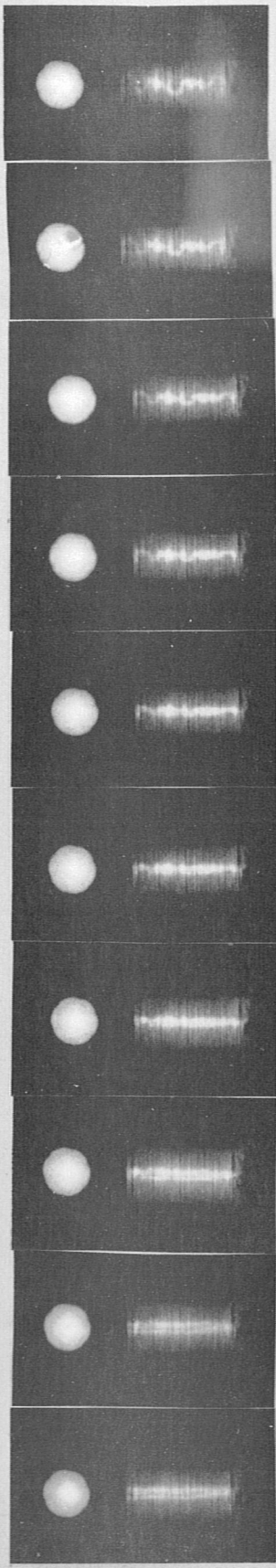
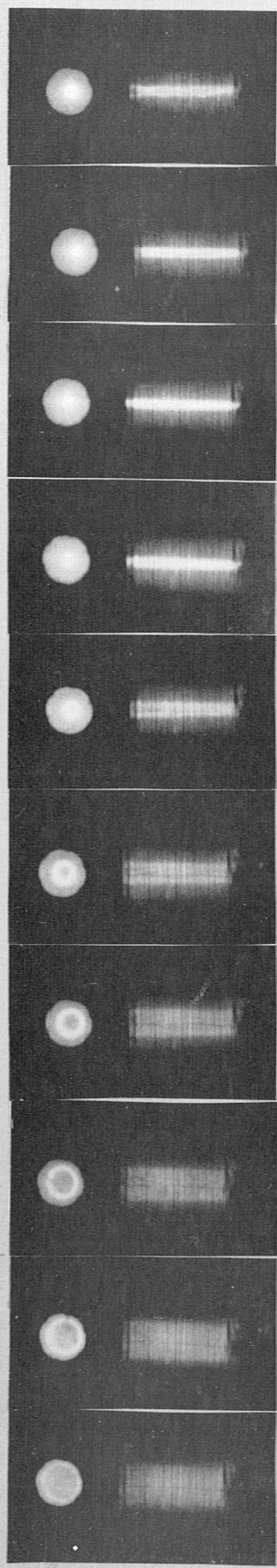
Multipliersignale 0,2 msec/cm
 $J(t) 1,2 \cdot 10^5 \text{ A/cm}$
 $t = 1 \mu\text{sec/cm}$

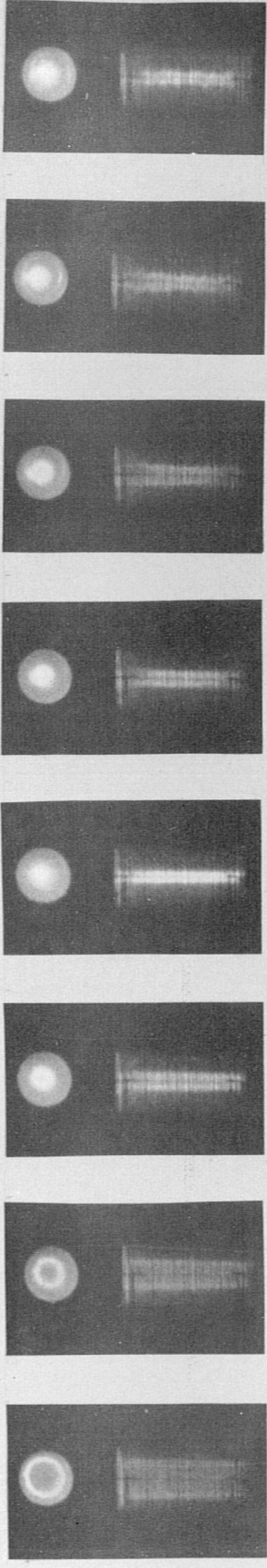
Serie 3

$U_0 = 32 \text{ kV}$

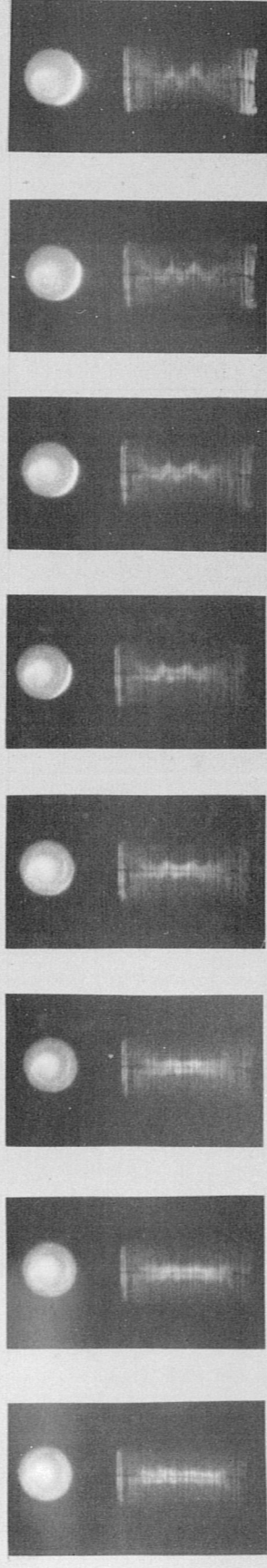
$n_0 = 6,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

$B_{z0} = 350 \text{ G}$

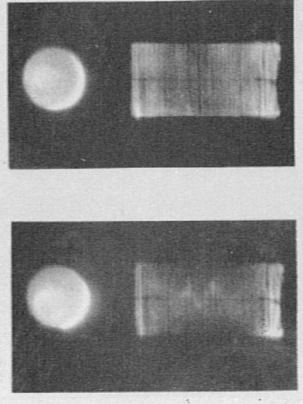
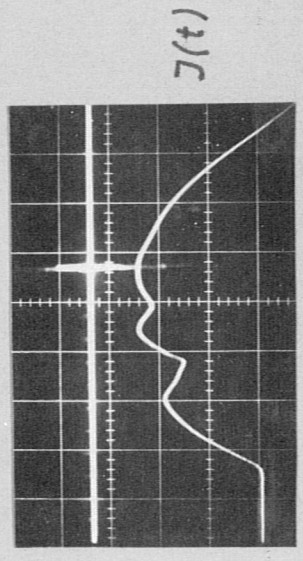




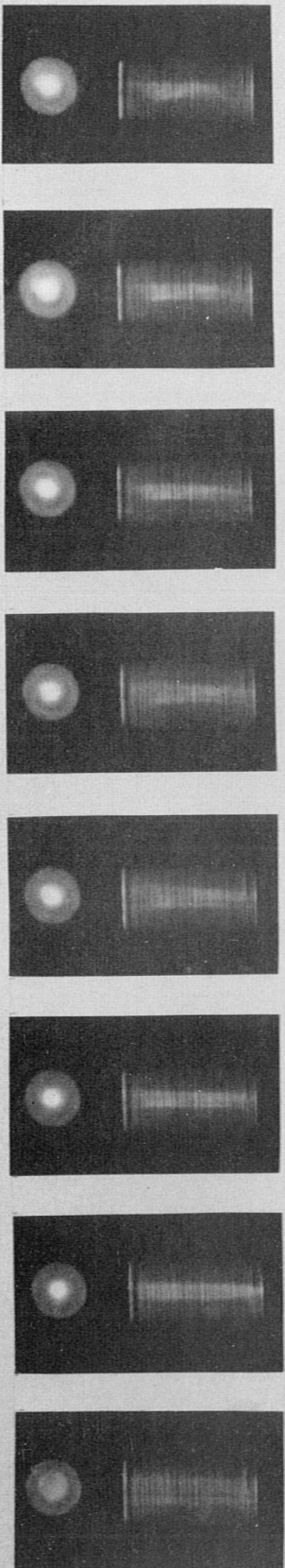
Bilderfolge: 0,26 μ sec



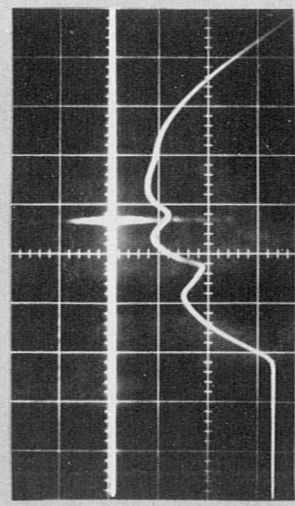
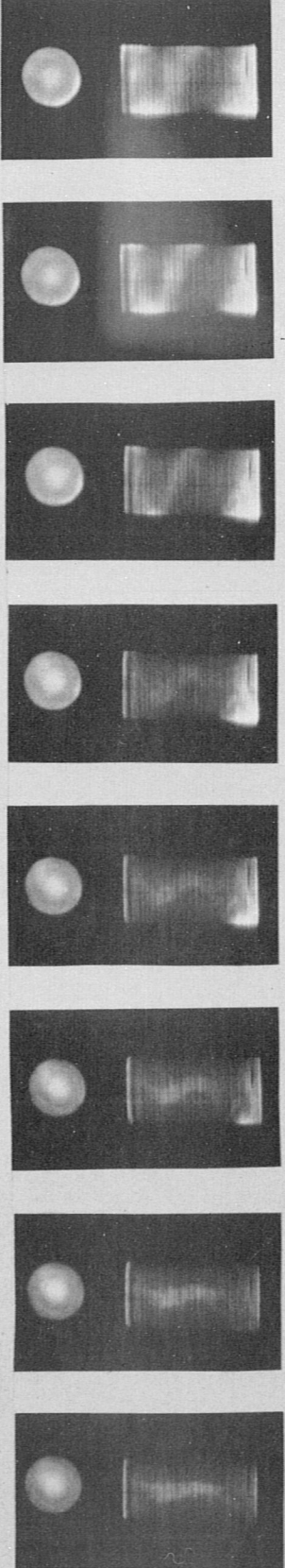
Serie 4 $U_0 = 32 \text{ kV}$
 $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
 $B_{z0} = 580 \text{ G}$



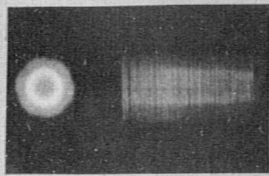
1,43 μ sec



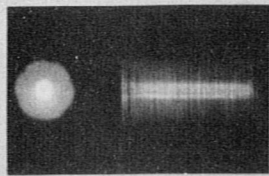
Bildfolge: 0,26 μ sec



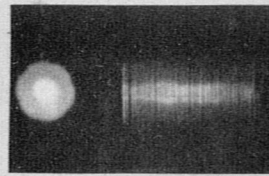
Serie 5 $U_0 = 32 \text{ kV}$
 $n_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
 $B_{z0} = 580 \text{ G}$



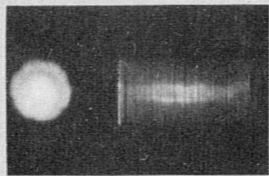
0,5 μsec



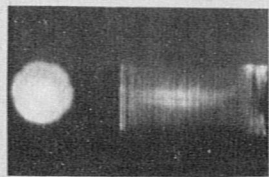
0,8 μsec



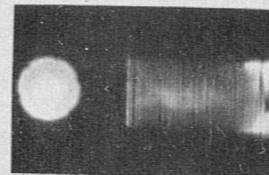
0,8 μsec



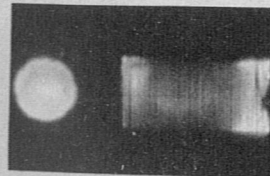
0,8 μsec



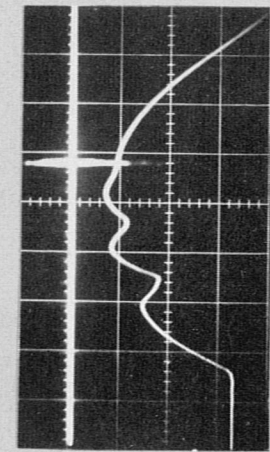
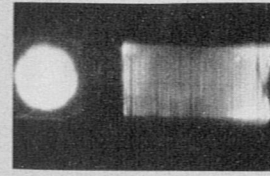
0,8 μsec



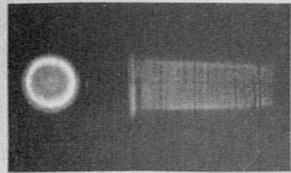
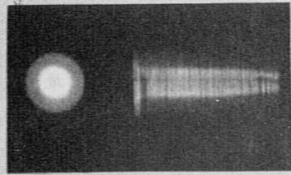
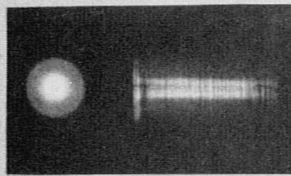
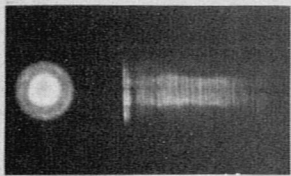
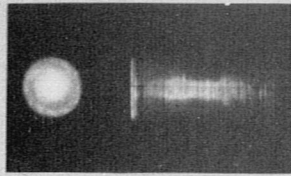
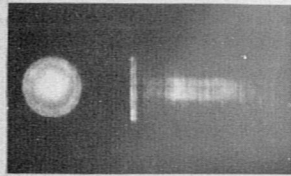
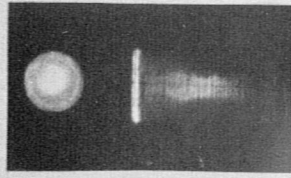
0,8 μsec



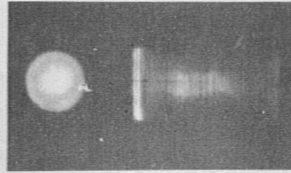
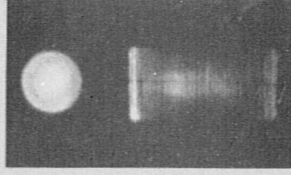
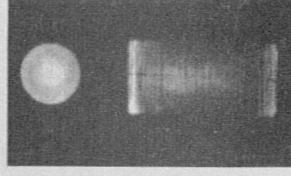
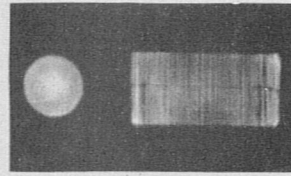
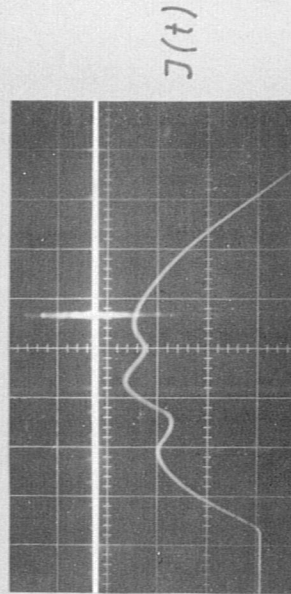
0,8 μsec



Serie 6 $U_0 = 32 \text{ kV}$
 $n_0 = 6,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
 $B_{z0} = 900 \text{ Г}$



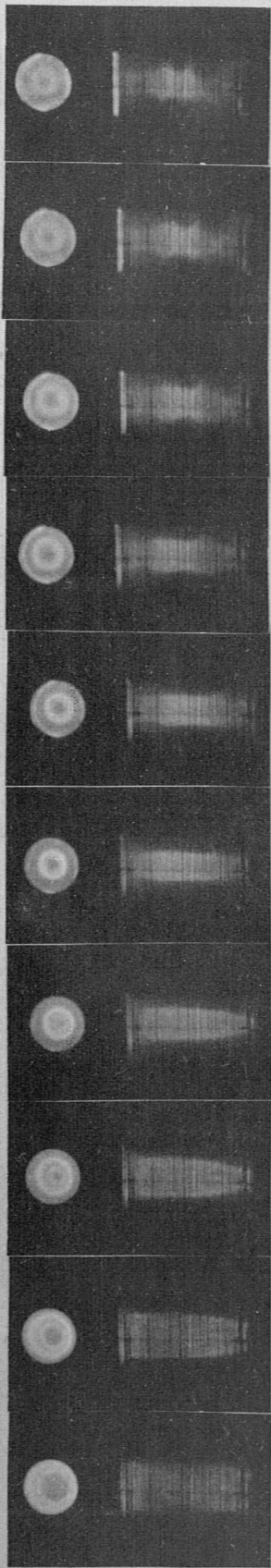
Bildfolge: 0,26 μ sec



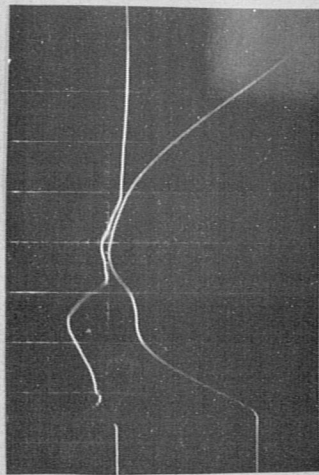
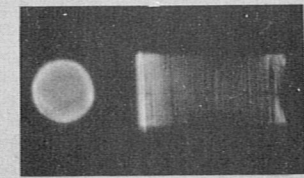
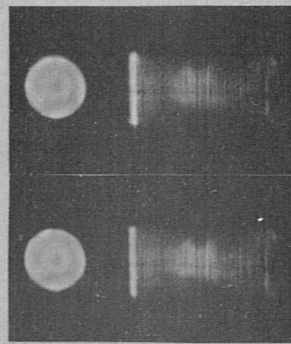
1 μ sec

Serie 7 $U_0 = 32 \text{ kV}$
 $n_0 = 6,3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
 $B_{z0} = 1300 \text{ G}$

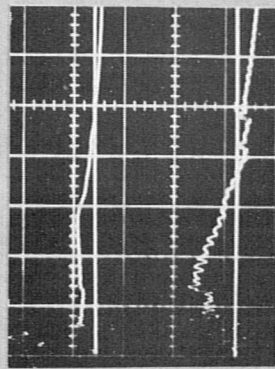
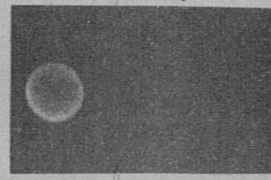
Serie 8 $U_0 = 32 \text{ kV}$
 $n_0 = 6,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$
 $B_{z0} = 2900 \text{ G}$



Bildfolge: $0,23 \mu\text{sec}$



Serie 9 $U_0 = 25 \text{ kV}$
 $B_{z0} = 2900 \text{ G}$



$0,7 \mu\text{sec}$

$1,3 \mu\text{sec}$

$5 \mu\text{sec}$

Beginn der Kompr.