

Ladungsträgerverlustmechanismen im schwach-
ionisierten toroidalen Magnetoplasma +)

Particle Loss Mechanisms in a Weakly
Ionized Toroidal Magnetoplasma

F. Karger

IPP 2/56

Februar 1967

I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K

G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

IPP 2/56 F. Karger Particle Loss Mechanisms in a Weakly
INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
February 1967 (in German)

GARCHING BEI MÜNCHEN

Ladungsträgerverlustmechanismen im schwach-
ionisierten toroidalen Magnetoplasma +)

Particle Loss Mechanisms in a Weakly
Ionized Toroidal Magnetoplasma

F. Karger

IPP 2/56

Februar 1967

+) Dissertation TH München Februar 1967

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.

February 1967 (in German)

A b s t r a c t

In a previous paper [31] discrepancies between theory and experiment were found on investigating the positive column in a curved magnetic field. These are ascribed here to the fact that the plasma concentrates at the cathode end of the magnetic field coils, this having a considerable influence on the form of the transverse density profile and on the stability behaviour.

A special alternating field method was used to eliminate the influence of this concentration effect on the measurements of interest and to increase by more than an order of magnitude the critical magnetic field strength for the onset of the helical instability of the positive column. This made it possible to check in detail the theory - also formulated in this paper - of a stable, weakly ionized toroidal magnetoplasma (potential profile, density profile, charge carrier losses).

The theoretically predicted transverse electric field strength leading to the torus drift was observed, while the outward density displacement due to the torus drift did not occur. It was proved that the reason for this was an effect which results from a transverse gradient in the rate of ionization (grad ξ effect) and which causes a substantial reduction of the charge carrier losses. In the decaying plasma with vanishing longitudinal electric field, on the other hand, the outward density displacement was recorded in accordance with the theory.

The influence of the toroidal curvature on the magnetic field strength at which the helical instability sets in and on the turbulent state of the positive column was also investigated. It was also possible to verify the influence of the grad ξ effect on the helical oscillation.

The grad ξ effect may be important for the early heating phase in projected toroidal fusion machines with neutral gas stabilization.

Zusammenfassung

In einer früheren Arbeit [31] waren bei der Untersuchung der positiven Säule im gekrümmten Magnetfeld Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment aufgetreten. Diese werden in der vorliegenden Arbeit auf einen Konzentrationseffekt des Plasmas am kathodenseitigen Ende der Magnetfeldspulen zurückgeführt, der einen erheblichen Einfluß auf die Form des transversalen Dichteprofiles und auf das Stabilitätsverhalten haben kann.

Mit Hilfe einer speziellen Wechselstrommethode konnte der Einfluß des Konzentrationseffektes auf die interessierenden Messungen eliminiert und die kritische magnetische Feldstärke für den Einsatz der helicalen Instabilität der positiven Säule um mehr als eine Größenordnung erhöht werden. Dadurch war es möglich, die ebenfalls in dieser Arbeit hergeleitete Theorie des stabilen schwachionisierten toroidalen Magnetoplasmas im einzelnen zu testen (Potentialprofil, Dichteprofil, Ladungsträgerverluste).

Die zur Torusdrift führende transversale elektrische Feldstärke wurde in Übereinstimmung mit der Theorie beobachtet, während die aus der Torusdrift resultierende Dichteversetzung nach außen nicht stattfindet. Als Grund hierfür wurde ein Effekt gefunden und bewiesen, der auf einem transversalen Gradienten in der Ionisationsrate beruht ($\text{grad}\xi$ -Effekt) und der eine erhebliche Reduzierung der Ladungsträgerverluste zur Folge hat. Im zerfallenden Plasma bei verschwindendem elektrischen Longitudinalfeld wurde dagegen die Dichteversetzung nach außen gemäß der theoretischen Voraussage registriert.

Der Einfluß der toroidalen Krümmung auf den Einsatzpunkt der helicalen Instabilität sowie auf den turbulenten Zustand der positiven Säule wurde ebenfalls untersucht. Außerdem war es möglich, die Wirkung des $\text{grad}\xi$ -Effektes auf die helicale Oszillation nachzuweisen.

Der $\text{grad}\xi$ -Effekt kann für das frühe Heizstadium von geplanten toroidalen Fusionsmaschinen mit Neutralgasstabilisation wichtig werden.

1. EINLEITUNG Seite:

1.1. Historischer Überblick 1

1.2. Qualitatives Bild der Verlustmechanismen 2

1.3. Ergebnisse der Voruntersuchungen und Problemstellung 5

EFFEKTE DER TOROIDALEN KRÜMMUNG AUF DAS SCHWACHIONISIERTE MAGNETOPLASMA:

2. DIE STABILE POSITIVE SÄULE IM GLEICHSTROMBETRIEB

2.1. Transversale elektrische Felder 7

2.2. Transversales Ladungsträgerdichteprofil 13

2.3. Ladungsträgerverluste 15

3. DIE STABILE POSITIVE SÄULE IM WECHSELSTROMBETRIEB

3.1. Ladungsträgerverluste 19

3.2. Transversales Potentialprofil 23

3.3. Transversales Ladungsträgerdichteprofil 25

4. DIE ZERFALLENDE POSITIVE SÄULE

4.1. Transversales Ladungsträgerdichteprofil 29

4.2. Ladungsträgerverluste 32

5. DIE INSTABILE POSITIVE SÄULE

5.1. Kritische magnetische Feldstärke 33

5.2. Ladungsträgerverluste 34

5.3. Verhalten einer Helix mit konstanter Amplitude 35

6. DISKUSSION 38

Literatur 39

7. ANHANG

7.1. Anhang zur Theorie 41

7.2. Technischer Anhang 42

1. EINLEITUNG

1.1. Historischer Überblick

Nachdem man spätestens 1959 auf der zweiten Genfer Atomkonferenz der Vereinten Nationen erkannt hatte, daß sich die auf das Ziel der kontrollierten Kernverschmelzung gerichteten Anstrengungen der Plasmaphysik erst im Stadium der reinen Grundlagenforschung befinden, gewann in den letzten sieben Jahren die Herstellung und Untersuchung von Modellplasmen besonderes Interesse. Die Aufgabe der zu diesem Zweck konstruierten Plasmamaschinen ist nicht die Gewinnung möglichst hoher Temperaturen und Dichten, vielmehr sollen an ihnen theoretische Vorstellungen der Magnetohydrodynamik (vor allem über Gleichgewichts- und Stabilitätsprobleme) mit experimentellen Ergebnissen verglichen und dadurch das Verständnis der Ladungsträgerbewegungen in Plasmen vertieft werden, das zur Erreichung der technisch kontrollierten Fusion unbedingt nötig ist.

Im Rahmen der Experimente an Plasmamaschinen vom "STELLARATOR"-Typ im Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik in München hatte sich die Frage nach der genauen Struktur der Mechanismen ergeben, die in dem Modellplasma der positiven Säule einer Niederdruck-Gasentladung im toroidal gekrümmten Magnetfeld für die Ladungsträgerverluste verantwortlich sind. Die theoretische Behandlung dieser Frage ist durch zwei Schwierigkeiten gekennzeichnet. Einerseits muß im Gegensatz zu den zwei Komponenten des vollionisierten Plasmas die dritte Komponente (Neutralgas) in den magnetohydrodynamischen Gleichungen mit berücksichtigt werden. Zum anderen fallen die bei der zylinderförmigen positiven Säule im linearen Magnetfeld vorhandenen Symmetrien, die die mathematische Beschreibung weitgehend vereinfachen, bei toroidaler Krümmung der Entladung weg.

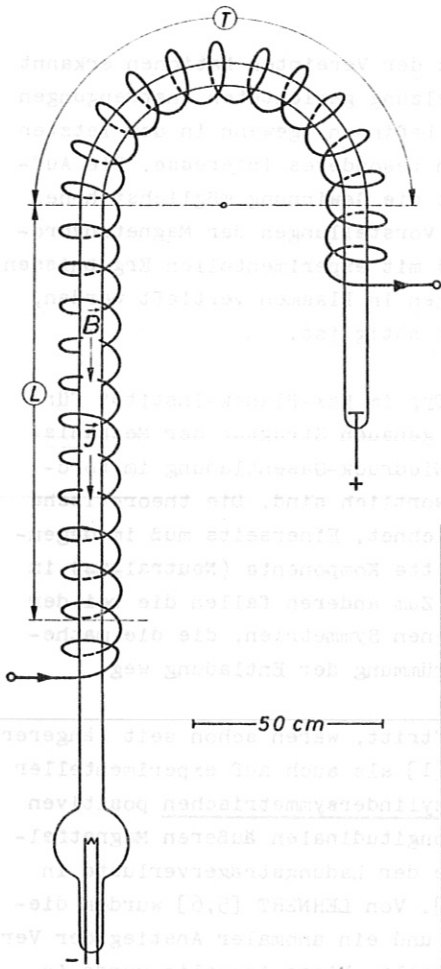
Plasmen, bei denen jeweils eine dieser Schwierigkeiten nicht auftritt, waren schon seit längerer Zeit Gegenstand intensiver Forschung, sowohl auf theoretischer [1] als auch auf experimenteller Seite [2]. So wurde die SCHOTTKYSche Diffusionstheorie [3] der zylindersymmetrischen positiven Säule eines schwachionisierten Plasmas durch Hinzunahme eines longitudinalen äußeren Magnetfeldes modifiziert. Man beobachtete dabei die vorausgesagte Abnahme der Ladungsträgerverluste in der stabilen positiven Säule mit steigender Magnetfeldstärke [4]. Von LEHNERT [5,6] wurden diese Untersuchungen auf höhere magnetische Feldstärken ausgedehnt und ein anomaler Anstieg der Verluste oberhalb einer kritischen magnetischen Feldstärke festgestellt. Diese Anomalie wurde in den folgenden Jahren eingehend studiert; mehrere Experimente [7..9] unterstützten eine Theorie von KADOMTSEV et al. [10], die das Phänomen als konvektive helische Instabilität erklärt (im weiteren als K-Instabilität bezeichnet) [11]. Spätere Arbeiten [12..22] verfeinerten und vervollständigten das Bild der K-Instabilität.

Im Gegensatz zu dem stationären zylindersymmetrischen Plasma der stabilen positiven Säule befindet sich das Plasma im toroidalen Magnetfeld nicht im Gleichgewicht mit den Magnetfeldlinien, sondern driftet nach außen. GROSSMANN-DOERTH et al. [23,24] beobachteten optisch diese Bewegung eines starkionisierten Niederdruckplasmas im toroidalen Magnetfeld. In [25] ist eine Zusammenstellung der theoretischen Vorstellungen gegeben, die über diese Drift existieren. Daneben wurden Zerfallszeitmessungen an toroidalen Plasmen und deren theoretische Beschreibung ausgeführt [26..28] und die Dynamik und Polarisation von Plasmoiden untersucht, die sich in einem toroidalen Magnetfeld bewegen [29,30].

Das stationäre schwachionisierte Plasma der positiven Säule im toroidalen Magnetfeld wurde erstmals in der Apparatur "AMBIPOL I" [31] untersucht, wobei verschiedene Diskrepanzen zur Theorie festgestellt wurden sowohl bezüglich der Verlustraten als auch im Stabilitätsverhalten. Mit Hilfe der Apparatur AMBIPOL II/III, die in der vorliegenden Arbeit beschrieben wird, konnten sämtliche Paradoxien geklärt und ein Effekt gefunden werden, der zu starker Reduzierung von Ladungsträgerverlusten führt. Alle experimentellen Ergebnisse stehen in zufriedenstellender Übereinstimmung mit einer gegenüber [31] erheblich verfeinerten Theorie, die ebenfalls Bestandteil dieser Arbeit ist.

1.2. Qualitatives Bild der Verlustmechanismen

AMBIPOL I



Eine Synthese der Vorstellungen, die in den beiden geschilderten Richtungen entwickelt wurden - stark ionisiertes nicht stationäres Plasma im toroidalen Magnetfeld einerseits und schwach ionisiertes Plasma der stationären zylindersymmetrischen positiven Säule andererseits -, ist der Ausgangspunkt für eine qualitative Beantwortung der oben gestellten Frage nach den Verlustmechanismen im schwachionisierten toroidalen Magnetoplasma.

In der Apparatur AMBIPOL I [31], deren wichtigste Daten in Tabelle 1 zusammengefaßt sind, wurde die positive Säule einer Gasentladung zusammen mit dem überlagerten longitudinalen Magnetfeld in eine lineare (L) und eine toroidale (T) Strecke gleicher Länge aufgeteilt (Abb. 1.),

Innerer Rohrradius	$a = 2,5 \text{ cm}$
Krümmungsradius der Torusseule	$A = 35 \text{ cm}$
Länge von (T) bzw. (L)	je $l = 110 \text{ cm}$
Entladungsstrom	$J = 0 \dots 2 \text{ A}$
Entladungsspannung	$U = 0 \dots 3 \text{ kV}$
Feldstärke des äußeren Magnetfeldes	$B = 0 \dots 4 \text{ kG}$
Neutralgasdruck	$p = 10^{-2} \dots 1 \text{ Torr}$
Ladungsträgerdichte	$n \approx 10^9 \dots 10^{10} \text{ cm}^{-3}$
Ionisationsgrad	$\chi \approx 10^{-7} \dots 10^{-4}$
Elektronentemperatur	$T_e \approx 4 \dots 6 \text{ eV}$
Ionentemperatur	$T_i \approx 0,1 \text{ eV}$

Abb. 1. Schema von AMBIPOL I

Tab. 1.

damit die Verlustmechanismen in beiden Teilen direkt miteinander verglichen werden können. Auf Grund der Ergebnisse der Untersuchungen an der zylindersymmetrischen positiven Säule und an toroidalen stark ionisierten Plasmen werden wir im wesentlichen folgende drei Verlustmechanismen erwarten:

- 1) In der stabilen positiven Säule im linearen Teil (L) ist es der schon lange bekannte Mechanismus einer ambipolaren Diffusion, die durch ein Gefälle der radialen Ladungsträgerdichte nach außen hervorgerufen wird. Die Ladungsträger werden innerhalb des Plasmas durch Stoßionisation erzeugt und diffundieren dann zur Wand, wo sie rekombinieren und wo ihre Dichte sehr klein ist. Volumenrekombination ist vernachlässigbar; die Dissipation der Teilchen ist nur durch Stöße mit den Neutralgasatomen bestimmt (Abb. 2a.). Da Elektronen und Ionen wegen ihrer unterschiedlichen Massen verschieden schnell diffundieren würden, die Randbedingungen der Entladung (isolierende Wände) aber ambipolare Diffusion verlangen, baut sich ein radiales elektrisches Feld auf, das die makroskopischen Radialgeschwindigkeiten der beiden geladenen Plasmakomponenten gleich macht. Wird nun ein Magnetfeld \vec{B} parallel zum Entladungsstrom \vec{j} angelegt, so vermindert dieses auf Grund der Gyrationbewegung der Teilchen deren Diffusion nach außen (Abb. 2b.). Die Verluste werden also mit steigender Magnetfeldstärke abnehmen, wie es in Abb. 2c. angedeutet ist.
- 2) Im toroidalen Teil (T) wird dieser Diffusionsmechanismus im wesentlichen der gleiche sein. Zusätzlich treten jedoch noch Verluste durch die Torusdrift auf. Die qualitative Erklärung hier-

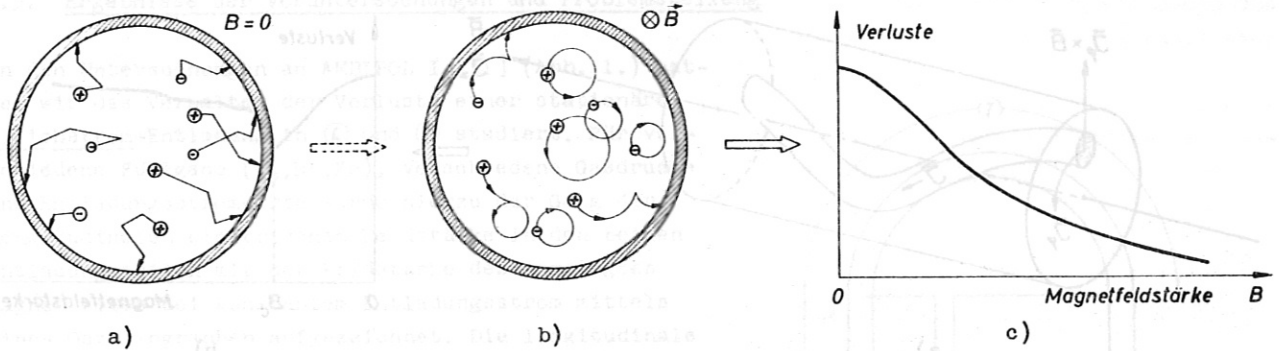


Abb. 2. Verluste durch ambipolare Diffusion im linearen Magnetfeld (schematisch)

für in der makroskopischen Beschreibung lautet, daß das Plasma durch die Differenz in den magnetischen Drucken an der Innenseite und der Außenseite des Torus in das Gebiet mit schwächerem Magnetfeld gedrückt wird. Im Einzelteilchenbild kann man sich die Erzeugung dieser Drift auf folgendem Wege veranschaulichen: Infolge des Magnetfeldgradienten $\vec{\nabla} B$ driften die Ladungsträger mit verschiedenen Vorzeichen in entgegengesetzte Richtungen senkrecht zur Torusebene (Abb. 3a.). Da die Wände nichtleitend sind, baut diese Drift ein elektrisches Raumladungsfeld \vec{E}_p senkrecht zur Torusebene auf, das zusammen mit dem magnetischen Feld \vec{B} eine ambipolare $\vec{E} \times \vec{B} / B^2$ -Drift der Ladungsträger nach außen - antiparallel zum Magnetfeldgradienten - erzeugt (Abb. 3b.). Die daraus resultierenden Verluste werden für $B = 0$ verschwinden (das Bild der $\vec{E} \times \vec{B} / B^2$ -Drift ist dann nicht mehr anwendbar) und in einer aus diesem qualitativen Bild nicht näher angebbaren Weise mit der magnetischen Feldstärke ansteigen (Abb. 3c.). In (7) wird man demnach in erster Näherung die Überlagerung der Verluste aus der Torusdrift (Abb. 3c.) und der ambipolaren Diffusion (Abb. 2c.) erwarten, solange die Entladung stabil ist.

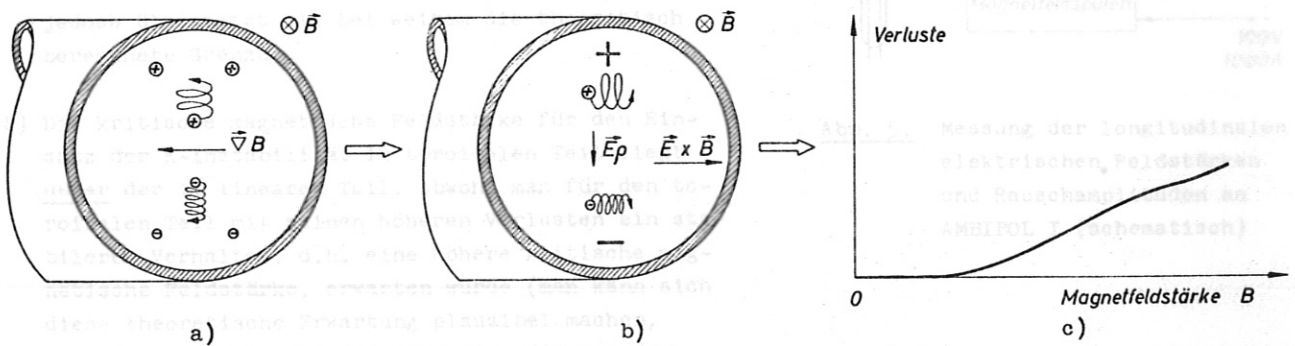


Abb. 3. Torusdriftverluste im gekrümmten Magnetfeld (schematisch)

- 3) Daß die positive Säule für genügend hohe Magnetfeldstärken nicht mehr stabil sein kann, läßt sich aus einem stark vereinfachten Bild des Entladungskanals ersehen. Wir gehen aus von einer zufälligen schraubenförmigen Störung des Kanals (Abb. 4a.). Ist kein äußeres Magnetfeld vorhanden, so wird jede eintretende Störung des Kanals, d.h. jede seitliche Verschiebung der transversalen Ladungsträgerdichteverteilung zurückgebildet, da sich die Diffusionsrate zur Wand entsprechend der Änderung des radialen Dichtegradienten vergrößert bzw. verkleinert. Bei Anwesenheit eines äußeren longitudinalen Magnetfeldes \vec{B} kann jedoch die Azimutalkomponente \vec{J}_φ des gestörten Stromes eine $\vec{J}_\varphi \times \vec{B}$ -Kraft nach außen ergeben, falls beispielsweise bei einer rechtsgängigen Schraube das Magnetfeld \vec{B} und der Hauptstrom \vec{J}_z gleichsinnig parallel sind. Da jedoch die Rate der ambipolaren Diffusion mit steigendem Magnetfeld sinkt (vgl. Punkt 1), kann bei genügend hohen magnetischen Feldstärken die stabilisierende Wirkung der Diffusion die $\vec{J}_\varphi \times \vec{B}$ -Kraft nicht mehr kompensieren, der Entladungskanal wird an die Rohrwand gedrängt, und es entsteht eine turbulente Entladung. Die Verluste werden also sowohl in (L) als auch in (7) bei bestimmten kritischen Magnetfeldstärken B_c infolge dieser K-Instabilität

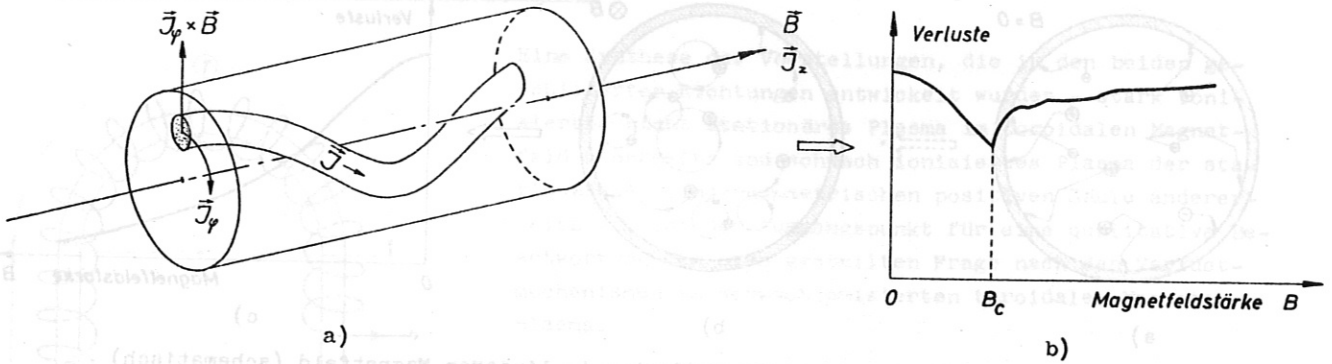
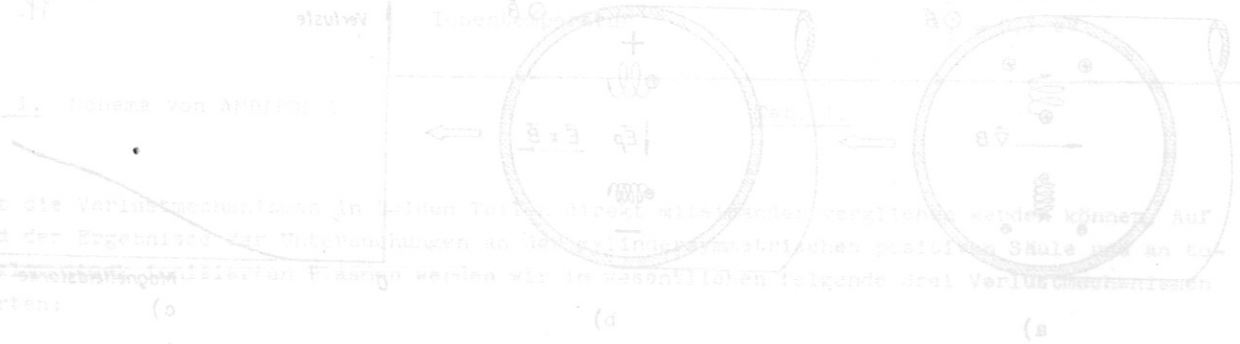


Abb. 4. Verluste durch K-Instabilität (schematisch)

sprunghaft ansteigen (Abb. 4b.). Der instantane Anstieg der Verluste stellt ein Analogon dar zur Erhöhung des Strömungswiderstands in einer Rohrströmung bei Einsetzen hydrodynamischer Turbulenz.

Unsere Aufgabe ist es nun, die in diesen Plausibilitätsbetrachtungen geschilderten Verlustmechanismen im einzelnen zu studieren, d.h. zu untersuchen, wie ihre Abhängigkeit von den verschiedenen Plasmamparametern ist, in welcher Stärke sie jeweils vorherrschen, wie sie sich zusammensetzen und welche Wechselwirkung sie aufeinander ausüben.

Abb. 1.



1) In der ...
 2) ...
 3) ...
 4) ...
 5) ...
 6) ...
 7) ...
 8) ...
 9) ...
 10) ...

1.3. Ergebnisse der Voruntersuchungen und Problemstellung

In den Untersuchungen an AMBIPOL I [31] (Abb. 1.) hatten wir das Verhalten der Verluste einer stationären Gleichstrom-Entladung in (L) und (T) studiert. Für verschiedene Füllgase (H_2, He, Xe), verschiedene Gasdrucke und Entladungsstromwerte wurde hierzu der Gang der longitudinalen elektrischen Feldstärke in den beiden Entladungsteilen mit der Feldstärke des angelegten Magnetfeldes bei konstantem Entladungsstrom mittels eines Oszillographen aufgezeichnet. Die longitudinale elektrische Feldstärke, die mit Hilfe von Differenzspannungsmessung zwischen je zwei Zylindersonden registriert wurde (Abb. 5.), ist bei konstantem Entladungsstrom der pro Längeneinheit eingespeisten Leistung proportional, welche über die Energiebilanz der positiven Säule ein Maß für die Verluste darstellt. Die außerdem noch registrierte Wechselspannungsamplitude zwischen je zwei Sonden läßt den Einsatzpunkt von Instabilitäten auf Grund erhöhten Rauschens erkennen. Ein typisches Beispiel der Messungen ist in Abb. 6. gezeigt.

Die wichtigsten Ergebnisse dieser Voruntersuchungen sind (vgl. auch Abb. 6.):

- a) Die longitudinale elektrische Feldstärke im toroidalen Teil liegt für genügend hohe magnetische Feldstärken über der im linearen Teil, was man qualitativ auf Grund der Torusdrift auch erwarten würde; jedoch übersteigt sie bei weitem die theoretisch berechnete Grenze.
- b) Die kritische magnetische Feldstärke für den Einsatz der K-Instabilität im toroidalen Teil liegt unter der im linearen Teil, obwohl man für den toroidalen Teil mit seinen höheren Verlusten ein stabileres Verhalten, d.h. eine höhere kritische magnetische Feldstärke, erwarten würde (man kann sich diese theoretische Erwartung plausibel machen, wenn man bedenkt, daß jede Energie, die aus dem System abfließt, derjenigen Energie, die in die Störbewegung strömen kann, entzogen wird und daher zur Stabilisierung des Systems beiträgt).

In [31] wurden für diese Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment verschiedene Erklärungsmöglichkeiten diskutiert und bis auf die drei folgenden ausgeschlossen:

- 1) Unzulässige Näherungen bei der Berechnung der Verluste im toroidalen Teil der Entladung.
- 2) Verwendung zu kleiner Werte für die Ladungsträgerbeweglichkeiten.
- 3) Kontinuierliche Änderung eines Plasmaparameters auf der Strecke zwischen Kathode und Anode.

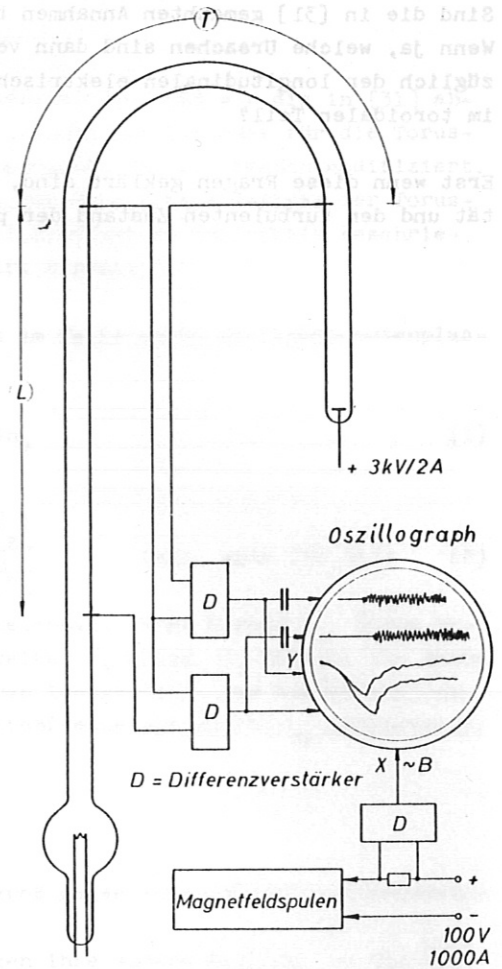


Abb. 5. Messung der longitudinalen elektrischen Feldstärken und Rauschamplituden an AMBIPOL I (schematisch)

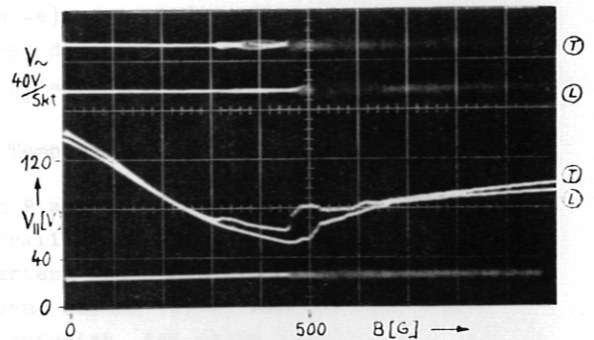


Abb. 6. Aufzeichnung der longitudinalen elektrischen Feldstärken ($\sim V_{\sim}$) und Rauschamplituden (V_{\sim}) in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke B (He, $p = 10^{-1}$ Torr, $J = 1$ A)

Auf Grund dieser zur Verfügung stehenden Auswahl von Antworten können wir zur Entscheidung unsere eingangs gestellte Frage dahingehend präzisieren:

Sind die in [31] gemachten Annahmen bei der Berechnung der Torusverluste zulässig? Wenn ja, welche Ursachen sind dann verantwortlich für die in [31] festgestellten Paradoxien bezüglich der longitudinalen elektrischen Feldstärke und der kritischen magnetischen Feldstärke im toroidalen Teil?

Erst wenn diese Fragen geklärt sind, können Effekte der toroidalen Krümmung auf die K-Instabilität und den turbulenten Zustand der positiven Säule untersucht werden.



Abb. 2. Messung der longitudinalen elektrischen Feldstärke und Rauschspannungen an AMBIPOL I (schematisch)

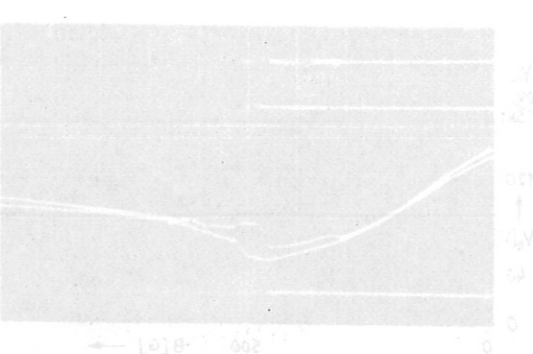


Abb. 6. Aufzeichnung der longitudinalen elektrischen Feldstärke $(-V_e)$ und Rauschspannungen (V_n) in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke B ($B_e = 10^{-1}$ Torr, $I = 1$ A)

In den Untersuchungen an AMBIPOL I (Abb. 1) hat man sich das Verhalten der positiven Säule im toroidalen Teil der Entladung und Entladungskurve wurde hierzu der Gang der longitudinalen elektrischen Feldstärke in den beiden Halbkreisbögen der positiven Säule gemessen. Die resultierende elektrische Feldstärke, die als Mittelwert von Differenzspannungsmessung zwischen zwei Elektroden im toroidalen Teil (Abb. 2) bei konstantem Entladungsdurchmesser der positiven Säule eingeschlossen ist, zeigt ein charakteristisches Verhalten. In der longitudinalen Richtung ist die Feldstärke im toroidalen Teil gegenüber den geraden Abschnitten der positiven Säule deutlich erniedrigt. Ein Vergleichsbeispiel der Messungen ist in Abb. 3 dargestellt.

Die wichtigsten Ergebnisse dieser Voruntersuchungen sind (vgl. auch Abb. 6.):

- a) Die longitudinalen elektrischen Feldstärke im toroidalen Teil liegt für gegebenes hohe magnetische Feldstärke über der im geraden Teil, was aus qualitativen auf Grund der Toruskrümmung zu erwarten war, jedoch übersteigt sie bei weitem die theoretisch berechnete Grenze.
- b) Die kritische magnetische Feldstärke für den Eintritt der K-Instabilität im toroidalen Teil liegt unter der im geraden Teil, obwohl man für den toroidalen Teil als seinen höheren Verlusten ein solches Verhalten, d.h. eine höhere kritische magnetische Feldstärke, erwarten würde (man kann sich diese theoretische Erwartung als Beispiel machen, wenn man bedenkt, daß jede Instabilität, die aus dem System entleert, derartigen Energie, die in die Strombewegung strömen kann, entzogen wird und nur zur Stabilisierung des Systems beiträgt).

In [31] wurden für diese Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment verschiedene Erklärungsmöglichkeiten diskutiert und bis auf die drei folgenden ausgeschlossen:

- 1) Unzulässige Näherungen bei der Berechnung der Verluste im toroidalen Teil der Entladung.
- 2) Verwendung zu kleiner Werte für die Ladungsträgerbeweglichkeiten.
- 3) Kontinuierliche Änderung eines Plasmaparame-ters auf der Strecke zwischen Kathode und Anode.

2. DIE STABILE POSITIVE SÄULE IM GLEICHSTROMBETRIEB

2.1. Transversale elektrische Felder

Die erste der zuletzt gestellten Fragen können wir dadurch beantworten, daß wir die in [31] abgeleitete Theorie verfeinern und schrittweise testen. In [31] wurde der Ausdruck für die Torusdrift aus der Theorie für das starkionisierte Plasma [25] übernommen und mit Termen modifiziert, die die "Reibung" des Plasmas am Neutralgas berücksichtigen. Für eine genaue Analyse der Torusdrift im schwachionisierten Plasma müssen wir jedoch das in 1.2. (Punkt 2) qualitativ beschriebene elektrische Transversalfeld berechnen, das die Torusdrift erzeugt.

Aus den Maxwellischen Transportgleichungen [32,33] erhält man im Falle eines Dreikomponentenplasmas für die Ladungs- und Massenbilanz:

$$\frac{\partial n_\lambda}{\partial t} + \nabla(n_\lambda \vec{v}_\lambda) = (\xi_\lambda - \eta_\lambda)n_\lambda \quad (1)$$

und für die Impulsbilanz:

$$m_\lambda \frac{d}{dt}(n_\lambda \vec{v}_\lambda) = n_\lambda q_\lambda (\vec{E} + \vec{v}_\lambda \times \vec{B}) - \vec{\nabla} p_\lambda - \sum_\mu \frac{v_{\lambda\mu} (\vec{v}_\lambda - \vec{v}_\mu)}{\frac{1}{m_\lambda n_\mu} + \frac{1}{m_\mu n_\lambda}}, \quad (\text{vgl. auch [34,35]}) \quad (2)$$

wobei die Indizes λ und μ die jeweilige Plasmakomponente bezeichnen, deren Dichte n_λ , deren hydrostatischer Druck p_λ und deren makroskopische Geschwindigkeiten \vec{v}_λ seien. m_λ bedeute die Masse des betreffenden Teilchens und q_λ dessen Ladung; die mittleren Ionisations- und Rekombinationsraten pro Teilchen sind durch ξ_λ bzw. η_λ und die mittleren Stoßfrequenzen durch $v_{\lambda\mu}$ dargestellt; die übrigen Symbole haben ihre konventionelle Bedeutung.

In Gl.(1) und (2) wurden folgende Annahmen gemacht:

- 1) Die thermischen Geschwindigkeiten der Komponenten seien groß gegen ihre Schwerpunktsgeschwindigkeiten \vec{v}_λ .
- 2) Die innere Reibung der geladenen Komponente sei klein gegen ihre äußere Reibung, so daß die außerdiagonalen Glieder des Druckterms vernachlässigt werden können; gegen p_λ sei außerdem der Strahlungsdruck vernachlässigbar.
- 3) Als äußere Kräfte seien nur die elektromagnetischen berücksichtigt.
- 4) Die Impulsübertragung zwischen den einzelnen Komponenten sei proportional zu den betreffenden Geschwindigkeitsdifferenzen und durch eine mittlere Stoßfrequenz $v_{\lambda\mu}$ beschreibbar.

Für das schwachionisierte Plasma der positiven Säule gilt außerdem ebenfalls in guter Näherung:

- 5) Das Plasma bestehe ausschließlich aus Elektronen ($q_\lambda = -e$) mit der Dichte n_e , einfach geladenen Ionen ($q_\lambda = +e$) mit der Dichte n_1 und Neutralgasteilchen der gleichen Sorte mit der Dichte n_n .
- 6) Das Plasma sei quasineutral, d.h. es sei $|n_1 - n_e| \ll n_1 \approx n_e = n$. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da die Debye-Länge $l_{D\lambda} = \sqrt{\frac{kT_\lambda}{4\pi n_\lambda e^2 c^2}}$ ($T_\lambda =$ Temperatur der Komponente λ), die ein Maß für die mögliche Entmischung der beiden geladenen Plasmakomponenten auf Grund der thermischen Bewegung ist, in AMBIPOL unter 1 mm liegt. Merkbliche Abweichungen von der Quasineutralität sind deshalb nur für die Randgebiete zu erwarten, deren Beschreibung mit der folgenden Theorie nicht beabsichtigt ist (eine geschlossene Lösung selbst des zylindersymmetrischen Problems, die am Rande keine Singularitäten aufweist, ist nicht möglich (vgl. [36])).
- 7) Die betrachteten makroskopischen Bewegungen der Plasmakomponenten seien so langsam, daß alle Relaxationen nur durch Diffusion bestimmt sind und Trägheitsglieder in den Bewegungsgleichungen nicht berücksichtigt zu werden brauchen ($\frac{\partial}{\partial t} \ll \nu$).
- 8) Die Thermodiffusion kann wegen $\nabla T_\lambda / T_\lambda \ll \nabla p_\lambda / p_\lambda$ gegenüber der Druckdiffusion vernachlässigt werden; außerdem ist angenommen, daß sich die einzelnen Plasmakomponenten als ideale Gase beschreiben lassen. Das 2.Glied in (2) (r.S.) vereinfacht sich dann zu $\vec{\nabla} p_\lambda - kT_\lambda \vec{\nabla} n_\lambda$.

- 9) Der Ionisationsgrad $\chi = n/n_n$ ist kleiner als 10^{-4} (Tab. 1.), so daß Coulomb-Stöße im Vergleich zu Stößen mit Neutralgasatomen nicht berücksichtigt zu werden brauchen.
- 10) Die Schwerpunktschwindigkeit v_n des Neutralgases (maximal 15 cm/s in AMBIPOL auf Grund der Neutralgasdurchströmung) ist klein gegen die der geladenen Komponenten, so daß $v_n = 0$ gesetzt werden kann und die Bewegungsgleichung der neutralen Komponente wegfällt.
- 11) Wegen der genügend hohen Elektronentemperatur und der geringen Ladungsträgerdichte in der positiven Säule finden Rekombinationsprozesse in sehr guter Näherung nur auf den Gefäßwänden statt. Die Volumenrekombinationsrate η_λ in (1) kann demnach vernachlässigt werden. Die Ionisation sei ausschließlich durch die Rate der pro Elektron im Mittel pro Sekunde erzeugten Ionenpaare $\xi_\lambda = \xi$ bestimmt.

Mit diesen Vereinfachungen ergeben sich aus (1) die Kontinuitätsgleichungen:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n\vec{v}_1) = \xi n, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n\vec{v}_e) = \xi n \quad (4)$$

und aus (2) die Bewegungsgleichungen:

$$m_1(\vec{v}_1 \vec{\nabla})(n\vec{v}_1) = en(\vec{E} + \vec{v}_1 \times \vec{B}) - kT_1 \vec{\nabla} n - v_{1r} m_1 n \vec{v}_1, \quad (5)$$

$$m_e(\vec{v}_e \vec{\nabla})(n\vec{v}_e) = -en(\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) - kT_e \vec{\nabla} n - v_{er} m_e n \vec{v}_e. \quad (6)$$

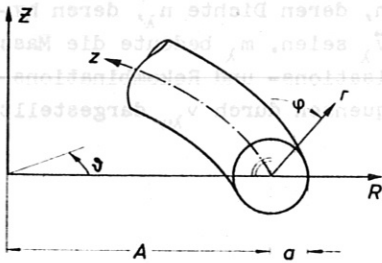


Abb. 7. Koordinatensysteme r, φ, z und R, θ, Z

Das Magnetfeld des Entladungsstromes ist für die uns interessierende Gasentladung vernachlässigbar. In den in Abb. 6. gezeigten Koordinaten r, φ, z hat das äußere longitudinale Magnetfeld \vec{B} die Komponenten: $0, 0, B_0(1 + \frac{r}{A} \sin\varphi)$, wobei B_0 die Feldstärke auf der Seele des Torus sei.

Kombinieren wir die beiden Vektorgleichungen (5) und (6) mit den entsprechenden Divergenzrelationen (3) und (4), so erhalten wir unter Verwendung des erwähnten Koordinatensystems (in dem $B = B_z$) das folgende nicht hermitesche System von zwei partiellen Differentialgleichungen vom elliptischen Typ, die simultan gelöst werden müssen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{A+r\sin\varphi} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r(A+r\sin\varphi) \frac{n}{1+1/y_1^2} \left[-\frac{1}{B} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \varphi} - \frac{b_1}{y_1^2} \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{D_1}{y_1 n} \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial \varphi} - \frac{D_1}{y_1^2 n} \frac{\partial n}{\partial r} + \frac{v_{1z}^2}{\omega_1 A} (\cos\varphi + \frac{1}{y_1} \sin\varphi) \right] \right\} \\ + \frac{1}{A+r\sin\varphi} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left\{ (A+r\sin\varphi) \frac{n}{1+1/y_1^2} \left[\frac{1}{B} \frac{\partial V}{\partial r} - \frac{b_1}{y_1^2} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \varphi} + \frac{D_1}{y_1 n} \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{D_1}{y_1^2 n} \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial \varphi} + \frac{v_{1z}^2}{\omega_1 A} (-\sin\varphi + \frac{1}{y_1} \cos\varphi) \right] \right\} \\ + \frac{\partial}{\partial z} (n v_{1z}) = \xi n, \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{A+r\sin\varphi} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r(A+r\sin\varphi) \frac{n}{1+1/y_e^2} \left[-\frac{1}{B} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \varphi} + \frac{b_e}{y_e^2} \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{D_e}{y_e n} \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial \varphi} - \frac{D_e}{y_e^2 n} \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{v_{ez}^2}{\omega_e A} (\cos\varphi - \frac{1}{y_e} \sin\varphi) \right] \right\} \\ + \frac{1}{A+r\sin\varphi} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left\{ (A+r\sin\varphi) \frac{n}{1+1/y_e^2} \left[\frac{1}{B} \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{b_e}{y_e^2} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \varphi} - \frac{D_e}{y_e n} \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{D_e}{y_e^2 n} \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial \varphi} - \frac{v_{ez}^2}{\omega_e A} (-\sin\varphi - \frac{1}{y_e} \cos\varphi) \right] \right\} \\ + \frac{\partial}{\partial z} (n v_{ez}) = \xi n. \quad (8) \end{aligned}$$

Hierbei sind $D_1 = \frac{kT_1}{m_1 v_1}$, $D_e = \frac{kT_e}{m_e v_e}$ die Diffusionskoeffizienten, $b_1 = \frac{e}{m_1 v_1}$, $b_e = \frac{e}{m_e v_e}$ die Beweglichkeiten und $y_1 = \omega_1/v_1 = b_1 B$, $y_e = \omega_e/v_e = b_e B$ die Verhältnisse der Gyrationfrequenzen $\omega_1 = eB/m_1$, $\omega_e = eB/m_e$ zu den Stoßfrequenzen für Ionen bzw. Elektronen (die y hängen über B von r und φ ab!).

Da wir nur langsame Veränderungen betrachten (Näherung 7), haben wir das elektrische Feld als Gradient eines Potentials ($\vec{E} = -\vec{\nabla}V$) geschrieben. Außerdem haben wir von der Näherung $a \ll A$ Gebrauch gemacht, indem wir von den Konvektionstermen $m_1(\vec{v}_1 \vec{\nabla})(n\vec{v}_1)$ und $m_e(\vec{v}_e \vec{\nabla})(n\vec{v}_e)$ nur den Zentrifugaleffekt der makroskopischen Geschwindigkeiten in z -Richtung berücksichtigt haben.

Die Gleichungen (7) und (8) stellen ein nichtlineares Eigenwertproblem für die Funktionen n und V mit dem Eigenwert ξ dar. Die Randbedingungen lauten: Verschwindende Dichte am Rand ($n(r=a) = 0$) und dielektrische Wände ($nv_{er}(r=a) = nv_{ir}(r=a)$).

Da die longitudinalen Abmessungen der Entladung und der Magnetfeldspulen groß gegen ihre transversalen sind (vgl. Abb. 1.), können wir Endeffekte vernachlässigen, indem wir den Beitrag der Divergenz in z -Richtung nicht berücksichtigen; wir nehmen damit an, daß das Problem unabhängig ist bezüglich Translationen in z -Richtung und 2-dimensional beschreibbar.

Als Test für unser Gleichungssystem können wir $A \rightarrow \infty$ gehen lassen und (7) von (8) subtrahieren. Wir erhalten dann den bekannten Zusammenhang zwischen radialer Dichteverteilung und radialer elektrischer Feldstärke bei ambipolarer Diffusion im zylindersymmetrischen Fall; er lautet, allgemein geschrieben:

$$\vec{E}_a = \frac{\frac{D_i}{1+y_i^2} - \frac{D_e}{1+y_e^2}}{\frac{b_i}{1+y_i^2} + \frac{b_e}{1+y_e^2}} \frac{1}{n} \vec{\nabla} n. \quad (9)$$

Durch Elimination von V in (7) und (8) ergibt sich die bekannte eindimensionale Diffusionsgleichung für die zylindersymmetrische positive Säule ($A \rightarrow \infty$):

$$D_{a\perp} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) n + \xi_{\odot} n = 0 \quad (10)$$

mit der Lösung

$$n = n_0 J_0 \left(\frac{r}{\Lambda_0} \right) \quad \text{und} \quad \xi_{\odot} = \frac{D_{a\perp}}{\Lambda_0^2} \quad (\text{vgl. [31]}). \quad (11)$$

Hierbei ist

$$D_{a\perp} = \frac{\frac{b_e}{1+y_e^2} \frac{D_i}{1+y_i^2} + \frac{b_i}{1+y_i^2} \frac{D_e}{1+y_e^2}}{\frac{b_e}{1+y_e^2} + \frac{b_i}{1+y_i^2}} = \frac{k(T_i + T_e)}{m_i v_i (1+y_i^2) + m_e v_e (1+y_e^2)} \quad (12)$$

der Koeffizient für ambipolare Diffusion senkrecht zum Magnetfeld \vec{B} , ξ_{\odot} die Ionisationsrate für die lineare positive Säule, n_0 die Dichte auf der Entladungssache, J_0 die Besselfunktion nullter Ordnung und $\Lambda_0 = \frac{a}{\gamma_0}$ mit γ_0 als erster Nullstelle von J_0 .

Der eben geschilderte Lösungsweg ist für (7) und (8) mit endlichem A nicht möglich, da V nicht explizit durch n dargestellt werden kann. Eine numerische Lösung der beiden Gleichungen ist schwierig. Um doch eine überschaubare analytische Lösung zu erhalten, haben wir folgende Transformationen benützt (vgl. auch [26]):

Wir führen in (7) und (8) das ebenfalls in Abb. 7. gezeigte Koordinatensystem $R = A + r \sin \varphi$, $\theta = \frac{z}{A}$, $Z = r \cos \varphi$ ein; dieses System ist zwar dem Rand der Entladung ($r = a$) nicht mehr so gut angepaßt, dafür nimmt aber das Magnetfeld eine bequemere Form an. Ferner spalten wir vom elektrischen Feld $\vec{E} = -\vec{\nabla} V$ den von der ambipolaren Diffusion herrührenden Teil (9) ab, indem wir schreiben:

$$\vec{E} = \vec{E}_a + \vec{E}^* \quad (13)$$

Setzen wir (13) in die im System R, θ, Z geschriebenen Gleichungen (7) und (8) ein und eliminieren wir ξ und n , so erhalten wir nach längerer Rechnung als eine spezielle Lösung für \vec{E}^* , die mit den Randbedingungen verträglich ist (in den folgenden Ausdrücken ist die R -Abhängigkeit von y_i und y_e wegen $A \gg a$ vernachlässigt) (vgl. Anhang 7.1.):

$$E_Z^* = - \frac{2k [T_e \{ y_i y_e^5 (1+y_i^2)^2 - 2[1+y_e^2(1+\gamma y_i^2)] \} + T_i y_i y_e (1+y_e^2)^2 (1+y_i^2)^2] (1+y_i^2) y_i y_e^5}{e A [1+y_e^2 [1+y_i y_e (1+y_i^2)]]^2 (1+y_e^2) [(1+y_i y_e)^2 + y_e^2]} \left(y_i + \frac{1}{y_e} \right) - \frac{\frac{v_z^2}{v_i} (1+y_i^2) (1+y_e^2) + \frac{v_z^2}{v_e} y_i y_e (1+y_i^2)}{A b_i [(1+y_i y_e)^2 + y_e^2]}; \quad (14)$$

$$E_R^* = \frac{2k[T_e \{y_1 y_e^5 (1+y_1^2)^2 - 2[1 + y_e^2(1 + 3y_1^2)]\} + T_1 y_1 y_e (1+y_e^2)^2 (1+y_1^2)^2] (1+y_1^2) y_1 y_e^5}{e A \{1 + y_e^2[1 + y_1 y_e (1+y_1^2)]\}^2 (1+y_e^2) [(1 + y_1 y_e)^2 + y_e^2]} - \frac{\frac{v_{1z}^2}{v_1} (1+y_e^2) - \frac{v_{ez}^2}{v_e} (1+y_1^2) (1+y_e^2)}{A b_1 [(1 + y_1 y_e)^2 + y_e^2]} \quad (15)$$

Bei der Berechnung von (14) und (15) wurde von den Ungleichungen Gebrauch gemacht, die aus der geringen Elektronenmasse im Vergleich zur Ionenmasse resultieren (vgl. Tab. 1. in [9]):

$$T_1 \ll T_e, \text{ daraus folgt: } D_1 \ll D_e; \quad (16)$$

$$b_1 \ll b_e, \text{ daraus folgt: } y_1 \ll y_e, b_e y_1^2 \ll b_1 y_e^2, D_e y_1^3 \ll D_1 y_e^3 \text{ und } D_e y_1^4 \ll D_1 y_e^4. \quad (17)$$

Ist die Gyrationfrequenz der Elektronen groß gegen ihre Stoßfrequenz, so erhalten wir für die Komponenten von \vec{E} (vgl. (9)):

$$E_Z = E_{aZ} + E_Z^* = \frac{k}{e} \frac{T_1 y_1 y_e - T_e (1+y_1^2)}{1 + y_1 y_e} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial Z} - \frac{2kT_e}{eA} \frac{y_1 + 1/y_e}{\left[1 + \frac{1}{y_1 y_e (1+y_1^2)}\right]^2} - \frac{Q_{1z} + Q_{ez}}{e A} y_1, \quad (18)$$

($y_e \gg 1$)

$$\vec{E}_R = E_{aR} + E_R^* = \frac{k}{e} \frac{T_1 y_1 y_e - T_e (1+y_1^2)}{1 + y_1 y_e} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial R} + \frac{2kT_e}{eA} \frac{1}{\left[1 + \frac{1}{y_1 y_e (1+y_1^2)}\right]^2} + \frac{Q_{ez}}{e A}, \quad (19)$$

wobei Q_{1z} , Q_{ez} die Energien der makroskopischen Bewegung parallel zum Magnetfeld für Ionen bzw. Elektronen sind. Q_{1z} und Q_{ez} , die die Zentrifugaleffekte des Entladungsstromes repräsentieren, liegen etwa in der gleichen Größenordnung und werden nur für niedrige Drücke ($p < 2 \cdot 10^{-2}$ Torr) mit kT_e vergleichbar. Sie wirken dann wie eine geringe Erhöhung von kT_e ; wir werden sie jeweils bei den asymptotischen Ausdrücken ($y_1 y_e \gg 1$) vernachlässigen.

Für höhere Magnetfeldstärken, bei denen $y_1 y_e \gg 1$ ist, vereinfachen sich (18) und (19) zu:

$$E_Z = E_{aZ} + E_Z^* = \frac{k}{e} \left[T_1 - \frac{T_e}{y_e} \left(\frac{1}{y_1} + y_1 \right) \right] \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial Z} - \frac{2kT_e}{eA} y_1; \quad (20)$$

($y_1 y_e \gg 1$)

$$E_R = E_{aR} + E_R^* = \frac{k}{e} \left[T_1 - \frac{T_e}{y_e} \left(\frac{1}{y_1} + y_1 \right) \right] \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial R} + \frac{2kT_e}{eA}. \quad (21)$$

Wir sehen, daß E_Z^* , das für die Torusdrift verantwortlich ist, für höhere Magnetfeldstärken proportional zu $-B$ wird, d.h. wenn das Magnetfeld in positive z- bzw. θ -Richtung weist, zeigt der Vektor \vec{E}_Z^* in negative Z-Richtung nach unten, wie auch in Abb. 3. gezeigt ist; bei Umpolung von \vec{B} kehrt sich das Vorzeichen von E_Z^* um. E_R^* , das durch die "Abbremsung" des in R-Richtung driftenden Plasmas am Neutralgas entsteht, erreicht dagegen für höhere Magnetfeldstärken asymptotisch einen konstanten Wert und bleibt positiv bei Umkehrung von \vec{B} . Diese Ergebnisse haben wir experimentell getestet.

Dazu wurde die Apparatur AMBIPOL I durch Ansetzen von 4 radial beweglichen, drehbaren ebenen Sonden (\emptyset des Löffels jeweils 2 mm) umgebaut (AMBIPOL II, Abb. 8.). Die Magnetfeldspulen wurden bei den Sondendurchführungen durch Anbringen von variablen Korrekturspulen so modifiziert, daß die Abweichungen des Magnetfeldes von der toroidalen Symmetrie sowohl longitudinal als auch transversal innerhalb der Entladungsröhre unter 2,5 % lagen. Da der experimentell festgestellte Unterschied zwischen Differenzen im Plasmapotential und im Floatingpotential für Bereiche, die mehr als 5 mm von der Wand entfernt lagen, kleiner als 10 % war, wurde in den im folgenden beschriebenen Messungen das Floatingpotential, auf das sich die stromlose Sonde auflädt, registriert.

Das in Abb. 8. gezeigte Meßschema konnte auf alle 4 Sonden umgeschaltet werden: Jeweils eine Sonde, die etwa 1,5 cm von der Mitte des Entladungsrohres entfernt war, diente als Potentialbezugspunkt, während eine orthogonal dazu stehende bewegt wurde und das Potentialprofil aufnahm. Dadurch daß die Sonden von entgegengesetzten Seiten in die Entladung eingeführt werden konnten und sich ihre Bereiche überdeckten, war es möglich, durch lineare Entzerrung der Profile die

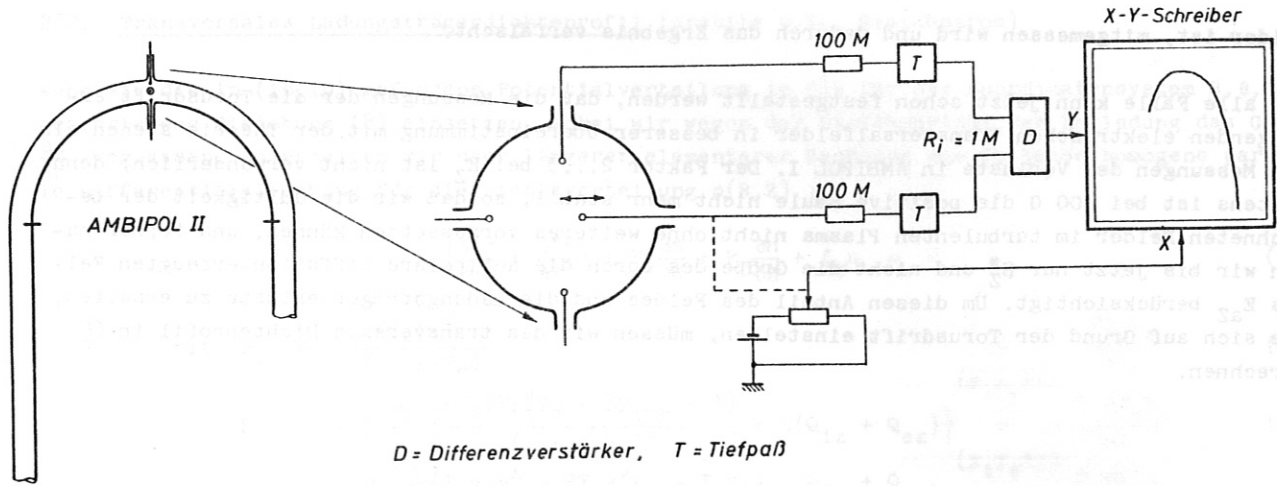


Abb. 8. Messung des Potentialprofils an AMBIPOL II

systematischen Fehler der Sondenmessung (vgl. [37]) weitgehend auszuschalten.

Abb. 9. zeigt einige Beispiele der gemessenen Potentialprofile in R- und Z-Richtung für Helium, $3 \cdot 10^{-2}$ Torr. Das Profil in Z-Richtung nimmt für $B = 0$ die durch (9) und (11) bestimmte symmetrische Form an. Für höhere Magnetfelder bekommt das Profil in der Rohrmitte eine Neigung nach der Richtung, die von dem Term E_Z^* in Gl.(20) vorausgesagt wird und die sich bei Umpolen von \vec{B} umkehrt, während die Neigung des Potentialprofils in R-Richtung gemäß E_R^* in Gl.(21) immer das gleiche Vorzeichen behält.

Allerdings liegen die aus den Potentialprofilen abgelesenen E_Z -Werte bei höheren Magnetfeldstärken (400 G) etwa um einen Faktor 2...3 über den aus Gl.(20) berechneten E_Z^* -Werten. Außerdem ist die Neigung des Potentialprofils in Z-Richtung beim Umpolen von \vec{B} nicht genau antisymmetrisch. Die letztere Diskrepanz kann von der Möglichkeit herrühren, daß bei kleinen Abweichungen von der Orthogonalität zwischen Sondenführung und longitudinalelektrischem Feld ein Bruchteil desselben, das größer als die transversalen

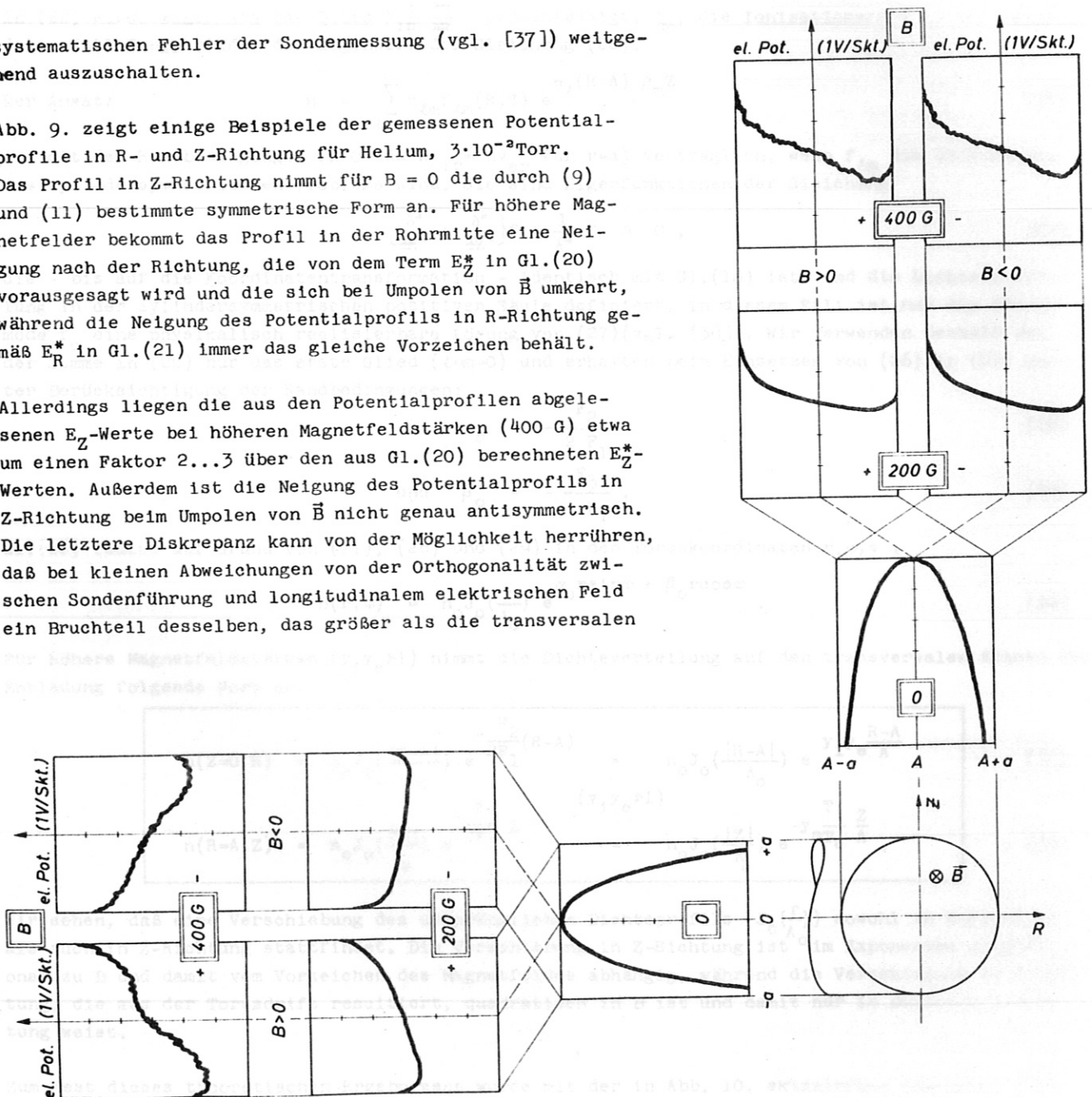
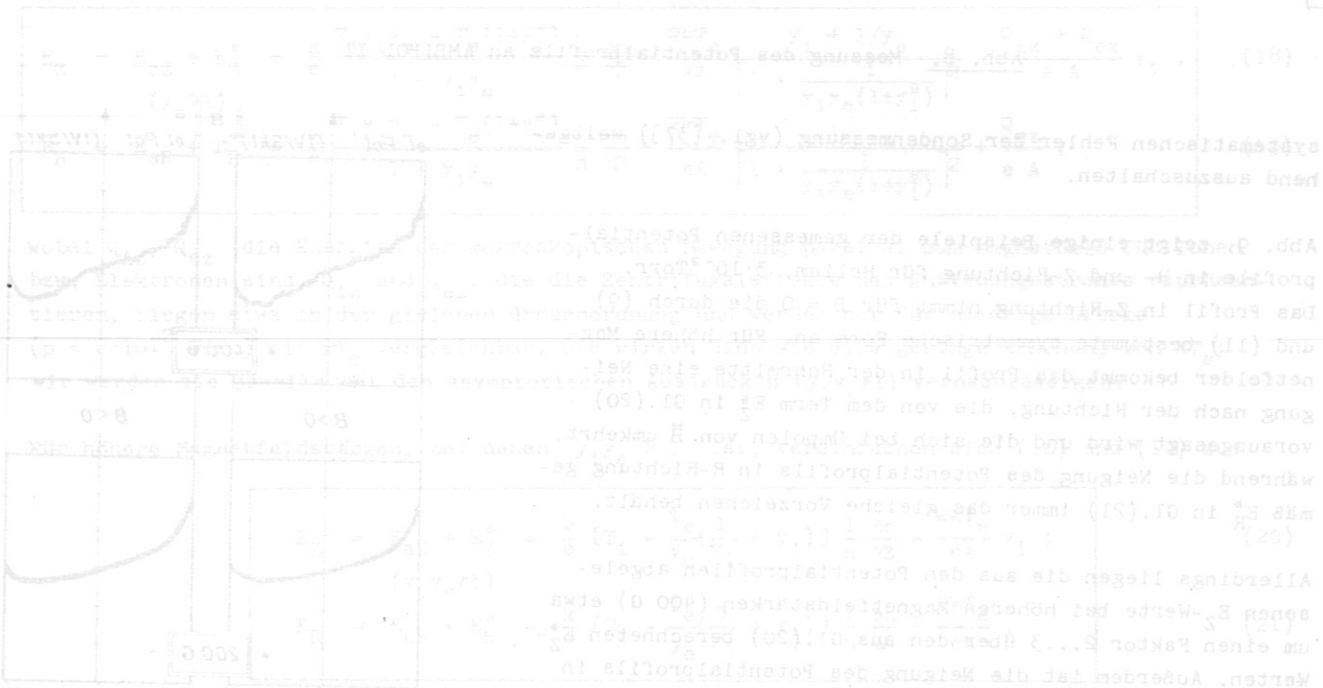


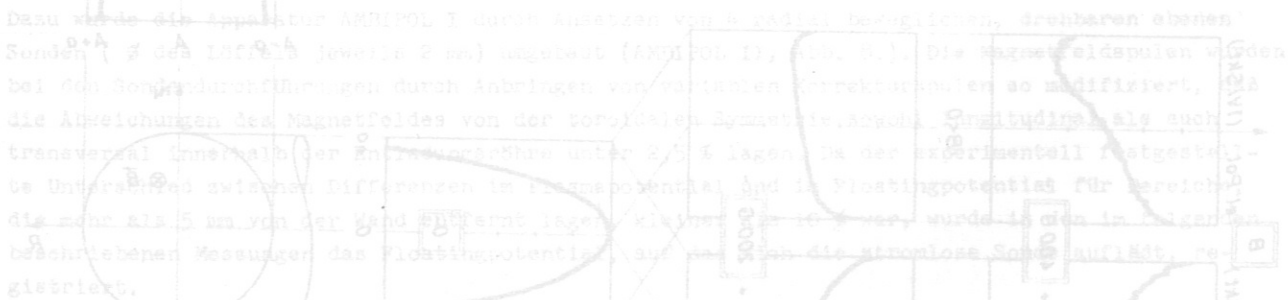
Abb. 9. Gemessene Potentialprofile (He, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Torr, $J = 0,3 \text{ A}$)

Felder ist, mitgemessen wird und dadurch das Ergebnis verfälscht.

Auf alle Fälle kann jetzt schon festgestellt werden, daß die Messungen der die Torusdrift erzeugenden elektrischen Transversalfelder in besserer Übereinstimmung mit der Theorie stehen als die Messungen der Verluste in AMBIPOL I. Der Faktor 2...3 bei E_z ist nicht verwunderlich; denn erstens ist bei 400 G die positive Säule nicht mehr stabil, so daß wir die Gültigkeit der berechneten Felder im turbulenten Plasma nicht ohne weiteres voraussetzen können, und ferner haben wir bis jetzt nur E_z^* und nicht die Größe des durch die ambipolare Diffusion erzeugten Feldes E_{az} berücksichtigt. Um diesen Anteil des Feldes und die Ladungsträgerverluste zu erhalten, die sich auf Grund der Torusdrift einstellen, müssen wir das transversale Dichteprofil in (7) berechnen.



Wir haben schon gesehen, daß die Messungen der die Torusdrift erzeugenden elektrischen Transversalfelder in besserer Übereinstimmung mit der Theorie stehen als die Messungen der Verluste in AMBIPOL I. Der Faktor 2...3 bei E_z ist nicht verwunderlich; denn erstens ist bei 400 G die positive Säule nicht mehr stabil, so daß wir die Gültigkeit der berechneten Felder im turbulenten Plasma nicht ohne weiteres voraussetzen können, und ferner haben wir bis jetzt nur E_z^* und nicht die Größe des durch die ambipolare Diffusion erzeugten Feldes E_{az} berücksichtigt. Um diesen Anteil des Feldes und die Ladungsträgerverluste zu erhalten, die sich auf Grund der Torusdrift einstellen, müssen wir das transversale Dichteprofil in (7) berechnen.



Das in Abb. 8. gezeigte Maßschema konnte auf alle 4 Seiten umgedreht werden, so daß die etwa 1,5 cm von der Mitte des Entladungsröhrens entfernt war, wurde als Potentialbezugspunkt, während eine orthogonale dazu stehende Messung das Potentialprofil aufnahm, durch das die die Torusdrift erzeugenden elektrischen Transversalfelder in besserer Übereinstimmung mit der Theorie stehen als die Messungen der Verluste in AMBIPOL I. Der Faktor 2...3 bei E_z ist nicht verwunderlich; denn erstens ist bei 400 G die positive Säule nicht mehr stabil, so daß wir die Gültigkeit der berechneten Felder im turbulenten Plasma nicht ohne weiteres voraussetzen können, und ferner haben wir bis jetzt nur E_z^* und nicht die Größe des durch die ambipolare Diffusion erzeugten Feldes E_{az} berücksichtigt. Um diesen Anteil des Feldes und die Ladungsträgerverluste zu erhalten, die sich auf Grund der Torusdrift einstellen, müssen wir das transversale Dichteprofil in (7) berechnen.

2.2. Transversales Ladungsträgerdichteprofil (stabile p.S., Gleichstrom)

Wenn wir die in (18,19) gefundene Potentialverteilung in die für das Koordinatensystem R, θ , Z umgeschriebene Gleichung (8) einsetzen, wobei wir wegen der Stationarität der Entladung das Glied $\frac{\partial n}{\partial t}$ weglassen, so erhalten wir nach längerer elementarer Rechnung die folgende homogene partielle Differentialgleichung für die Dichteverteilung n(R, Z) :

$$F_1 \left\{ \frac{\partial^2 n}{\partial R^2} + \frac{\partial^2 n}{\partial Z^2} \right\} + F_2 \frac{\partial n}{\partial R} + F_3 \frac{\partial n}{\partial Z} + \xi_0 n = 0 \quad (22)$$

$$\text{mit } F_1 = \frac{kT_e b_1}{e(1 + y_1 y_e)} = \frac{kT_e b_e}{e y_e^2} \quad (23)$$

$$F_2 = -\frac{1}{A} \frac{b_1}{e} \left\{ \frac{kT_e (2y_1^2 y_e^2 - 3y_1 y_e - 1)}{(1 + y_1 y_e)^2} + 2(Q_{1z} + Q_{ez}) \right\} = -\frac{2 kT_e b_1}{eA}, \quad (24)$$

$$F_3 = \frac{2}{A} \frac{b_1}{e} \left\{ \frac{k(T_1 y_1 y_e^2 - 2T_e y_1^2 y_e - T_e y_1)}{(1 + y_1 y_e)^2} - \frac{Q_{1z} + Q_{ez}}{y_e} \right\} = \frac{2 kT_1 b_1}{eA y_1} \quad (25)$$

In (22) wurde wegen $A \gg a$ das Glied $F_1 \frac{1}{R} \frac{\partial n}{\partial R}$ vernachlässigt. ξ_0 , die Ionisationsrate in der toroidalen Entladung, bildet den Eigenwert der Gleichung (22).

Der Ansatz
$$n = \sum_{\ell, m} n_{\ell m} f_{\ell m}(R, Z) e^{\alpha_{\ell}(R-A)} e^{\beta_m Z} \quad (26)$$

ist mit den Randbedingungen ($n=0$ und $n_{v,ir} = n_{v,er}$ für $r=a$) verträglich, wenn $f_{\ell m}$ die Dichtemoden des zylindersymmetrischen Problems sind. Sie sind Eigenfunktionen der Gleichung

$$\left\{ \frac{\partial^2}{\partial R^2} + \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \right\} f + \frac{1}{\Lambda^2} f = 0, \quad (27)$$

die - bis auf die Koordinatentransformation - identisch mit Gl.(10) ist und die Dichteverteilung in der zylindersymmetrischen positiven Säule definiert. In diesem Fall ist nur die Grundmode f_0 eine physikalisch realisierbare Lösung von (27) (vgl. [38]). Wir verwenden deshalb von der Summe in (26) nur das erste Glied ($\ell=m=0$) und erhalten beim Einsetzen von (26) in (22) unter Berücksichtigung der Randbedingungen:

$$\alpha_0 = -\frac{F_2}{2 F_1} \quad (28)$$

$$\text{und } \beta_0 = -\frac{F_3}{2 F_1}. \quad (29)$$

Gl.(26) lautet auf Grund von (11), (28) und (29) in den Toruskoordinaten r, φ , z :

$$n(r, \varphi) = n_0 J_0 \left(\frac{r}{\Lambda_0} \right) e^{\alpha_0 r \sin \varphi + \beta_0 r \cos \varphi}. \quad (30)$$

Für höhere Magnetfeldstärken ($y_1 y_e \gg 1$) nimmt die Dichteverteilung auf den transversalen Achsen der Entladung folgende Form an:

$$n(Z=0, R) = n_0 J_0 \left(\frac{|R-A|}{\Lambda_0} \right) e^{-\frac{F_2}{2F_1}(R-A)} = n_0 J_0 \left(\frac{|R-A|}{\Lambda_0} \right) e^{y_1 y_e \frac{R-A}{A}}, \quad (31)$$

$$n(R=A, Z) = n_0 J_0 \left(\frac{|Z|}{\Lambda_0} \right) e^{-\frac{F_3}{2F_1} Z} = n_0 J_0 \left(\frac{|Z|}{\Lambda_0} \right) e^{-y_e \frac{T_1}{T_e} \frac{Z}{A}}. \quad (32)$$

Wir sehen, daß eine Verschiebung des ursprünglichen Dichteprofiles ($J_0 \left(\frac{r}{\Lambda} \right)$) sowohl in R-Richtung als auch in Z-Richtung stattfindet. Die Verschiebung in Z-Richtung ist \propto im Exponenten proportional zu B und damit vom Vorzeichen des Magnetfeldes abhängig, während die Verschiebung in R-Richtung, die aus der Torusdrift resultiert, quadratisch in B ist und damit nur in positive R-Richtung weist.

Zum Test dieses theoretischen Ergebnisses wurde mit der in Abb. 10. skizzierten Anordnung unter Verwendung von ebenen Doppelsonden (vgl. [39]) das Dichteprofil durch Registrierung des Ionenstromes aufgezeichnet. Wie im Falle der Potentialprofilmessung konnte auch hier linear entzerrt

werden. Der Absolutwert der Dichte wurde in der Mitte des Entladungsrohres nach der in [31] beschriebenen Methode durch Aufnahme der Elektronenstromcharakteristik einer Einzelsonde bestimmt. Die Sonden wurden jeweils so gedreht, daß die longitudinalen magnetischen und elektrischen Felder den geringsten Fehler verursachten. (vgl. [40,41]).

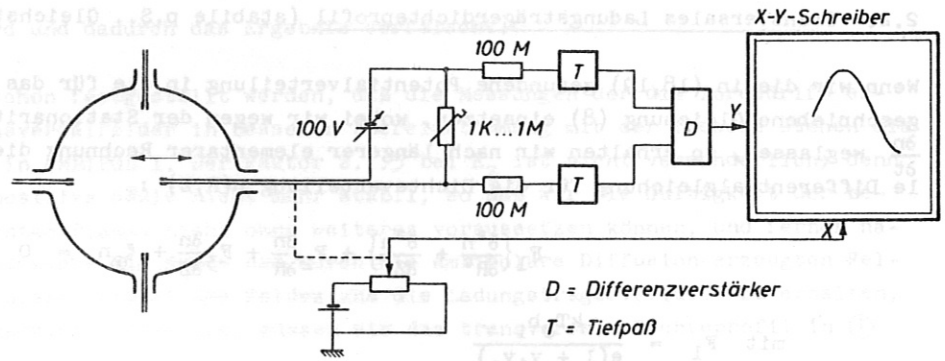


Abb. 10. Messung des Dichteprofiles

Ein Beispiel der gemessenen Dichteprofile ist in Abb. 11. gezeigt. Die endliche Dichte am Rand bei der stabilen positiven Säule ist durch den endlichen Durchmesser der Sondenführungskanäle verursacht; in der instabilen positiven Säule (400 G) wird die endliche Randdichte schon von der Theorie gefordert. Wir interessieren uns jedoch nicht für die Randbereiche, sondern nur für das Plasmainnere. Man erkennt, daß die Dichteversetzung in Z-Richtung mit der Magnetfeldstärke ansteigt und bei Umpolung von \vec{B} ihr Vorzeichen wechselt, wie es von Gl. (32) vorausgesagt wird. In R-Richtung läßt sich jedoch die von Gl. (31) geforderte starke Verlagerung des Dichteprofiles nach außen nicht erkennen; vielmehr ist sogar - für $B < B_c$ - eine kleine Versetzung nach innen zu beobachten.

Bevor wir diese Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment klären können, müssen wir uns überlegen, was diese Dichteversetzungen für die Ladungsträgerverluste bedeuten.

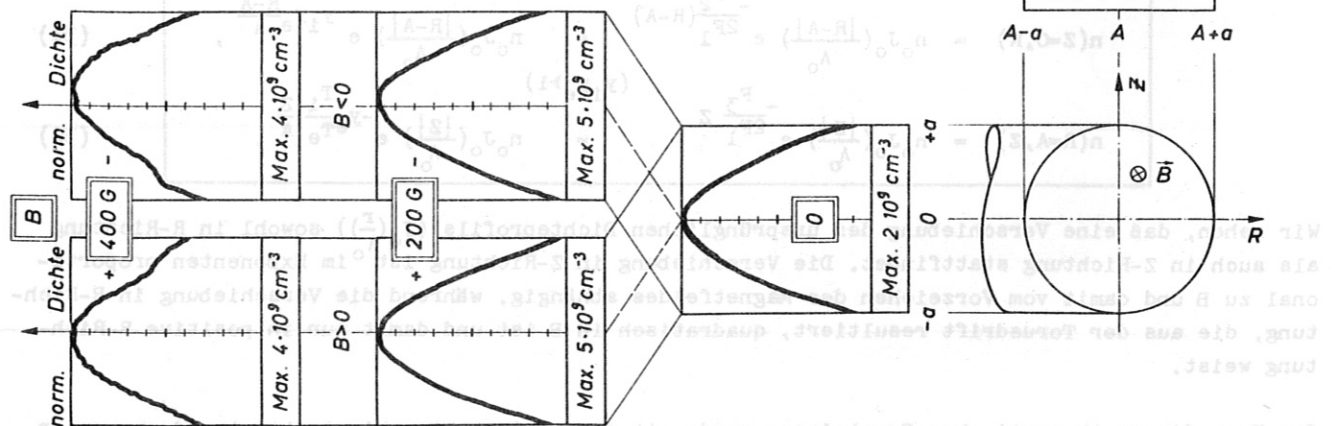


Abb. 11. Gemessene Dichteprofile
(He, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Torr, $J = 0,3$ A)

2.3. Ladungsträgerverluste (stabile p.S., Gleichstrom)

Wegen der Stationarität der Entladung müssen die pro Zeiteinheit am Rande verloren gegangenen Ladungsträger stets durch Stoßionisation im Volumen wieder ersetzt werden. Die Ionisationsrate ξ_{\odot} in Gl.(22) ist deshalb ein Maß für die Verluste im toroidalen Teil. Wir erhalten ξ_{\odot} , wenn wir das Dichteprofil (31) und (32) in die ursprüngliche Differentialgleichung (22) einsetzen. Es ergibt sich dann:

$$\xi_{\odot} = \frac{F_1}{\Lambda_0^2} + \frac{F_2^2}{4F_1} + \frac{F_3^2}{4F_1} \quad (y_1 y_e \gg 1) = \frac{kT_e b_1}{e} \left\{ \frac{1}{\Lambda_0^2} \frac{1}{y_1 y_e} + \frac{y_1 y_e}{A^2} + \frac{T_1^2}{T_e^2} \frac{b_e}{b_1} \frac{1}{A^2} \right\} \quad (33)$$

Diese Ionisationsrate ist für $y_1 y_e \gg 1$ bis auf den 3. Term identisch mit der in Gl.(30) in [31]. Dort hatten wir ξ_{\odot} - wie eingangs erwähnt - mit Hilfe eines "Reibungs"-Bildes errechnet; dieses Verfahren wird demnach - abgesehen vom 3. Term in Gl.(33) - in der asymptotischen Näherung hoher Magnetfelder durch Gl.(33) bestätigt.

Der 1. Term in (33) geht mit $\frac{1}{B^2}$ und beschreibt die Verluste, die auf Grund der ambipolaren Diffusion ohne Torusdrift, also im zylindersymmetrischen Fall, entstehen; er ist die asymptotische Form von ξ_{\odot} in Gl.(11). Wie wir aus Gl.(31) ersehen, gibt der 2. Term die Verluste wieder, die durch die Dichteversetzung in R-Richtung entstehen, während der 3. Term durch die Versetzung in Z-Richtung erzeugt wird; dieser Term konnte natürlich in dem vereinfachten "Reibungs"-Bild von [31] nicht enthalten sein.

Die Verluste pro Längeneinheit der toroidalen Entladung errechnen sich durch Integration von $\xi \cdot n$ über den Querschnitt. Dasselbe Ergebnis erhalten wir nach dem Gaußschen Satz auch, wenn wir die Normalkomponente des ambipolaren Teilchenflusses $nv_r(r=a)$ über den Rand integrieren. Da $nv_r(r=a) = -D_{a1} \frac{\partial n}{\partial r}(r=a)$ ist, erhöhen sich demnach die Verluste mit steigendem Dichtegradienten am Rand. Man erkennt daraus, daß etwa der mit B^2 ansteigende 2. Term nicht direkt die Verluste wiedergibt, die auf Grund der konstanten Torusdrift $w_R = -F_2$ (unabhängig von B) entstehen. Vielmehr erzeugt die Torusdrift eine Dichteversetzung in R-Richtung, die um so stärker ist, je weniger die ambipolare Diffusion zur Geltung kommt, die das Dichteprofil zu symmetrisieren sucht (vgl. Einleitung 1.2. Punkt 3). Die Versetzung in R-Richtung ihrerseits erzeugt höhere Dichtegradienten am Rand und damit Verluste, die mit B^2 ansteigen, da der ambipolare Diffusionskoeffizient (F_1) im Nenner steht.

Die Driftgeschwindigkeit in Z-Richtung F_3 ist proportional zu $\frac{1}{B}$; da die Driftgeschwindigkeit bei den Verlusten quadratisch vorkommt, kürzt sich hier der Effekt des Magnetfeldes heraus und dieser Verlustanteil (3. Term in (33)) bleibt konstant, obwohl die Versetzung in Z-Richtung mit B anwächst (32).

Wir haben damit festgestellt, daß die in [31] abgeleitete Theorie im Rahmen ihrer Näherung von der verfeinerten Theorie bestätigt wird. Ferner stimmen die mit dieser Theorie berechneten transversalen elektrischen Felder in der Größenordnung mit den experimentellen Ergebnissen überein; die experimentell gemessenen Dichteversetzungen, die die wesentlichen Verluste erzeugen, sind sogar (in R-Richtung) noch kleiner, als es die Theorie voraussagt. Die experimentellen Verluste müßten also kleiner sein als die nach der Theorie berechneten. Für die in AMBIPOL I festgestellten anomal hohen Verluste sind deshalb als Erklärungsmöglichkeiten die Punkte 1) und 2) in 1.3. nicht mehr haltbar. Es muß einen Parameter im Plasma geben, der auf der Strecke zwischen Kathode und Anode einer Änderung unterliegt, die nicht davon abhängt, ob die Entladung gekrümmt oder linear verläuft.

Wir können die Existenz einer solchen kontinuierlichen Änderung bei Translation in z-Richtung testen, indem wir den Einsatzpunkt der K-Instabilität (B_c), der empfindlich mit den Verlustraten gekoppelt ist, als Indikator verwenden. Nachdem wir experimentell festgestellt hatten, daß die Lichtemission der Entladung in grober Näherung eine monotone Funktion der longitudinalen elektrischen Feldstärke ist (vgl. auch [42]), haben wir je 3 Photoelemente in gleichen Abständen längs der Entladung an \odot und \ominus aufgestellt (Abb. 12.) und deren Photoströme auf die Y-Ablenkung

eines Oszillographen gegeben, dessen X-Ablenkung ein Signal proportional zu B erhielt.

Wenn die Erniedrigung von B_c in ⑦ (Abb. 5.) auf der toroidalen Krümmung beruht, müßte B_c für die Photoelemente 4, 5 und 6 gleich sein und unter dem B_c von 1, 2 und 3 liegen, die ihrerseits wieder übereinstimmen sollten (wie es in Abb. 12. skizziert ist). Ist jedoch die Änderung der longitudinalen elektrischen Feldstärke kontinuierlich zwischen Kathode und Anode, so sollte auch eine kontinuierliche B_c -Erniedrigung von 1 bis 6 erfolgen.

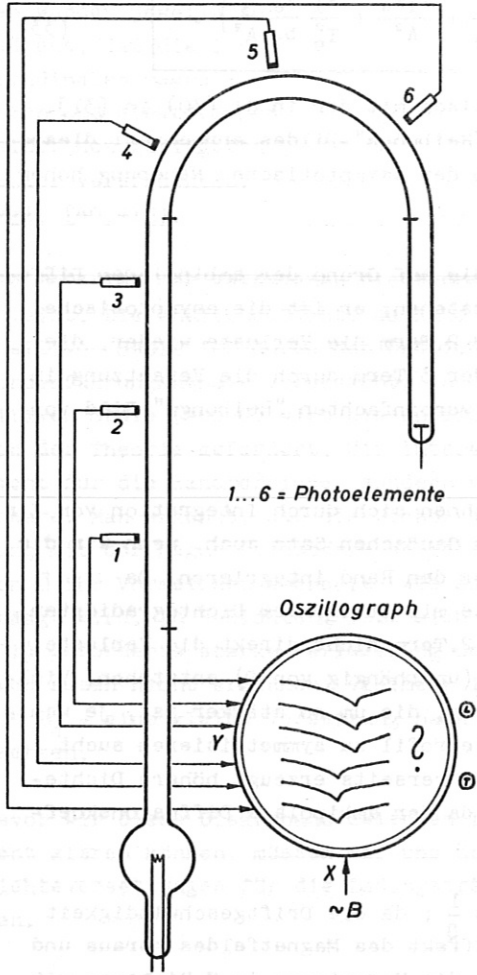


Abb. 12. Messung von B_c mittels Photoelementen

Das Ergebnis des Experiments (Abb. 13.) entschied für die letztere Möglichkeit. Ein Gradient im Neutralgasdruck parallel zum Entladungsrohr, der auch einen Einfluß auf B_c hätte, kann nicht der Grund für diesen Ausfall des Experiments sein, da wir in AMBIPOL II die Gaszuführung zwischen ④ und ⑦ angebracht hatten (vgl. Anhang Abb. 40.). Es bleibt nur noch eine Erklärung, die auch in [31] schon angedeutet wurde:

Durch die divergierenden Kraftlinien des Magnetfeldes an den Spulenden werden die aus der Kathode ausgetretenen Elektronen zur Entladungssache hin konzentriert (Abb. 14.). Dadurch wird das Dichteprofil am kathodenseitigen Ende des Magnetfeldes etwas schärfer, als es die Besselfunktion in Gl.(11) vorgibt (was sich entlang der Entladung bis zur Anode wieder ausgleicht). Das schärfere Profil hat niedrigere Dichtegradienten an der Wand und damit geringere Verluste zur Folge; die daraus resultierende niedrigere elektrische Längsfeldstärke führt zu

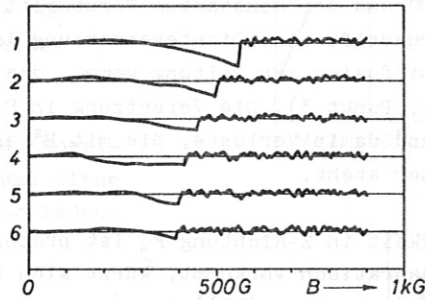


Abb. 13. Aufzeichnung der Photoströme in Abhängigkeit von B

zu einem umso höheren B_c , je näher sich der Entladungsteil an der Kathode befindet. Die in Abb. 14. gezeigte Konzentrationswirkung ist auch optisch schwach erkennbar, vor allem bei niedrigen Gasdrücken.

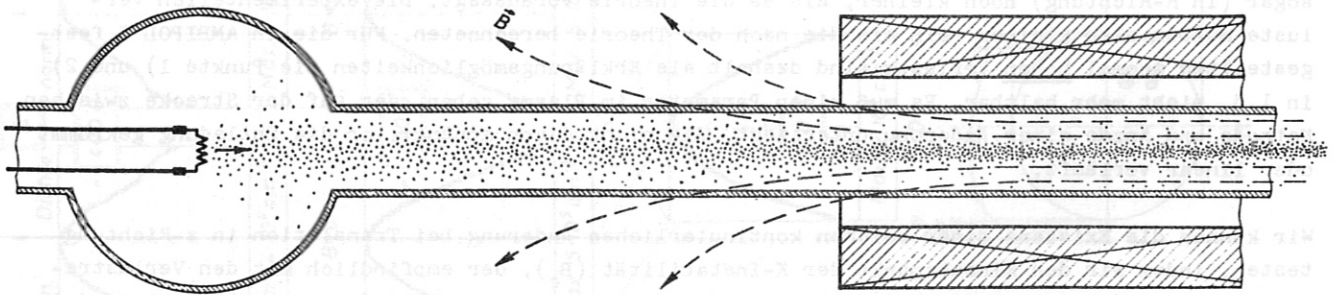


Abb. 14. Schematische Darstellung des Konzentrationseffektes

Wie kann man nun eine Einwirkung dieses Konzentrationseffektes auf unsere Messungen verhindern?

Eine Möglichkeit wäre, die Kathode mit in das Magnetfeld einzu- beziehen und den ganzen Rohrquerschnitt ausfüllen zu lassen. Es ist jedoch technisch sehr schwierig, die Emission auf einer der- artig großen Kathodenoberfläche konstant zu halten. Ferner wür- den Verunreinigungen, die aus der heißen Kathode austreten, stür- ker zur Geltung kommen, während sie sonst durch das inhomogene Magnetfeld etwas abgeschirmt werden.

Da uns jedoch nicht die absolute Höhe der Verluste interessiert, sondern nur das Verhältnis der Verluste in \textcircled{T} zu denen in \textcircled{L} , können wir den Effekt der toroidalen Krümmung auf die Verluste auch dadurch präzise bestimmen, daß wir zwar den Konzentrations- effekt beibehalten, aber wechselweise an den beiden Enden der Entladung ansetzen und die Ergebnisse mitteln.

Wir haben also anstelle der Anode noch eine Kathode an die Ent- ladung angesetzt (Abb. 15.; diese Ausführung wird im weiteren AMBIPOL III genannt). Durch Betrieb in umgekehrter Richtun- gen konnten wir uns zunächst sofort davon überzeugen, daß das Bild der Dichteprofilverschärfung und des langsamen Ausgleichs auf dem Weg zur Anode richtig ist (Abb. 16.); das Profil bei Stromdurch- gang in positiver z-Richtung ist breiter als im anderen Fall. Auch die Kurven \textcircled{T} und \textcircled{L} in Abb. 6. wechselten grob gesehen ihren Index, d.h. die Verluste in \textcircled{T} lagen unter denen in \textcircled{L} ; $B_{c\textcircled{O}}$ war höher als $B_{c\textcircled{O}}$.

Man sieht, daß dieser Konzentrationseffekt - wenn er auch das Dichteprofil nur schwach beeinflusst - bei Präzisionsmessungen jedoch von entscheidender Bedeutung sein kann. Von allen Autoren, die die positive Säule im Magnetfeld untersucht haben, sind uns nur ADATI et al. [22] bekannt, die die- sen Effekt an der zylindersymmetrischen po- sitiven Säule ebenfalls beobachtet haben.

Um den wirklichen Einfluß der toroidalen Krümmung auf die Verluste zu messen, müs- sen wir die Ergebnisse der beiden Strom- richtungen mitteln. Wie wir diese Mittele- lung am besten elektronisch durchführen, ist im nächsten Kapitel dargestellt.

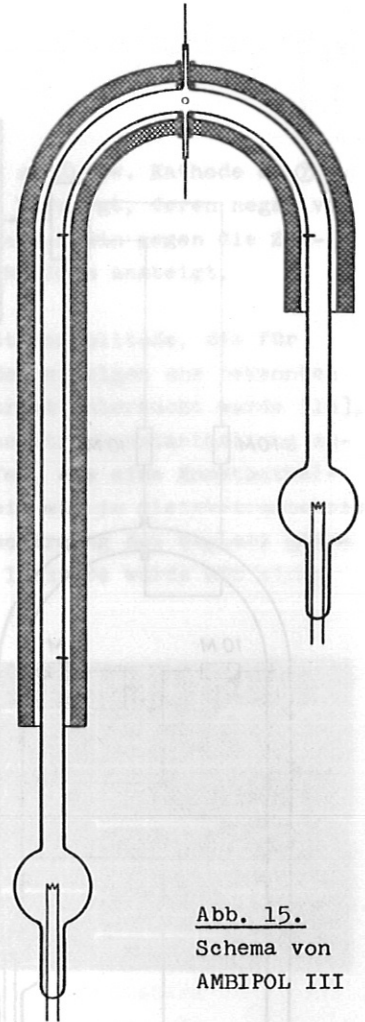


Abb. 15.
Schema von
AMBIPOL III

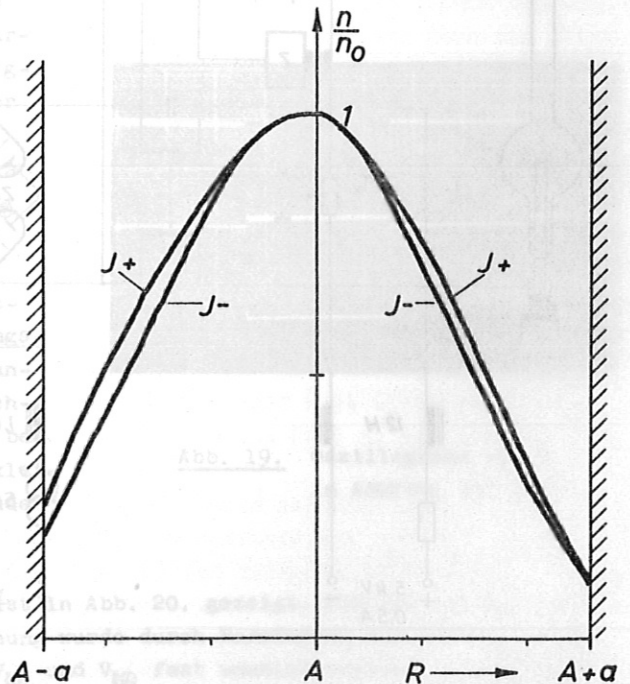


Abb. 16. Dichteprofil in AMBIPOL III zum Beweis des Konzentrationseffektes (Helium, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Torr, $|J| = 0,5A$, $B = 200G$)

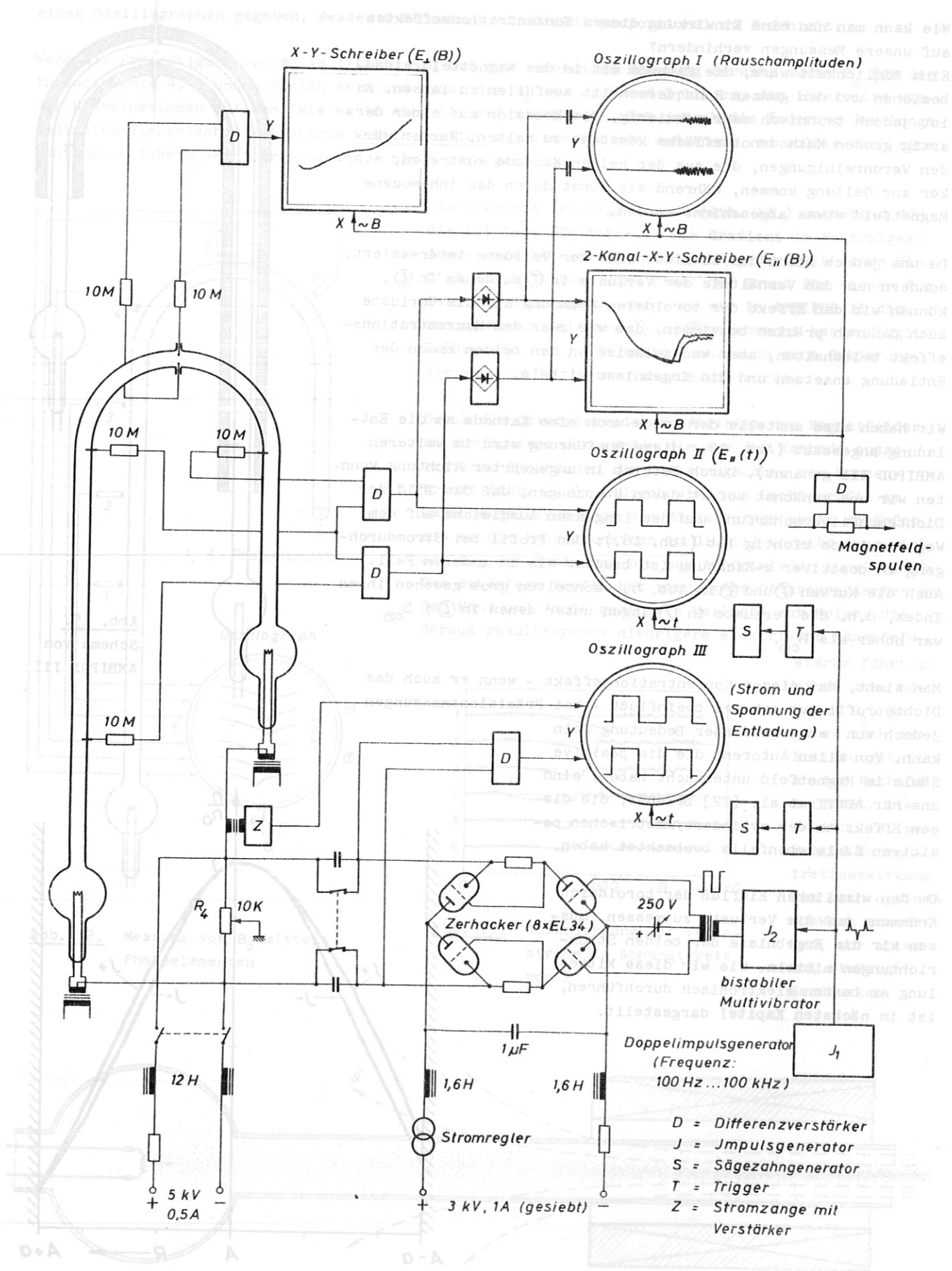


Abb. 17. AMBIPOL III im Wechselstrombetrieb

Abb. 16. Nichterregter AMBIPOL III zum Beweisen des Helium- α -Strahlungsbeckens (Helium, $p = 10^{-4}$ Torr, $I_1 = 0.5A$, $B = 2000$)

3. DIE STABILE POSITIVE SÄULE IM WECHSELSTROMBETRIEB

3.2. Ladungsträgerverluste

Um eine elektronische Mittelung zwischen den beiden Zuständen - Kathode an \textcircled{L} bzw. Kathode an \textcircled{T} - zu erhalten, haben wir die Entladung mit einer Rechteck-Wechselspannung versorgt, deren negative und positive Halbwelle genau gleich lang gehalten wurden und deren Periode klein gegen die Zeiten ist, in denen die Feldstärke des äußeren Magnetfeldes bis zu ihrem Maximum ansteigt.

Schwierigkeiten bereitet in diesem Fall die automatische Regelung der Stromamplitude, die für die Registrierung der $V_{||}$ (B)-Kurven bei konstantem Strom nötig ist. In dem einzigen uns bekannten Fall, in dem die zylindersymmetrische positive Säule im Wechselstrombetrieb untersucht wurde [16], war ein Einweg-Zerhacker benützt worden, der keine einfache automatische Stromkonstanthaltung zuließ. Wir haben deshalb für den Zerhacker eine Brückenschaltung entworfen, die eine Konstanthaltung des Stromes mit dem gleichen Regler und mit der gleichen Genauigkeit wie im Gleichstrombetrieb (vgl. [31]) gestattete (Abb. 17.)*. Nicht sehr einfach war auch die Abschirmung des Reglers gegen die steilen Umschaltimpulse (ca. $1\text{A}/\mu\text{s}$) und die Zündung der Entladung; letztere wurde mit einem zusätzlichen 5kV-Netzgerät vorgenommen (vgl. Abb. 17.).

Anhand des Strom- und Spannungsoszillogramms (Abb. 18.) der Entladung läßt sich die Konstanz des Stroms nachprüfen und außerdem die für die Anwendbarkeit unserer Theorie wichtige Beibehaltung der Quasistationarität der Entladung bestätigen. Die Umschaltzeit (ca. $1\ \mu\text{s}$) hat praktisch keinen Einfluß auf den Zustand der Entladung, die jeweils 1 ms mit konstanter Stromrichtung brennt. Wir können dies auch an den Spannungen zwischen den Sonden für die Registrierung der longitudinalen elektrischen Feldstärke erkennen (Abb. 19.), die jeweils für eine halbe Periode konstant sind.

Durch Brückengleichrichtung der $V_{||}$ -Signale von \textcircled{L} bzw. \textcircled{T} und nachträgliche Glättung bekommen wir Gleichspannungen, die den mittleren Spannungsamplituden an \textcircled{L} bzw. \textcircled{T} entsprechen (bei der Gleichrichtung wurde darauf geachtet, daß das verstärkte Wechselspannungssignal groß (ca. 100 V) gegenüber der Knickspannung der Detektordioden (ca. 0,5 V) ist). Die gemittelten Spannungsamplituden werden auf die Y-Ablenkung eines 2-Kanal-XY-Schreibers gegeben, der damit $V_{||\textcircled{L}}$ und $V_{||\textcircled{T}}$ in Abhängigkeit von B registriert (Abb. 17.).

Zur Feststellung des starken Rauschens beim Einsatzpunkt der K-Instabilität, werden die Wechselspannungsanteile der gleichgerichteten nicht geglätteten Spannungen $V_{||}$ auf einem Oszillographen über B aufgezeichnet; dadurch war es möglich, Fluktuationen in $V_{||}$ zu beobachten, deren Amplitude größer als die (relativ kleine) Differenz der Absolutwerte der Spannungsamplitude $V_{||}$ ist.

Ein Beispiel der gemessenen gemittelten $V_{||}$ -Kurven ist in Abb. 20. gezeigt. Für $B=0$ ist $V_{||\textcircled{L}}$ um etwa 2% höher als $V_{||\textcircled{T}}$; diese in [31] erklärte Abweichung wurde durch Normierung des Anfangswertes von $V_{||\textcircled{L}}$ auf den von $V_{||\textcircled{T}}$ beseitigt. Wir sehen, daß $V_{||\textcircled{L}}$ und $V_{||\textcircled{T}}$ fast ununterscheidbar zusammenfallen. Die Umgebung von B_c wurde in 5facher Vergrößerung nochmals gezeichnet; dadurch kann man erkennen, daß das von der Theorie vorausgesagte Verhalten $V_{||\textcircled{L}} \geq V_{||\textcircled{T}}$, $B_{c\textcircled{L}} < B_{c\textcircled{T}}$ eintritt. Ein quanti-

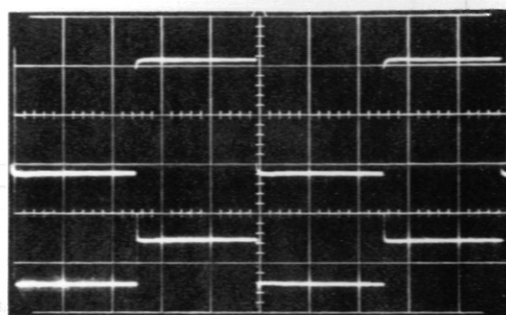


Abb. 18. Oszillogramm von Strom und Spannung an AMBIPOL III (Wechselstrombetrieb, NF)

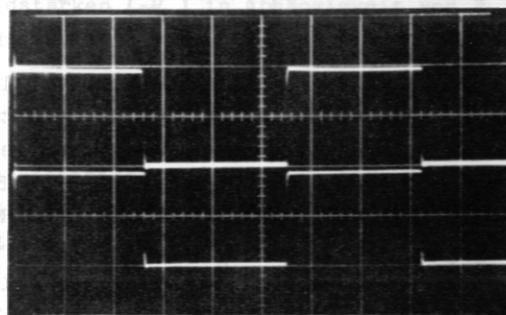


Abb. 19. Oszillogramm von $V_{||}$ in AMBIPOL III (NF)

* Für die Dimensionierung und den Bau des angegebenen Zerhackers bin ich Herrn Moustafa dankbar[43]

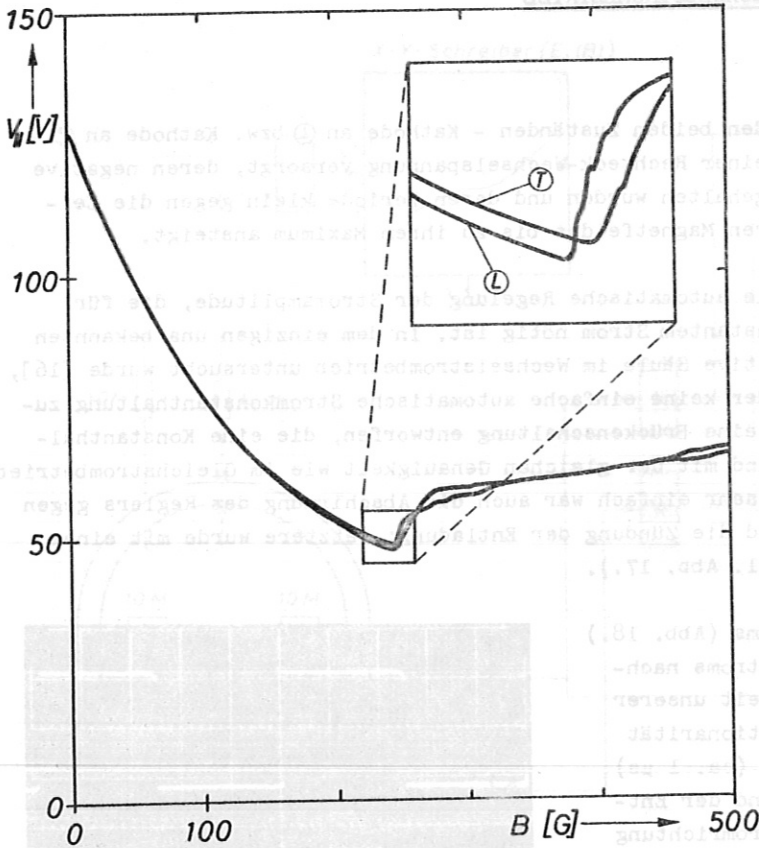


Abb. 20. Aufzeichnung der longitudinalen elektrischen Feldstärken ($\sim V_{||}$) in Abhängigkeit von B (NF) (He, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Torr, $|J| = 0,6A$, $f = 1kHz$)

tativer Vergleich ist jedoch nicht möglich, da die Unterschiede schon mit den Meßtoleranzen vergleichbar sind.

Nach höheren Magnetfeldern ist uns durch das Einsetzen der K-Instabilität eine Grenze gesetzt. B_c geht ungefähr mit \sqrt{p} und ein wenig schwächer als $\sqrt{m_1}$; B_{min} jedoch, die Magnetfeldstärke, bei der die Verluste infolge ambipolarer Diffusion und die Verluste durch Torusdrift ungefähr gleich sein sollen (Gl.(33)) und bei der die Verlustkurve ein Minimum durchläuft, ist näherungsweise proportional zu p und zu $\sqrt{m_1}$. Für einen möglichst deutlichen Nachweis des Torusdrifteffektes müssen wir deshalb Gase kleiner Ionenmasse bei kleinen Drucken etwas unterhalb von B_c untersuchen. Unsere Theorie ist jedoch bei sehr kleinen Drucken ($\lesssim 10^{-2}$ Torr) nicht mehr anwendbar, da in diesem Fall die freien Weglängen der Elektronen vergleichbar mit den transversalen Rohrdimensionen werden. Bei Wasserstoff und Deuterium werden die Messungen durch stehende Streifen beeinträchtigt. Helium bei einem Druck von $3 \cdot 10^{-2}$ Torr, das für die meisten Abbildungen als Beispiel

verwendet wurde, stellt also hinsichtlich obiger Forderungen schon das Optimum dar. Demnach bleibt nur noch die Möglichkeit, B_c zu erhöhen, d.h. die Entladung stabiler gegen eine helicale Störung zu machen.

Verschiedene Wege sind schon zur Stabilisierung der zylindersymmetrischen positiven Säule gegangen worden: MINAMI et al. [44] versuchten durch Kurzschluß des azimuthalen elektrischen Feldes \vec{E}_ϕ am Rande der Entladung mit Hilfe von leitenden Ringen das Plasma zu stabilisieren. Ein ähnliches Verfahren wurde auch schon an AMBIPOL I ausprobiert: Wir hatten versucht, durch Vorgabe eines quasihelicalen elektrischen Feldes am Rand, dessen Windungssinn der entstehenden instabilen Helix entgegengesetzt war, B_c zu erhöhen. Durch Herabsetzen von E_z mit Hilfe einer eingekoppelten HF-Leistung hatte WÖHLER [9] die K-Instabilität unterdrückt, eine Methode, die auch in [31] angewandt und beschrieben ist. ADATI et al. [22] hatten durch kontrollierte Veränderung des Ladungsträgerdichteprofiles eine Stabilisation der positiven Säule erreicht; dieser Effekt ist wahrscheinlich auch für die in [14] gefundene Stabilisation verantwortlich.

Die beschriebenen Methoden haben als Nachteile, daß sie entweder nicht sehr wirksam sind (Kurzschluß von \vec{E}_ϕ) oder die Struktur der Entladung so verändern, daß die Theorie der positiven Säule nur noch bedingt anwendbar ist (Einkopplung von HF, Veränderung des Dichteprofiles). Mit unserer Apparatur AMBIPOL III ließ sich jedoch ein sehr einfaches Verfahren zur Unterdrückung der K-Instabilität anwenden, das die Struktur der positiven Säule praktisch nicht verändert und außerdem eine Erhöhung von B_c um mehr als eine Größenordnung gestattet.

In der qualitativen Erklärung der K-Instabilität (vgl. 1.2. Punkt 3) haben wir gesehen, daß der Windungssinn der instabilen Helix davon abhängt, ob der Entladungsstrom \vec{j}_z parallel oder antiparallel zum Magnetfeld \vec{B} ist. Wechseln wir nun die Richtung des Stromes schneller, als es der An-

wachsrate der helicalen Instabilität entspricht, so kann die Instabilität nicht entstehen. Wir haben deshalb den Wechselfeldgenerator mit Frequenzen bis zu 100 kHz betrieben.

Als Beispiel zeigt Abb. 21. die $V_{||}(B)$ -Kurven für Helium ($3 \cdot 10^{-2}$ Torr) bei einer Generatorfrequenz von 100 kHz. In diesem Fall tritt die K-Instabilität in dem Bereich der verwendeten Magnetfeldstärken nicht mehr auf. Das in der Abbildung enthaltene Oszillogramm von $V_{||\text{O}}(t)$ läßt erkennen, daß die Umschaltzeit noch genügend weit unter der halben Periodendauer liegt, so daß ein relativer Ver-

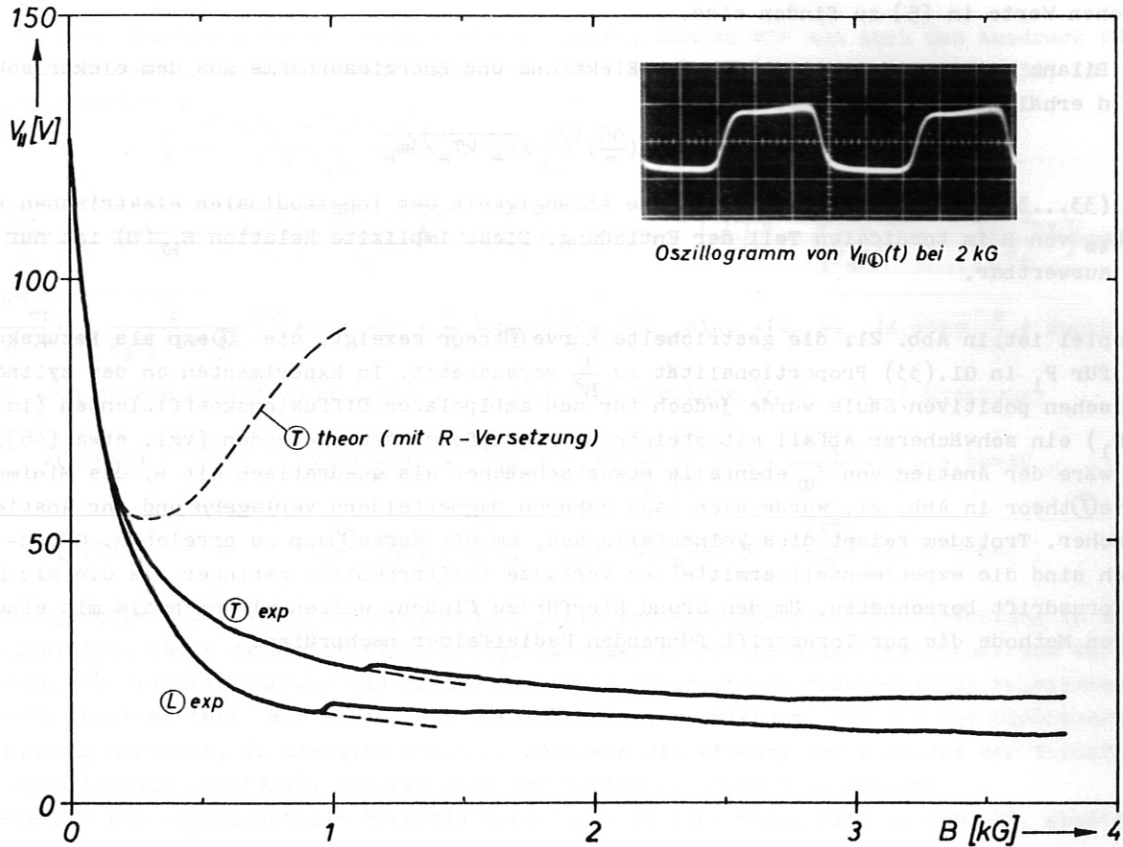


Abb. 21. Aufzeichnung der longitudinalen elektrischen Feldstärken ($\sim V_{||}$) in Abhängigkeit von B (HF) (He, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Torr, $|J| = 0,6$ A, $f = 100$ kHz)

gleich zwischen $V_{||\text{O}}$ und $V_{||\text{O}}$ unter der Voraussetzung der Quasistationarität legitim ist. Für einen quantitativen Vergleich dieser Kurven mit Gl.(33) benötigen wir den Zusammenhang zwischen der Ionisationsrate ξ und der longitudinalen elektrischen Feldstärke $E_{||}$.

Mit der Annahme Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen läßt sich für eine bestimmte Elektronentemperatur T_e die Anzahl der pro Zeiteinheit von einem Elektron gebildeten Ionenpaare nach [45] angeben:

$$\xi = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{m_e}{e} d p \left(\frac{273}{T_n} \right) \left\{ \frac{2kT_e}{m_e} \right\}^{3/2} \left\{ 1 + \frac{eV_j}{2kT_e} \right\} e^{-\frac{eV_j}{kT_e}}, \quad (34)$$

wobei d eine für jedes Gas charakteristische Konstante und V_j die Ionisationsspannung des betreffenden Gases ist.

Den Zusammenhang zwischen longitudinalem elektrischen Feld $E_{||}$ und der Elektronentemperatur T_e erhält man über den totalen mittleren Energieverlust κ_e eines Elektrons bei einem Stoß mit einem Neutralgasatom. Dieser setzt sich zusammen aus den Energieverlusten für elastische Stöße, Ionisation, Anregung und Wandverlusten.

Nach LEHNERT [5] ergibt sich hierfür:

$$\kappa_e = \frac{2m_e}{m_n} + \frac{8}{3} \left(\frac{2}{3}\right) \pi^{1/2} \lambda_e \frac{273}{T_n} p \left(d v_j \left\{ \frac{7}{4} + \frac{1}{2} \frac{eV_j}{kT_e} + \frac{3}{2} \frac{kT_e}{eV_j} \right\} e^{-\frac{eV_j}{kT_e}} + \sum_s \frac{1}{\Lambda_{s,p}} \frac{v_s}{v_{ms} - v_s} \frac{1 + \frac{eV_s}{2kT_e} \left\{ 1 + \frac{kT_e}{e(v_{ms} - v_s)} \right\}}{\left\{ 1 + \frac{kT_e}{e(v_{ms} - v_s)} \right\}^3} e^{1 - \frac{eV_s}{kT_e}} \right), \quad (35)$$

wobei die Definition der die Anregung beschreibenden Größen Λ_s , v_s und v_{ms} und die entsprechenden numerischen Werte in [5] zu finden sind.

Aus der Bilanz zwischen Energieverlust des Elektrons und Energieaufnahme aus dem elektrischen Längsfeld erhält man für $E_{||}$ (vgl. [5]):

$$b_e \cdot E_{||} = \left(\frac{96}{\pi}\right)^{1/4} \sqrt{\kappa_e \frac{kT_e}{3m_e}} \quad (36)$$

Die Gl.n.(33...36) beschreiben mit $\xi = \xi_{\odot}$ die Abhängigkeit der longitudinalen elektrischen Feldstärke $E_{||\odot}$ von B im toroidalen Teil der Entladung. Diese implizite Relation $E_{||\odot}(B)$ ist nur numerisch auswertbar.

Als Beispiel ist in Abb. 21. die gestrichelte Kurve \odot theor gezeigt, die \odot exp als Bezugskurve hat und für F_1 in Gl.(33) Proportionalität zu $\frac{1}{B^2}$ voraussetzt. In Experimenten an der zylindersymmetrischen positiven Säule wurde jedoch für den ambipolaren Diffusionskoeffizienten (im wesentlichen F_1) ein schwächerer Abfall mit steigender Magnetfeldstärke gefunden (vgl. etwa [46]). Dadurch wäre der Anstieg von ξ_{\odot} ebenfalls etwas schwächer als quadratisch mit B, das Minimum der Kurve \odot theor in Abb. 21. würde sich nach höheren Magnetfeldern verlagern und ihr Anstieg wäre flacher. Trotzdem reicht dies keinesfalls aus, um die Kurve \odot exp zu erreichen. Offensichtlich sind die experimentell ermittelten Verluste in \odot erheblich geringer als die mit Hilfe der Torusdrift berechneten. Um den Grund hierfür zu finden, wollen wir nochmals mit einer präziseren Methode die zur Torusdrift führenden Radialfelder nachprüfen.

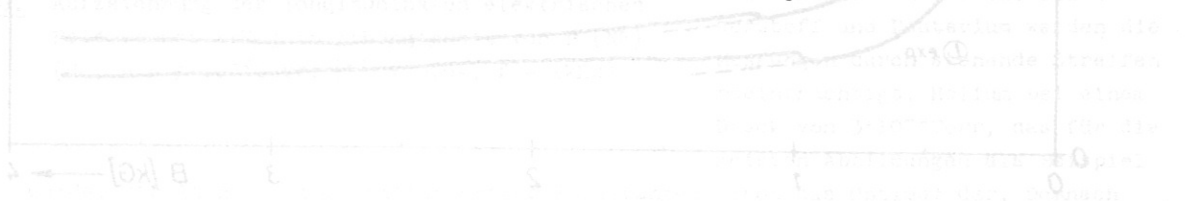


Abb. 21. Anrechnung der longitudinalen elektrischen Feldstärke ($E_{||}$) in Abhängigkeit von B (Hr. p = $3 \cdot 10^{-2}$ Torr, $I = 0,5$ A, $r = 0,5$ cm).
 Die gestrichelte Kurve \odot theor zeigt die theoretische Abhängigkeit der longitudinalen elektrischen Feldstärke $E_{||}$ von der Magnetfeldstärke B. Die durchgezogene Kurve \odot exp zeigt die experimentell ermittelte Feldstärke. Die Kurve \odot exp liegt deutlich unterhalb der Kurve \odot theor, was auf geringere Verluste in der Torusdrift hinweist. Die y-Achse ist mit $E_{||}$ [kV/cm] beschriftet, die x-Achse mit B [kG].

3.2. Transversales Potentialprofil (stabile p.S., Wechselstrom)

Die experimentelle Bestimmung der elektrischen Felder in R- und Z-Richtung kann in AMBIPOL III im Wechselstrombetrieb genauer erfolgen als im Gleichstrombetrieb, da durch die wechselnde Stromrichtung die verfälschende Wirkung des longitudinalen elektrischen Feldes (vgl. 2.1.) genau ausgemittelt wird. Außerdem ist es möglich, die transversalen Potentialprofile bei höheren Magnetfeldstärken zu messen, ohne daß die K-Instabilität entsteht, die die Ausbildung der Transversalfelder möglicherweise stört.

Da wir in 2.2. die Dichteversetzungen berechnet haben, können wir nun auch den Ausdruck für die gesamte elektrische Potentialverteilung angeben. Wir erhalten, wenn wir (31) und (32) in (18) bzw. (19) einsetzen:

$$\begin{aligned}
 V(r, \varphi) = & - \frac{k}{e} \frac{T_1 y_1 y_e - T_e (1+y_1^2)}{1 + y_1 y_e} \ln[J_0(\frac{r}{\lambda_0})] \\
 & - \frac{k}{e} \left[\frac{T_1}{T_e} y_1 y_e - (1+y_1^2) \right] \left\{ \left[\frac{T_e (y_1^2 y_e^2 - \frac{3}{2} y_1 y_e - \frac{1}{2})}{(1 + y_1 y_e)^2} + (Q_{1z} + Q_{ez}) \right] \sin \varphi - \left[\frac{T_1 y_1 y_e^2 - 2 T_e y_1^2 y_e - T_e y_1}{(1 + y_1 y_e)^2} - \frac{Q_{1z} + Q_{ez}}{y_e} \right] \cos \varphi \right\} \frac{r}{A} \\
 & - \frac{2kT_e}{e} \left[1 + \frac{1}{y_1 y_e (1+y_1^2)} \right]^{-2} \left[\sin \varphi - (y_1 + \frac{1}{y_e}) \cos \varphi \right] \frac{r}{A} - \frac{1}{e} [Q_{ez} \sin \varphi - (Q_{1z} + Q_{ez}) y_1 \cos \varphi] \frac{r}{A} + \text{const} \quad (37)
 \end{aligned}$$

und für noch höhere Magnetfeldstärken als Potentialverteilung in Z- bzw. R-Richtung:

$$V(Z, R=A) = V_0 + \frac{k}{e} \left[T_1 - \frac{T_e}{y_e} (\frac{1}{y_1} + y_1) \right] \frac{T_1}{T_e} \frac{b_e^2}{b_1} \frac{Z}{A} B + \frac{2kT_e b_1}{e} \frac{Z}{A} B + \text{const}, \quad (38)$$

($y_1 y_e \gg 1$)

$$V(R, Z=0) = V_0 - \frac{k}{e} \left[T_1 - \frac{T_e}{y_e} (\frac{1}{y_1} + y_1) \right] b_1 b_e \frac{R-A}{A} B^2 - \frac{2kT_e}{e} \frac{R-A}{A} + \text{const}, \quad (39)$$

wobei das jeweils erste Glied in (37...39), V_0 , die symmetrische Potentialverteilung in der linearen positiven Säule darstellt (vgl. [33]). Das jeweils zweite Glied resultiert aus der Dichteversetzung des Plasmas, während das dritte die schon besprochenen transversalen Feldstärken der Torusdrift repräsentiert. Wir sehen, daß die Potentialverschiebung, die von der Dichteversetzung in Z-Richtung herrührt, in dieselbe Richtung geht wie die Wirkung des Z-Feldes der Torusdrift; dieses wird demnach verstärkt, wodurch sich der Faktor 2...3 in 2.1. erklärt.

Beispiele für die experimentelle Potentialverteilung in Z-Richtung sind in Abb. 22. gezeigt. Die

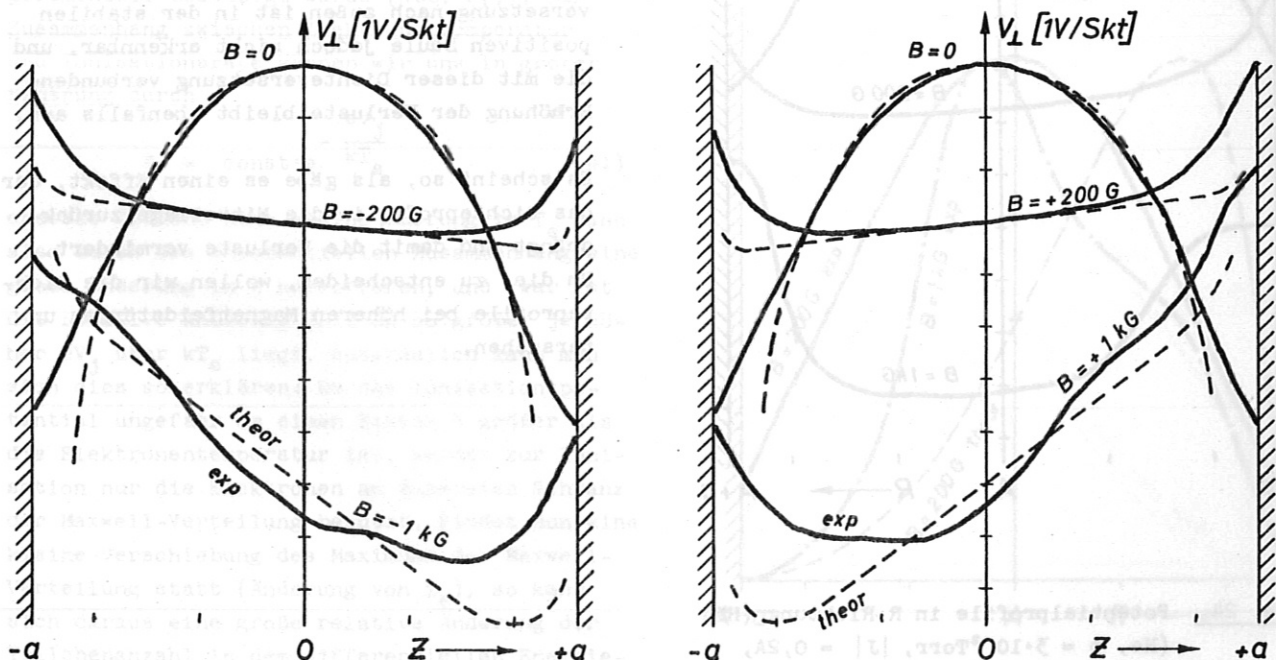


Abb. 22. Potentialprofile in Z-Richtung (Wechselstrombetrieb, HF)
 (He, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Torr, $|J| = 0,2$ A, $f = 100$ kHz)

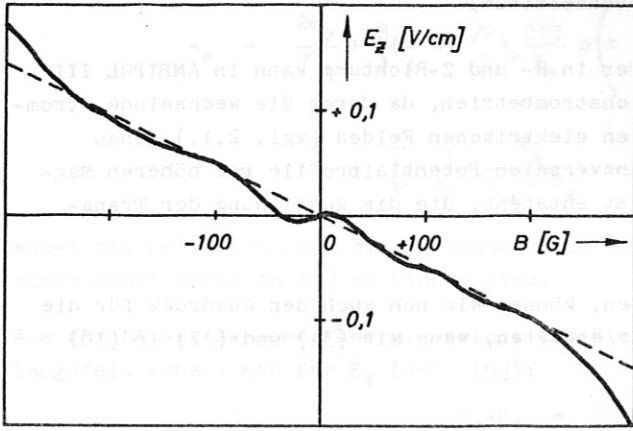


Abb. 23. Aufzeichnung der transversalen elektrischen Feldstärke E_z in Abhängigkeit von B (HF)
(He, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Torr, $|J| = 0,2A$,
 $f = 100kHz$)

gestrichelten theoretischen Kurven zeigen, daß die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment - zumindest in nicht zu großer Wandnähe - sehr gut ist. Auch liegen die Kurven, wie (37) verlangt, bei Umpolung von B antisymmetrisch.

Wir können E_z als Funktion von B direkt aufnehmen, wenn wir die Spannung an zwei gegenüberliegenden Sonden in Abhängigkeit vom Magnetfeld registrieren (vgl. Abb. 17. (E_R)). In den auf diese Art erhaltenen Kurven (vgl. Abb. 23.) können wir sogar die subtilere Abhängigkeit $E_z(B)$, nämlich die Umkehr von E_z für kleine Magnetfeldstärken, die von (37) aber auch schon von (14) gefordert wird, qualitativ richtig erkennen. Auch die experimentelle Überprüfung der Druckabhängigkeit von E_z läßt den Schluß zu, daß das Verhalten des elektrischen Feldes in Z -Richtung durch unsere Theorie gut erfaßt wird.

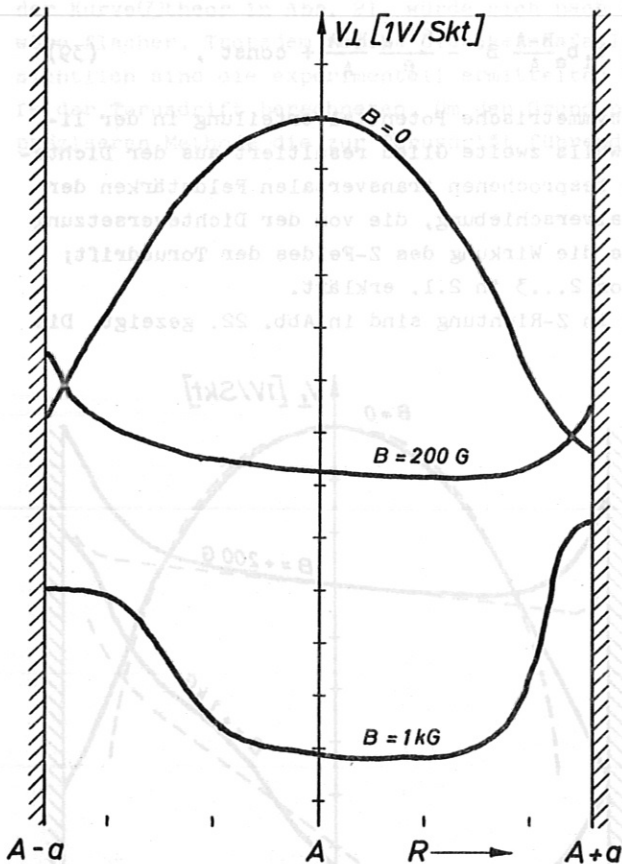


Abb. 24. Potentialprofile in R -Richtung (HF)
(He, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Torr, $|J| = 0,2A$,
 $f = 100kHz$)

Anders ist es jedoch bei E_R (Abb. 24.). Hier stellt sich nur dann näherungsweise Übereinstimmung zwischen Experiment und den berechneten Kurven ein, wenn wir in Gl.(19) für den Dichtegradienten nicht das berechnete, sondern ein symmetrisches Profil ohne Verlagerung in R -Richtung einsetzen.

Das elektrische Transversalfeld, das die Torusdrift erzeugt, ist demnach vorhanden, die aus der Torusdrift resultierende Dichteversetzung nach außen ist in der stabilen positiven Säule jedoch nicht erkennbar, und die mit dieser Dichteversetzung verbundene Erhöhung der Verluste bleibt ebenfalls aus.

Es scheint so, als gäbe es einen Effekt, der das Dichteprofil in die Mittellage zurückdrängt und damit die Verluste vermindert. Um dies zu entscheiden, wollen wir die Dichteprofile bei höheren Magnetfeldstärken untersuchen.

3.3. Transversales Ladungsträgerdichteprofil (stabile p.S., Wechselstrom)

Durch Messung der Dichteprofile im Wechselstrombetrieb bei hohen Frequenzen können wir die Dichteversetzungen bei sehr viel höheren Magnetfeldstärken als im Gleichstrombetrieb bestimmen, ohne daß die Entladung K-instabil wird.

Abb. 25. zeigt deutlich die gemäß der Theorie vom Vorzeichen von B abhängige Versetzung in Z-Richtung.

In Abb. 26. erkennt man dagegen, daß bezüglich R das Dichteprofil im Gegensatz zur Theorie bei 200 G noch ungefähr symmetrisch ist und selbst bei hohen Magnetfeldstärken (1 kG) zwar der Schwerpunkt des Profils etwas in R-Richtung wandert, das Dichtemaximum jedoch immer noch links von R=A bleibt. Dadurch fallen die auf Grund der R-Versetzung mit B^2 ansteigenden Verluste in $\textcircled{7}$ weg, und es treten nur die mit der Z-Versetzung verbundenen, für höhere Magnetfeldstärken konstanten Verluste auf, wie in Abb. 21. zu sehen ist.

Unsere Erklärung für das Ausbleiben der R-Versetzung ist die folgende:

Infolge der Krümmung der Entladung in $\textcircled{7}$ ist die longitudinale elektrische Feldstärke an der Innenseite des Torus etwas größer als an der Außenseite; sie fällt wie B mit $1/R$ ab. Daraus resultiert innen eine etwas höhere Elektronentemperatur als außen, was auch experimentell bestätigt wurde (Abb. 27.). Den Zusammenhang zwischen Elektronentemperatur und Ionisationsrate können wir uns in grober Näherung durch

$$\xi = \text{const} \cdot e^{-\frac{eV_j}{kT_e}} \quad (41)$$

ersetzt denken. Eine kleine Änderung in T_e kann also durch den exponentiellen Zusammenhang eine große Änderung in ξ hervorrufen, und zwar ist die relative Änderung in ξ um so größer je höher eV_j über kT_e liegt. Anschaulich kann man sich dies so erklären: Da das Ionisationspotential ungefähr um einen Faktor 5 größer als die Elektronentemperatur ist, werden zur Ionisation nur die Elektronen am äußersten Schwanz der Maxwell-Verteilung benutzt. Findet nun eine kleine Verschiebung des Maximums der Maxwell-Verteilung statt (Änderung von T_e), so kann sich daraus eine große relative Änderung der Teilchenanzahl in dem differentiellen Energieintervall am Punkte V_j ergeben.

Setzt man $T_e(R)$ in (41) ein, so bekommt man für $\xi_{\textcircled{7}}$ eine R-Abhängigkeit von der Form:

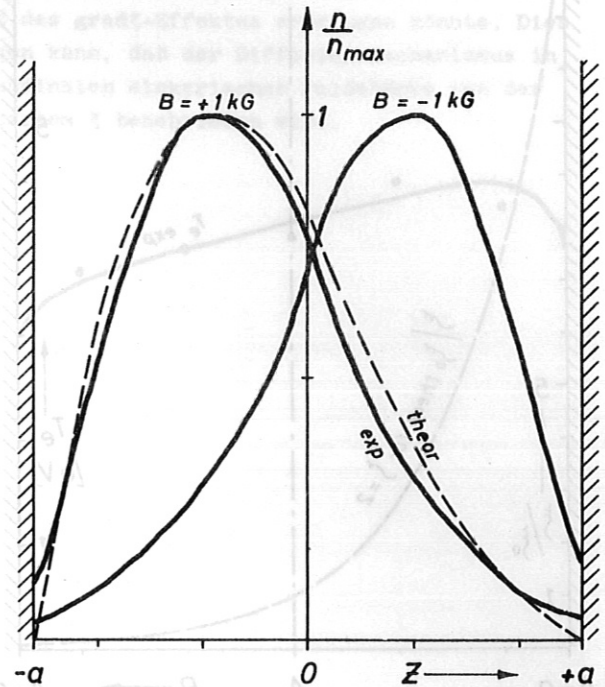


Abb. 25. Dichteprofile in Z-Richtung (Wechselstrombetrieb, HF) (He, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Torr, $|J| = 0,5 \text{ A}$, $f = 100 \text{ kHz}$)

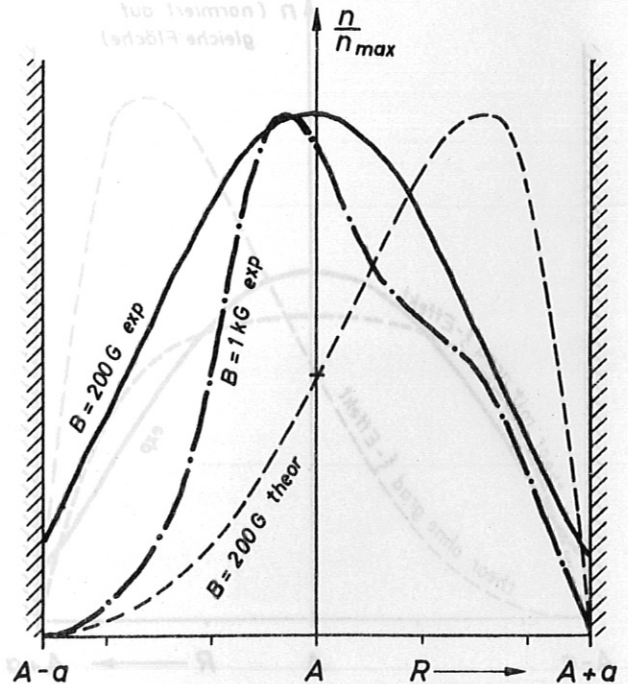


Abb. 26. Dichteprofile in R-Richtung (HF) (He, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Torr, $|J| = 0,5 \text{ A}$, $f = 100 \text{ kHz}$)

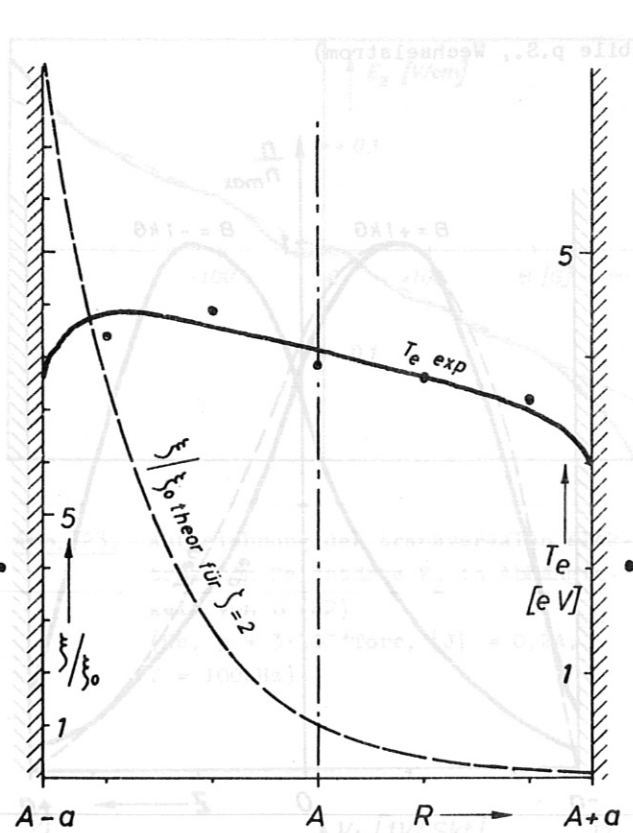


Abb. 27. Gemessenes Temperaturprofil (He, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Torr, $J = 0,5A$) und Profil der Ionisationsrate für $\zeta = 2$

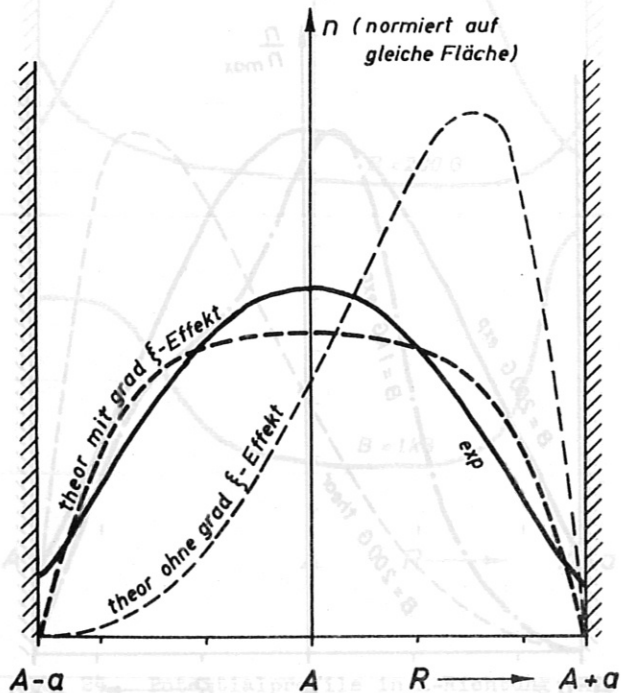


Abb. 28. Wirkung des grad ξ -Effektes auf das Dichteprofil in R-Richtung (He, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Torr, $B = 200G$, $\zeta = 2$)

$$\xi_{\ominus} \approx \xi_{\ominus 0} e^{-\zeta \frac{(R-A)}{A}}, \quad (42)$$

wobei $\zeta \sim eV_j/kT_{e0}$ ist (die mit 0 indizierten Größen gelten auf der Entladungssache).

Wir erhalten also eine große relative Änderung von ξ_{\ominus} beim Übergang von A-a nach A+a nach der in Abb. 27. für $\zeta=2$ skizzierten Form. Die hohe Ionisationsrate versucht das Dichteprofil nach der Innenseite des Torus zu verlagern. Für $B=0$ wird dies durch die symmetrisierende Wirkung der Diffusion fast völlig rückgängig gemacht. Für größere Magnetfeldstärken ist die Diffusion jedoch nicht mehr so stark und der grad ξ -Effekt kann sich auswirken. Als weiteres wesentliches Moment kommt hinzu, daß mit steigender Magnetfeldstärke die Elektronentemperatur sinkt, die wiederum über den Faktor ζ im Exponenten in (42) den Gradienten von ξ erhöht. Für einen bestimmten Bereich von Plasma-Parametern kann also die Wirkung der Torusdrift, die das Dichteprofil mit steigender Magnetfeldstärke in R-Richtung zu treiben versucht (Gl.(31)), durch den grad ξ -Effekt gerade kompensiert werden.

Um diese Plausibilitätsbetrachtung etwas quantitativer zu fassen, haben wir Gl. (22) in einer Dimension (R-Richtung) unter Benutzung der neuen R-abhängigen Ionisationsrate (42) noch einmal gerechnet:

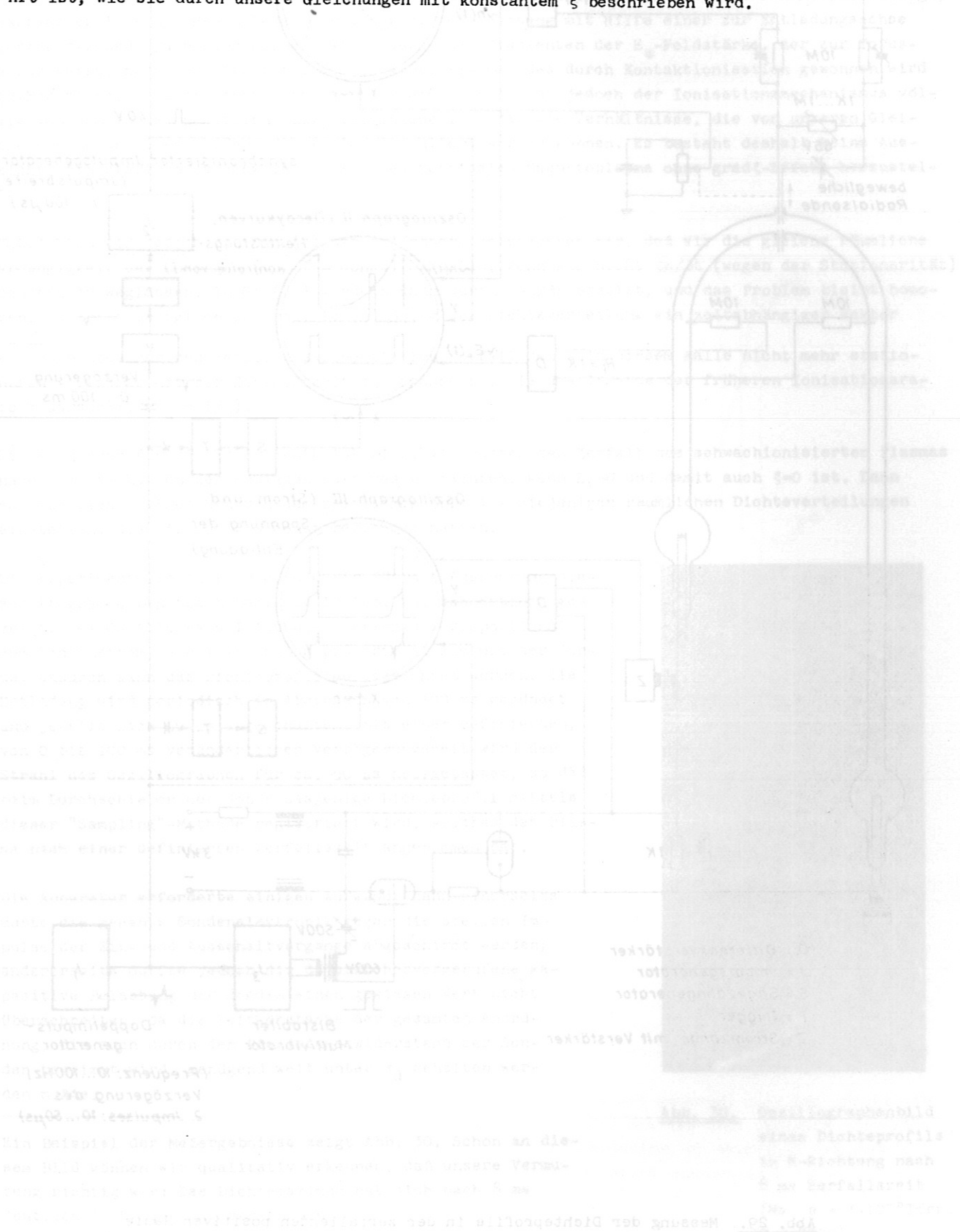
$$F_1 \frac{\partial^2 n}{\partial R^2} + F_2 \frac{\partial n}{\partial R} + \xi_{\ominus 0} e^{-\zeta \frac{(R-A)}{A}} n = 0. \quad (43)$$

Ein Beispiel der numerisch erhaltenen Lösungen von (43) ist in Abb. 28. gezeigt.

Wir sehen, daß das berechnete Profil etwas breiter ist als das experimentell bestimmte. Da wir jedoch in (43) nur das ebene Problem betrachtet haben - wir erhalten in diesem Fall für $\zeta=0$ und $B=0$ die breitere cos-Verteilung statt der richtigen Besselschen Funktion - und da Gl.(42) nur näherungsweise gilt, ist diese Abweichung nicht verwunderlich. Im übrigen stimmt sie mit der experimentellen Kurve weitaus besser überein als die ebenfalls eingezeichnete - Verteilung, die ohne Berücksichtigung des grad ξ -Effektes berechnet wurde.

Wir haben damit den Beweis erbracht, daß der gefundene grad ξ -Effekt eine hinreichende Erklärung für die symmetrische Form des Dichteprofiles in R-Richtung und die geringen Verluste in $\textcircled{7}$ liefert.

In vielen Fällen ist man damit zufrieden, wenn man auf diese Weise die Konsistenz zwischen theoretischer Vorstellung und experimentellem Befund gezeigt hat. Grundsätzlich andere Erklärungs-möglichkeiten sind damit jedoch nicht ausgeschlossen. Es wäre deshalb günstig, wenn man außerdem noch einen Beweis für die notwendige Gültigkeit des grad ξ -Effektes erbringen könnte. Dies ist jedoch nur möglich, wenn man experimentell zeigen kann, daß der Diffusionsmechanismus in einem toroidalen Plasma ohne Gradient in der longitudinalen elektrischen Feldstärke von der Art ist, wie sie durch unsere Gleichungen mit konstantem ξ beschrieben wird.



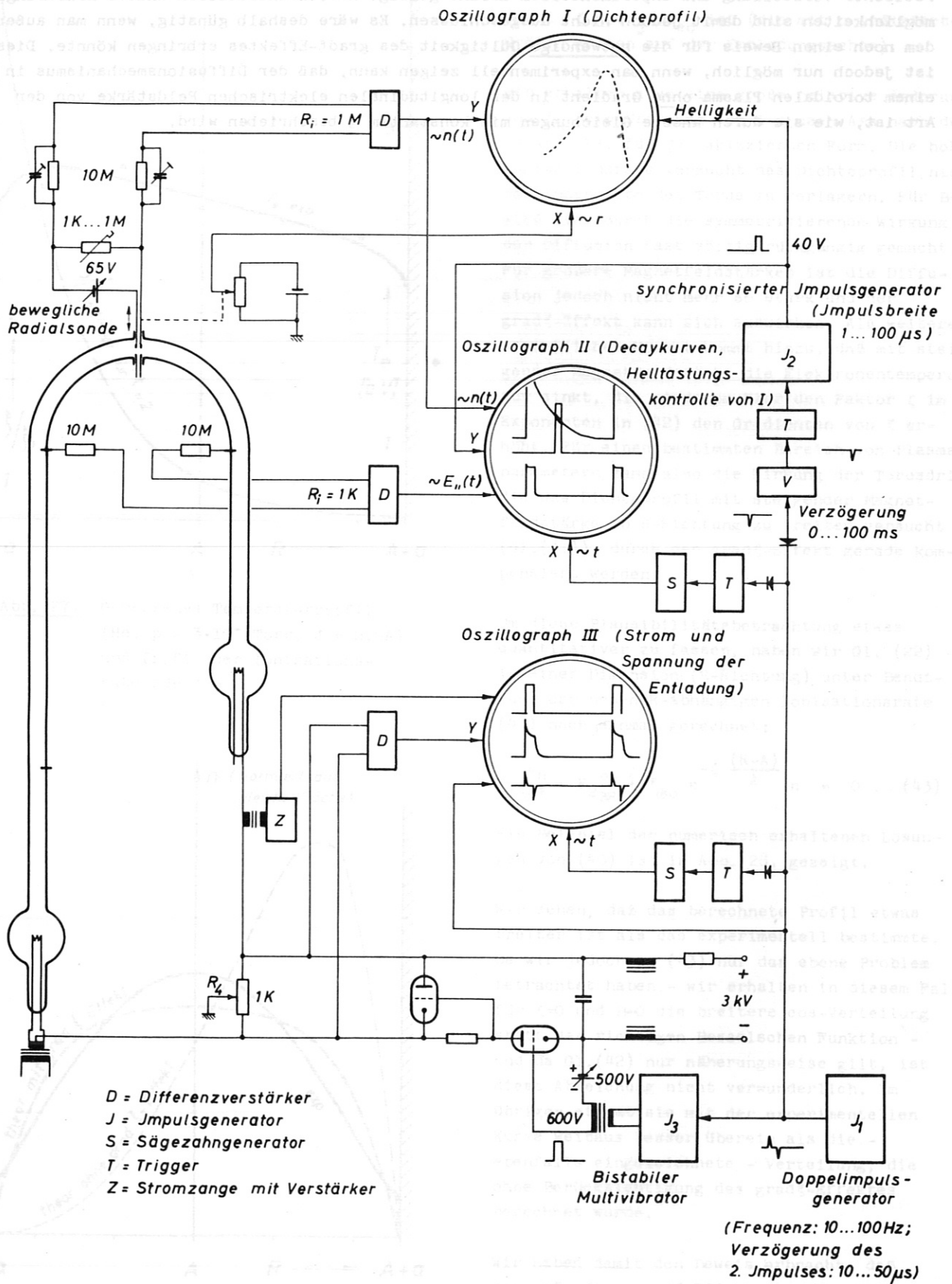


Abb. 29. Messung der Dichteprofile in der zerfallenden positiven Säule

4. DIE ZERFALLENDE POSITIVE SÄULE

4.1. Transversales Ladungsträgerdichteprofil

Alle stationären toroidalen Gleichstrom- und Wechselstrom-Niederdruckentladungen mit oder ohne Elektroden besitzen - wie man leicht einsieht - den $\text{grad}\xi$ -Effekt. Bei einer elektrodenlosen Ringentladung etwa wird er durch die nach außen abfallende induzierte elektrische Feldstärke erzeugt, während er in einer HF-Entladung, bei der die HF-Leistung mit Hilfe einer zur Entladungsachse konzentrischen Spule eingekoppelt wird, durch den Gradienten der E_{φ} -Feldstärke, der zur Torusachse weist, hervorgerufen wird. Nur in einem Plasma, das durch Kontaktionisation gewonnen wird (Q-Maschine), wäre er nicht vorhanden. In diesem Fall ist jedoch der Ionisationsmechanismus völlig von dem in der positiven Säule verschieden, so daß die Verhältnisse, die von unseren Gleichungen beschrieben werden, damit nicht simuliert werden können. Es besteht deshalb keine Aussicht, ein stationäres schwach ionisiertes toroidales Magnetoplasma ohne $\text{grad}\xi$ -Effekt herzustellen.

Betrachten wir jedoch die Gln.(7) und (8) näher, so erkennen wir, daß wir die gleiche räumliche Abhängigkeit der Lösungen (für $\xi = \text{const}$) erhalten, wenn wir nicht $\partial n/\partial t$ (wegen der Stationarität) sondern ξn weglassen. In Gl.(22) wird ξn dann durch $-\lambda n/\partial t$ ersetzt, und das Problem bleibt homogen. Es tritt lediglich zur räumlichen Lösung der Dichteverteilung ein zeitabhängiger Faktor e^{-t/τ_d} hinzu, der den zeitlich exponentiellen Zerfall des - in diesem Falle nicht mehr stationären - Plasmas mit der Zerfallszeit τ_d beschreibt, die das Inverse der früheren Ionisationsrate ξ darstellt ($\tau_d = 1/\xi$).

Die Folgerung für die Experimente ist klar: Wir müssen den Zerfall des schwachionisierten Plasmas nach dem Abschalten des Entladungsstromes betrachten, wenn $E_{||} = 0$ und damit auch $\xi = 0$ ist. Dann sollten sich - abgesehen von dem zeitlichen Abfall - diejenigen räumlichen Dichteverteilungen einstellen, die wir für $\xi = \text{const}$ berechnet hatten.

Die experimentelle Anordnung, die wir für die Ausführung dieses Programms benutzt haben, ist in Abb. 29. schematisch gezeigt. Bei Oszillograph I ist die Y-Ablenkung proportional zum Sondenstrom, die X-Ablenkung proportional zum Ort der Sonde, dadurch kann das Dichteprofil aufgezeichnet werden. Die Entladung wird periodisch in Abständen von 100 ms gezündet und jeweils nach 50 μs abgeschaltet. Mit einer definierten, von 0 bis 100 ms veränderlichen Verzögerungszeit wird der Strahl des Oszillographen für ca. 50 μs hellgetastet, so daß beim Durchschieben der Sonde dasjenige Dichteprofil mittels dieser "Sampling"-Methode registriert wird, welches das Plasma nach einer definierten Zerfallszeit angenommen hat.

Die Apparatur erforderte einigen Aufwand; denn einerseits mußte die gesamte Sondenelektronik gegen die steilen Impulse der Ein- und Ausschaltvorgänge abgeschirmt werden; andererseits durfte jedoch die dadurch hervorgerufene kapazitive Belastung der Sonden einen gewissen Wert nicht überschreiten, da die Zeitkonstante der gesamten Anordnung, die auch durch den Plasmainnenwiderstand der Sonden bestimmt wird, genügend weit unter τ_d gehalten werden mußte.

Ein Beispiel der Meßergebnisse zeigt Abb. 30. Schon an diesem Bild können wir qualitativ erkennen, daß unsere Vermutung richtig war: Das Dichtemaximum hat sich nach 8 ms deutlich in R-Richtung verschoben.

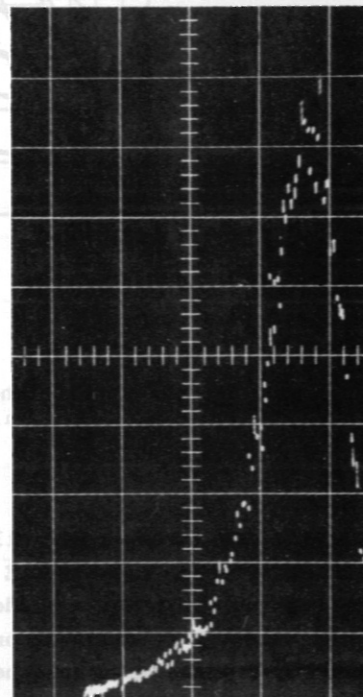


Abb. 30. Oszillographenbild eines Dichteprofiles in R-Richtung nach 8 ms Zerfallszeit (He, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Torr, $B = 800\text{G}$)

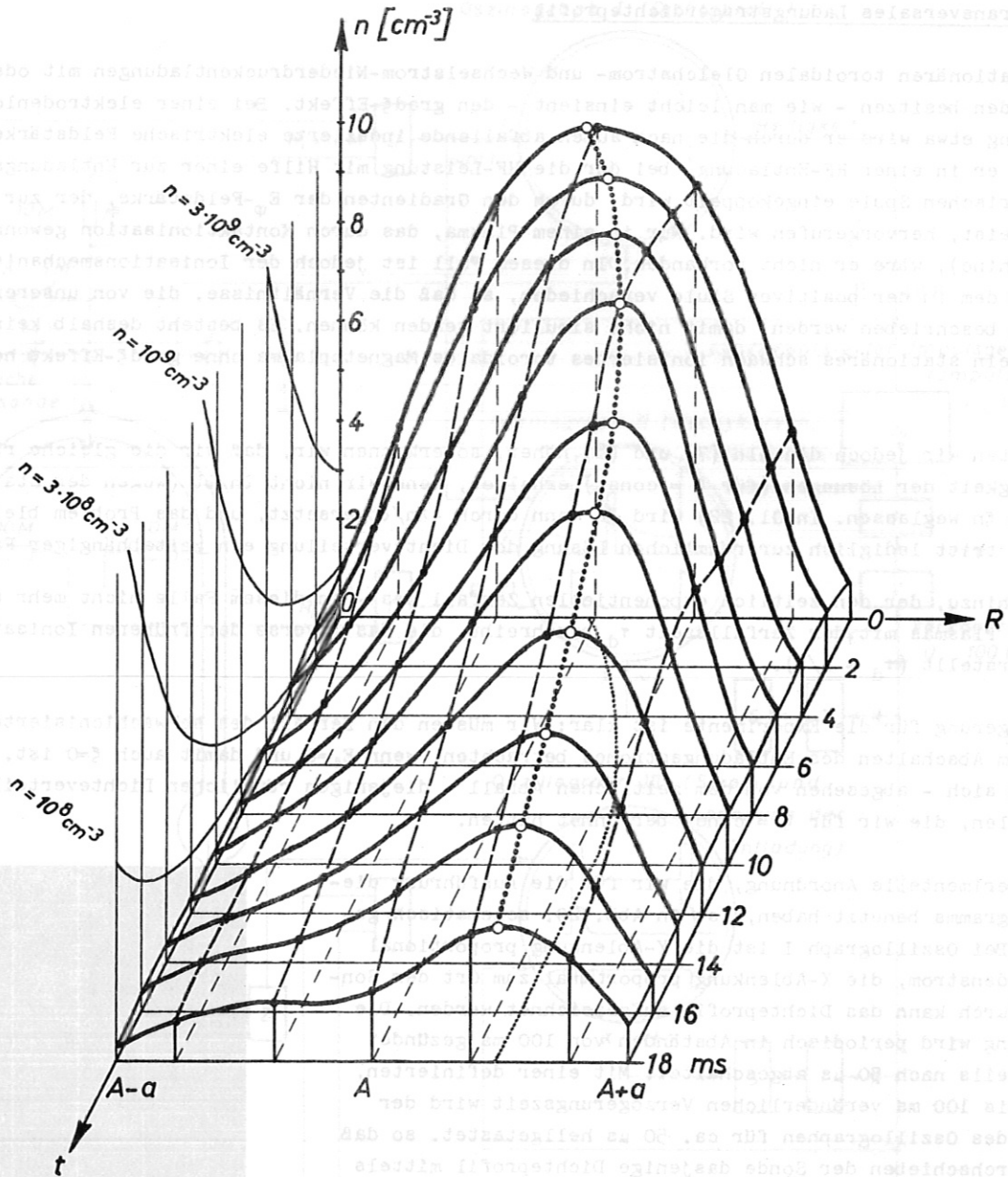


Abb. 31. Raum-zeitlicher Verlauf des Dichteprofiles im zerfallenden Plasma (R-Richtung) (He, $p = 10^{-1}$ Torr, $B = 600$ G)

Ein Bild des gesamten Zerfallsverhaltens ist in Abb. 31. gegeben. Wir haben dabei aus dem Zusammenhang zwischen n, t, R und Z mit $Z=0$ ein dreidimensionales Bild herausprojiziert und in zweidimensionaler Perspektive wiedergegeben. Zu beachten ist, daß wir zur besseren Darstellung den Dichte-Maßstab zeitlich exponentiell anwachsen ließen; die Zerfallskurven erscheinen dadurch über der t -Achse mit schwächerem Abfall.

Wir sehen, daß eine Bewegung des Dichtemaximums in R -Richtung stattfindet, bis ein Punkt (asymptotisch) erreicht ist, der dem Ort des Maximums in Gl.(31) entspricht; dann ist nur noch ein Absinken der Amplitude zu beobachten. Dies ist der Beweis dafür, daß nur die Anwesenheit des longitudinalen elektrischen Feldes mit seinem transversalen Gradienten für die Symmetrisierung des Dichteprofiles verantwortlich ist.

Durch die konvektive Bewegung des Dichtemaximums zur Außenseite des Torus kann es sogar geschehen, daß bei Aufnahme einer einzelnen Zerfallskurve an einem bestimmten Punkt die Dichte nach einem anfänglichen Abfall wieder ansteigt, um dann erneut abzusinken, wie es in Abb. 32. gezeigt ist.

Die Tatsache, daß der anfängliche Abfall verschieden von dem späteren sein kann, führt uns zu der Frage nach den Ladungsträgerverlusten im zerfallenden toroidalen Plasma.

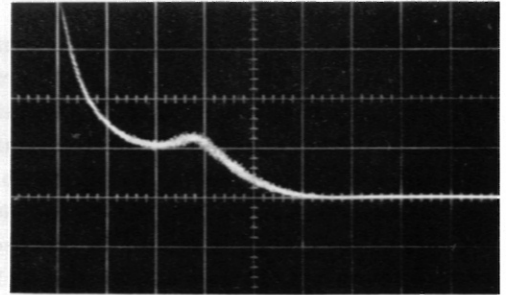


Abb. 32. Beispiel eines nicht-monotonen Dichteabfalls
(Abszisse: 5ms/Skt.,
Sondenort: $R = A + 1,6\text{cm}$,
 Ar , $p = 3 \cdot 10^{-2}\text{Torr}$,
 $B = 500\text{G}$)

[Faint, illegible text from the reverse side of the page, likely bleed-through from the next page.]

4.2. Ladungsträgerverluste (zerfallende p.S.)

Repräsentativ für die Verluste im zerfallenden Plasma ist das Reziproke der Zerfallszeit $1/\tau_d$. Tragen wir die Höhe des jeweiligen Maximums der Profile in Abb. 31. in logarithmischem Maßstab über der Zeit auf (Abb. 33.), so weisen die beiden verschiedenen Neigungen der Kurve deutlich auf zwei verschiedene Zerfallszeiten hin: Am Anfang sind die Verluste geringer auf Grund des symmetrischen Dichteprofiles, um bei Erreichung der asymmetrischen Endlage des Profils in die durch τ_{d2} bestimmten Verluste überzugehen.

Damit sind wir in der Lage, unser Ergebnis mit einer anderen Arbeit zu vergleichen. GOLANT et al. [26] haben nicht die Dichteverteilung, sondern den Abfall der über den Querschnitt integrierten Dichte eines toroidalen Plasmas mit einer Mikrowellenmethode untersucht. Auch sie beobachteten zwei verschiedene Zerfallszeiten. Allerdings sind die Gründe für den anfänglichen schwächeren Abfall nicht nur in "nonlinear processes for the removal of charged particles" [26] zu suchen, sondern - wie wir gezeigt haben - vor allem in der Symmetrisierung des Dichteprofiles durch den grad ξ -Effekt.

Bei allen unseren Messungen fiel auf, daß die experimentell erhaltenen Zerfallszeiten τ_{d2} kürzer sind als die theoretisch erwarteten ($1/\xi_\phi$). Dies wurde auch in [26] festgestellt. Die - nicht bekannten - Gründe hierfür sind wahrscheinlich auch dafür verantwortlich, daß der ambipolare Diffusionskoeffizient etwas schwächer als mit $1/B^2$ geht (vgl. [46]).

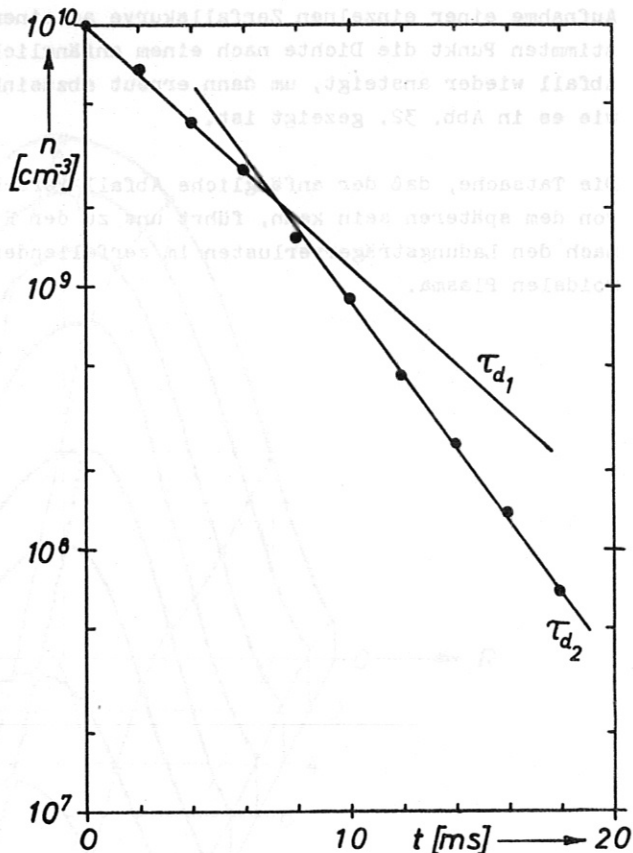


Abb. 33. Zerfallskurve des Dichtemaximums aus Abb. 31. in logarithmischem Maßstab

Die bisherigen Betrachtungen haben sich im wesentlichen - auch beim zerfallenden Plasma - auf den Bereich konzentriert, in dem die positive Säule nicht Objekt einer Plasmainstabilität ist. Erst nachdem die Verhältnisse in diesem Bereich genau untersucht worden sind, ist es sinnvoll, die Frage nach dem Einfluß der toroidalen Krümmung auf die instabile positive Säule zu stellen. Wir wollen diese Frage im folgenden jedoch nur in einigen repräsentativen Beispielen beantworten, da eine ausführliche Behandlung den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde.

5. DIE INSTABILE POSITIVE SÄULE

5.1. Kritische magnetische Feldstärke

In [12] wird ein subtiles Bild der helicalen Störung im zylindersymmetrischen Fall gebracht; die treibende Kraft der Instabilität - so wird bewiesen - ist nicht der Entladungsstrom, wie in unserem vereinfachten Bild in 1.2.(Punkt 3) angenommen wurde, sondern die longitudinale elektrische Feldstärke, die die verlustbringenden E_phi-Feldstärken erzeugt. Zur Herleitung dieses Bildes werden die Driften in der helicalen Störung im einzelnen untersucht, die die Störung anwachsen lassen (Gl.(6) in [12]). Berücksichtigen wir in diesem Ausdruck noch die Torusdrift mit w_R, so erhalten wir folgende Bedingung für das Anwachsen der Störung im toroidalen Teil der Entladung:

< - E_phi / B_z * dn/dr > > < - d/dz (D_e dn') - v_perp (D_e / (1+y_e^2) * v_perp n') - 1/r * d/dr (r n' * b_e / (1+y_e^2) * E_ro) - xi_0 n' - v_perp (n' * w_R) >, (40)

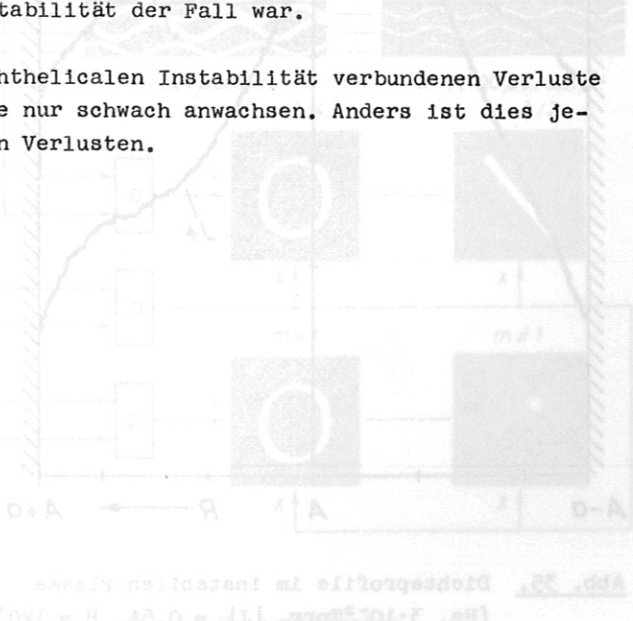
wobei Störungsgrößen mit einem Strich versehen sind, während ungestörte Größen den Index o tragen (die Mittelung erstreckt sich über den Winkelhalbraum, in dem sich die Helix befindet).

Bei Berechnung der kritischen magnetischen Feldstärke mittels Gl.(40) erhalten wir ein B_c0, das etwas über B_c0 liegt, wie größenordnungsmäßig richtig im Experiment beobachtet wird (Abb. 20.). Beim quantitativen Vergleich ist noch zu berücksichtigen, daß das höhere E_parallel in (7) die Plasma-säule wieder etwas instabiler macht; dieser Effekt kompensiert teilweise die stabilisierende Wirkung der Torusdrift. Den experimentellen Beweis dafür können wir aus dem Verhalten einer nichthelicalen Instabilität entnehmen.

Bei hohen Magnetfeldstärken (ca. 1 kG) konnten wir nämlich auch im Wechselstrombetrieb bei hohen Frequenzen (100 kHz) eine schwache Instabilität feststellen, deren Fluktuationsfrequenzen bei 5kHz, also weit unterhalb der Betriebsfrequenz lagen. Diese schwache Instabilität läßt sich qualitativ mit einer Theorie von der Art, wie sie MORSE [47] gebracht hat, beschreiben. MORSE nimmt im zylindersymmetrischen Fall flute-ähnliche Störungen an, die sich in phi-Richtung bewegen und von den transversalen elektrischen Feldern getrieben werden. Da diese Störungen keine Abhängigkeit von der z-Koordinate haben und demnach durch keinen Schraubensinn ausgezeichnet sind, kann man sie auf HF-Entladungen, in denen anomale Verluste beobachtet werden (vgl. [48] oder [49]), und allgemein auch auf Wechselfeldentladungen vom Typ AMBIPOL III anwenden.

Da die Betriebsfrequenz über der Anstiegsrate der K-Instabilität lag, ist die beobachtete Instabilität mit Sicherheit nicht helical; d.h. die longitudinale elektrische Feldstärke kann die stabilisierende Wirkung der Torusdrift nicht kompensieren. Und in der Tat beobachten wir in Abb. 21., daß die kritischen magnetischen Feldstärken für das Einsetzen dieser Instabilität viel weiter auseinander liegen, als dies für K-Instabilität der Fall war.

Deutlich erkennt man auch, daß die mit dieser nichthelicalen Instabilität verbundenen Verluste nur klein sind und mit steigender Magnetfeldstärke nur schwach anwachsen. Anders ist dies jedoch bei den aus der K-Instabilität resultierenden Verlusten.



5.2. Ladungsträgerverluste (instabile p.S.)

Infolge der helicolen K-Instabilität steigen die Verluste in der gleichstrombetriebenen positiven Säule oberhalb B_c stark mit B an, um für sehr hohe Magnetfeldstärken beim Übergang in homogene Turbulenz asymptotisch einen konstanten Wert zu erreichen. Dieser turbulente Zustand des Plasmas wurde von KADOMTSEV [50,51], HOH [52], WÖHLER [53] und SHEFFIELD [54] theoretisch bzw. experimentell untersucht. Zur experimentellen Beobachtung der durch Turbulenz verursachten Verluste in AMBIPOL III müssen wir eine Wechselspannung anlegen, deren Frequenz unter der Anwachsrate der K-Instabilität liegt. Dann können wir sicher sein, die turbulenten Verluste zu beobachten, die auf Grund der K-Instabilität entstehen.

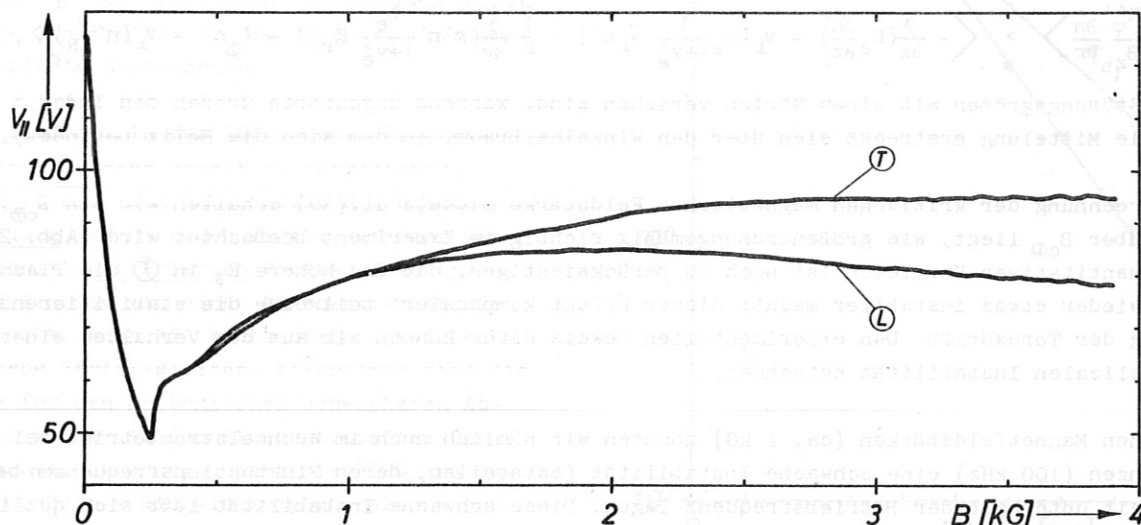


Abb. 34. Aufzeichnung der longitudinalen elektrischen Feldstärken ($\sim V_{||}$) in Abhängigkeit von B (Wechselstrombetrieb, NF) (He, $p = 3 \cdot 10^{-2}$ Torr, $|J| = 0,6$ A, $f = 1$ kHz)

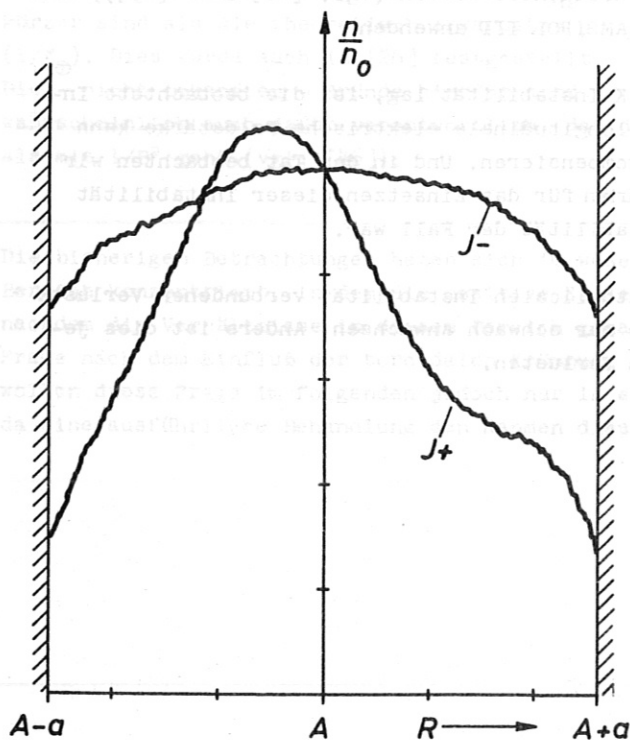


Abb. 35. Dichteprofile im instabilen Plasma (He, $3 \cdot 10^{-2}$ Torr, $|J| = 0,5$ A, $B = 1$ kG)

In Abb. 34. ist ein Beispiel dieser Messungen gezeigt. Wie man sieht, steigt bei hohen Magnetfeldstärken die Differenz der Verluste in \textcircled{T} und \textcircled{L} mit B an. Der Grund hierfür ist: Der effektive Diffusionskoeffizient im turbulenten Plasma ist nicht mehr proportional zu $1/B^2$ wie in der stabilen Entladung; infolgedessen führt die Verlagerung des - am Rande nicht verschwindenden - Dichteprofiles in Z -Richtung (für sehr hohes B auch in R -Richtung) zu Verlusten, die mit der Magnetfeldstärke ansteigen.

Der Abfall von $V_{||\textcircled{D}}$ bei sehr hohen Magnetfeldstärken, bei denen $V_{||\textcircled{D}}$ nach [51,54] eigentlich einem konstanten Wert zustreben sollte, ist mit dem Konzentrationseffekt erklärbar, der mit B anwächst. Abb. 35. zeigt, daß der Konzentrationseffekt im instabilen Plasma einen erheblichen Einfluß auf das Dichteprofil hat, der bei Untersuchungen der turbulenten positiven Säule ([53] und [54]) eigentlich berücksichtigt werden sollte.

5.3. Verhalten einer Helix mit konstanter Amplitude

Nachdem wir festgestellt haben, daß die toroidale Krümmung einen Einfluß auf die turbulenten Verluste hat, interessiert uns, ob sie auch auf die sich am Einsatzpunkt der K-Instabilität entwickelnde Helix merklich einwirken kann.

Von PAULIKAS et al. [8] wurde experimentell festgestellt und von HOLTET et al. [17] theoretisch bewiesen, daß eine Helix mit konstanter Amplitude für einen kleinen Feldstärkebereich um B_c existieren kann. Die Ausmessung dieser Helix ist ziemlich kompliziert und setzt gute Konstanz der Apparatur voraus, da sie nur für einen extrem kleinen Bereich von Plasmaparametern stationär ist und ihr Entstehen und Verschwinden von außen wegen des bekannten Hystereseeffektes [17] nicht völlig kontrolliert werden kann.

In [8] wurde die Helix im zylindersymmetrischen Fall unter Verwendung von Drehspiegeltechnik und Photomultiplier beobachtet. An AMBIPOL haben wir statt dessen mit einer sehr einfachen Anordnung gearbeitet (Abb. 36.): Zweimal je vier Photoelemente konnten jeweils kreuzweise um das Entladungsröhr aufgebaut werden (sowohl in \textcircled{L} als auch in \textcircled{T}), wobei einer der Träger parallel zur Entladung beweglich war. Die Spannung von je zwei gegenüberliegenden Photoelementen wurde subtrahiert, und die Differenz auf einen Oszillographen geführt. Mit dieser Anordnung war die Trennung von helicalen Oszillationen ($m=1$) gegenüber laufenden Streifen ($m=0$ -Fluktuationen), sowie eine Bestimmung der Rotationsfrequenz und der Ganghöhe λ der Schraube möglich. Die Wirksamkeit dieser einfachen Methode ist anhand der Lissajoufiguren der helicalen Oszillationen (Abb. 36.) zu erkennen.

Die Rotationsfrequenz war in jedem Fall, wenn sich eine stationäre Helix ausgebildet hatte, in \textcircled{L} und \textcircled{T} die gleiche. Nur die Ganghöhe λ der Schraube lag in \textcircled{T} etwas (ca. 5%) unter der in \textcircled{L} (dazu wurden die Ergebnisse mit $J_z > 0$ und $J_z < 0$ gemittelt). Diesen Unterschied würde man - allerdings etwas ausgeprägter - auch von der Theorie her erwarten, da B_{c0} etwas niedriger als $B_{c\textcircled{L}}$ ist und λ mit $B-B_c$ ansteigt.

Außerdem sagt die Theorie auch einen Einfluß des ξ -Gradienten auf die sich drehende Helix voraus. Betrachtet man nämlich eine Dichtewelle, die sich in Richtung eines Gradienten der Ionisationsrate

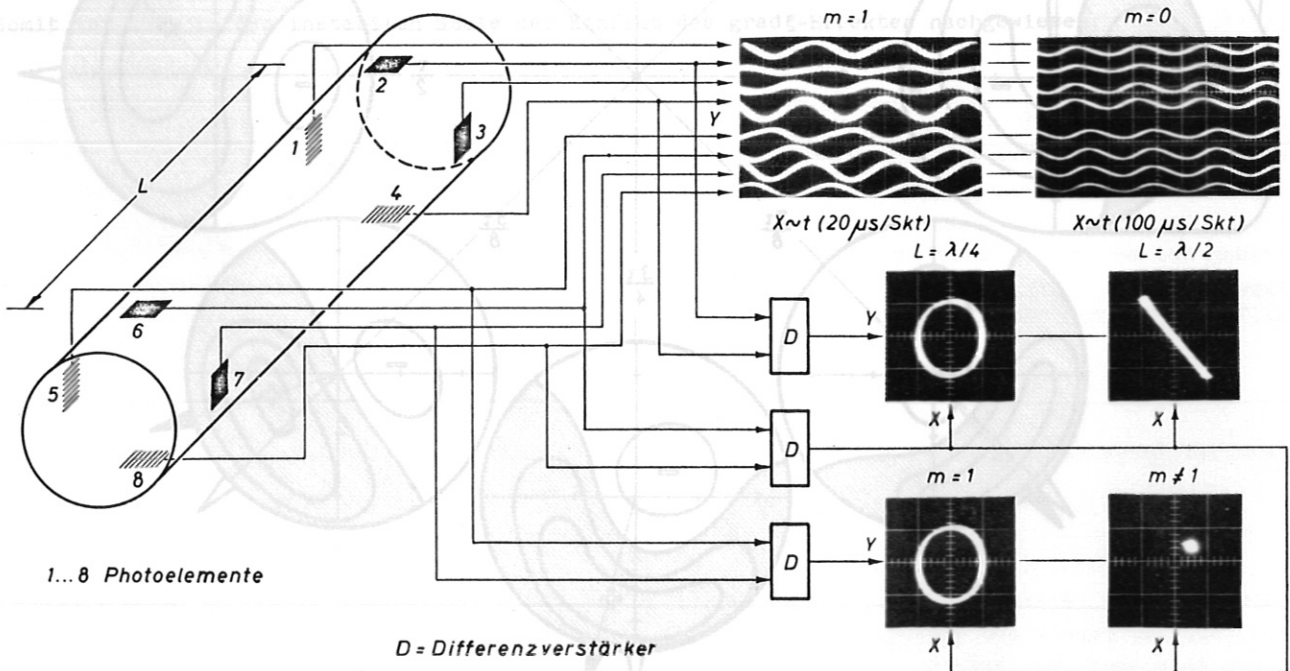


Abb. 36. Messung der stationären Helix mittels Photoelementen

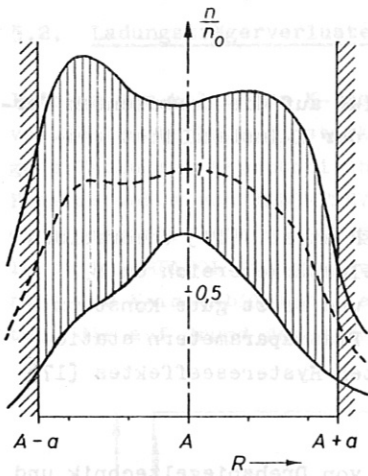
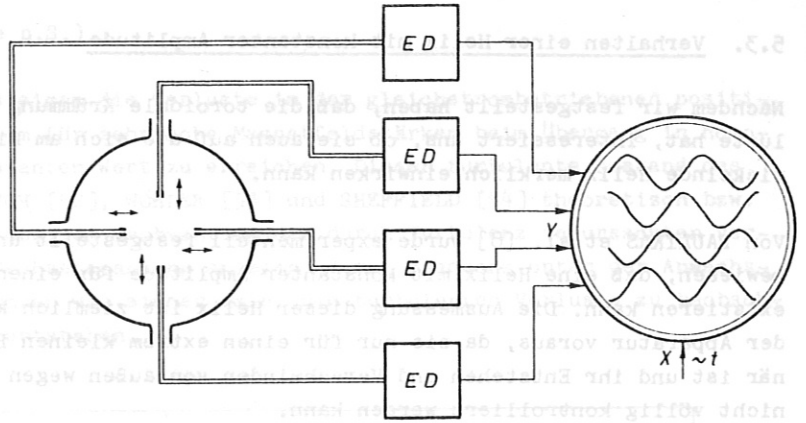


Abb. 37. Dichtefluktuationsamplituden im instabilen Plasma
(He, $p = 9 \cdot 10^{-2}$ Torr, $B = 480$ G)



ED = schnelle Doppelsondenelektronik mit Differenzverstärker (vgl. Abb. 32)

Abb. 38. Messung der stationären Helix mittels Doppelsonden

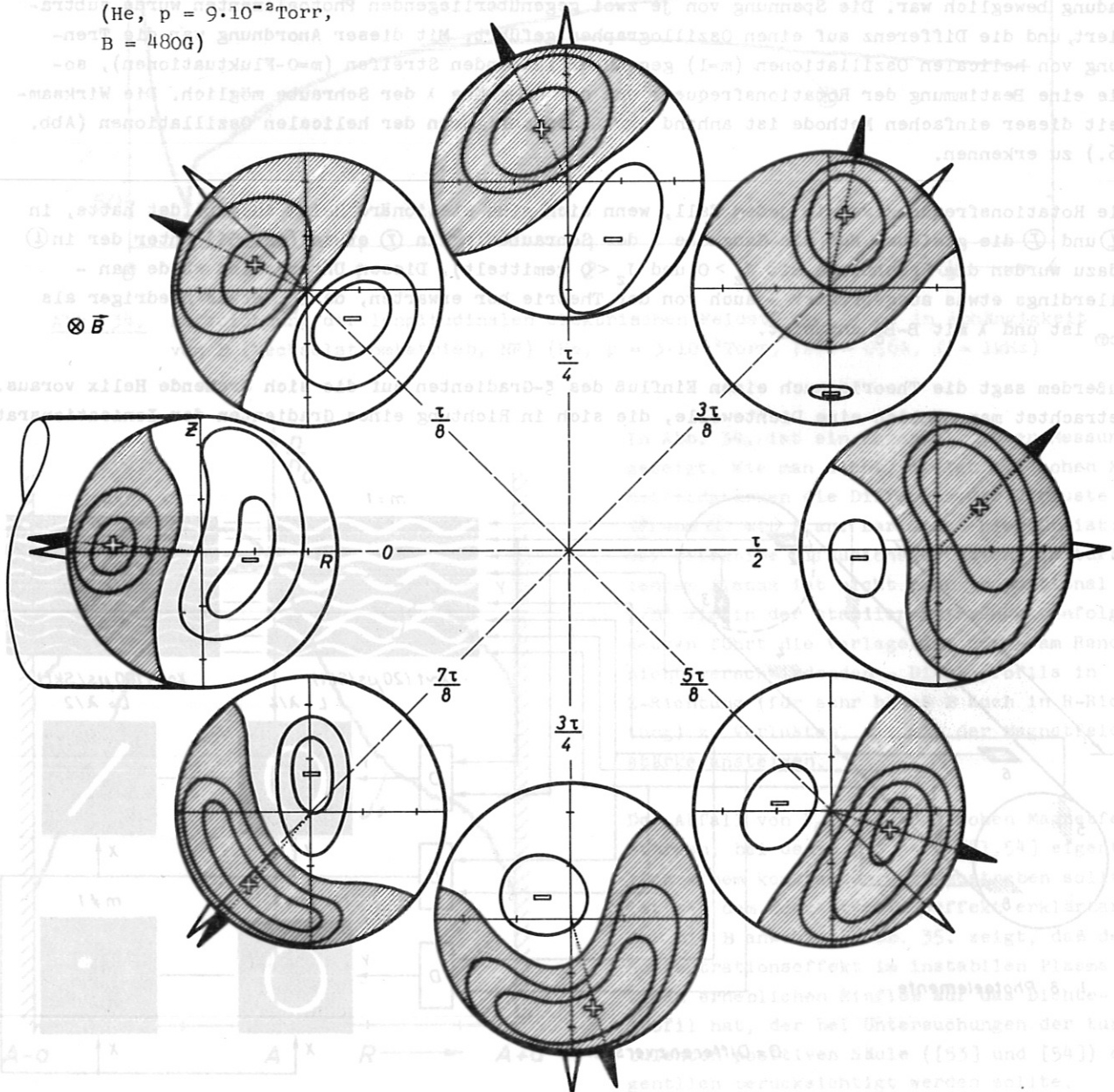


Abb. 39. Bewegung einer stationären Helix unter dem Einfluß des grad B-Effektes
(He, $p = 9 \cdot 10^{-2}$ Torr, $B = 440$ G, $J = 1$ A)

bewegt, so sollte deren Amplitude wegen der steigenden Ionisation zunehmen. DISKUSION 8

Mit einer Anordnung, die der in Abb. 10. gezeigten ähnlich ist (Schreiber durch Oszillograph ersetzt), wurde die Dichteverteilung in R-Richtung zusammen mit ihrer Fluktuationsamplitude in der schwach turbulenten positiven Säule aufgezeichnet. Das Ergebnis (Abb. 37.) zeigt deutlich die höhere Amplitude links von $R=A$ im Gebiet mit höherem ξ .

Ferner ist es möglich, daß die Dichtewelle ihre Amplitude nicht gleichmäßig erhöht bei ihrer Bewegung parallel zu dem ξ -Gradienten; wenn sich nämlich auf einer Strecke von der Größenordnung der Wellenlänge die Ionisationsrate schon wesentlich ändert, wird zuerst die Front der Welle von der erhöhten Ionisation erfaßt. Dies ergibt eine Verschiebung des Maximums der Welle in Richtung des ξ -Gradienten. Auf unseren toroidalen Fall übertragen, heißt das, daß die schraubenförmige Störung bei ihrer Bewegung zur Torusachse hin der gleichmäßigen Periode vorausseilt, während sie auf ihrem Weg nach außen dahinter zurückbleibt.

Wir haben diese Voraussage der Theorie in einem etwas komplizierten Experiment getestet, indem wir eine definierte Helix möglichst lange stationär gehalten haben und sowohl ihre zeitliche als auch örtliche Struktur mit einer in Abb. 38. skizzierten Methode aufgezeichnet haben. Dabei fungierte das Signal jeweils einer Sonde als Phasenreferenz. Die damit erhaltenen zeitaufgelösten Dichteoszillationen wurden in Dichteprofile umtransformiert, aus denen sich Abb. 39. ergab. Sie beschreibt den Weg der schraubenförmigen Oszillation im Laufe einer Rotationsperiode τ . Mit einer Rotationsfrequenz von ca. 5 kHz und einer Expositionszeit von 1 s ist das Ergebnis der Mittelwert aus ca. 5000 Rotationen des Schraubenquerschnitts. Der Deutlichkeit halber sind lediglich die Niveaulinien der Störungsdichte, die dem mittleren Profil überlagert ist, eingezeichnet; deshalb kommen positive und negative Dichten vor, wobei positive Störungsdichten schraffiert sind (der Abstand der Niveaulinien beträgt jeweils 10% des Maximums des mittleren Dichteprofiles). Die schwach erkennbaren Schwankungen im Absolutwert der Dichte sind auf laufende Streifen zurückzuführen, deren Frequenz mit der der helicalen Oszillationen synchronisiert ist und die sich kaum vermeiden lassen (vgl. [55]).

Man sieht in Abb. 39. sehr schön die von der Theorie vorausgesagte Verzögerung des Dichtemaximums von 0 bis $\tau/2$. Anschließend "frißt" sich das Maximum der Störung mit erhöhter Geschwindigkeit in das Gebiet mit höherem ξ vor und holt seinen "Rückstand" wieder auf.

Somit ist auch in der instabilen Säule der Einfluß des $\text{grad}\xi$ -Effektes nachgewiesen.

Damit sind unsere in der Einführung gestellten Fragen im wesentlichen beantwortet. Die quantitative Überarbeitung der Experimente mit der theoretischen Vorarbeiten war im allgemeinen sehr zufriedenstellend. In einigen Fällen wurden wir uns jedoch mit einem qualitativen Vergleich begnügen; denn - um mit BUNLIKA [8] zu sprechen - "the phenomena in the positive column are so complex that quantitative agreement could hardly be expected".

Dr. v. Gierke, Herrn Dr. Eckhardt und Herrn Dr. Günter dankt der Verf. für die Unterstützung der Experimente durch das Institut für Plasmaphysik.
Herrn Priv.-Doz. Dr. Busch, dessen Interesse keine Anteilnahme an der Arbeit hätte, dankt der Verf. für die wertvollen Ratschläge.
Herrn Prof. Dr. Heisenberg danke ich für die Möglichkeit, die vorliegende Arbeit im Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik auszuführen. Herrn Dr. Eckhardt danke ich für die Unterstützung der Arbeit.
[1] Gierke, v. u. Eckhardt, Z. Naturforsch. 17a, 1032 (1962)
[2] Gierke, v. u. Eckhardt, Z. Naturforsch. 17a, 1032 (1962)
[3] Gierke, v. u. Eckhardt, Z. Naturforsch. 17a, 1032 (1962)
[4] Gierke, v. u. Eckhardt, Z. Naturforsch. 17a, 1032 (1962)
[5] Gierke, v. u. Eckhardt, Z. Naturforsch. 17a, 1032 (1962)
[6] Gierke, v. u. Eckhardt, Z. Naturforsch. 17a, 1032 (1962)
[7] Gierke, v. u. Eckhardt, Z. Naturforsch. 17a, 1032 (1962)
[8] Bunlika, Z. Naturforsch. 17a, 1032 (1962)

6. DISKUSSION

Neben der Theorie des toroidalen schwach ionisierten Plasmas und deren experimentellem Test sind als wichtigste Ergebnisse der Arbeit zweifellos die Klärung der Anomalien von [31] durch den Konzentrationseffekt und die Auffindung und der Beweis des $\text{grad}\xi$ -Effektes anzusehen, während sich als fruchtbarste Methode der quasistationäre Wechselstrombetrieb der Entladung erwies. Denn nur durch die Verwendung eines geregelten Wechselstromes statt des sonst üblichen Gleichstromplasmas war es möglich, den Konzentrationseffekt auszumitteln, eine fehlerfreie Messung der transversalen elektrischen Felder zu gewährleisten und die Entladung um mehr als eine Größenordnung in B stabiler zu machen. Die Stabilisation bezieht sich dabei nicht nur auf helicale Oszillationen, sondern auf alle niederfrequenten Störungen, bei denen eine Richtung parallel zum Entladungsstrom ausgezeichnet ist (laufende Streifen!).

Der Konzentrationseffekt zeigt, daß in Apparaturen mit außenliegender Kathode die positive Säule bei hohen Magnetfeldstärken nicht wie üblich als invariant gegenüber Translationen parallel zum Magnetfeld betrachtet werden darf, falls man nicht mit extrem langen Konfigurationen arbeitet. Wir konnten beobachten, daß auf Grund des Konzentrationseffektes sogar eine Koexistenz von stabilem und instabilem Zustand des Plasmas in ein und derselben Entladungsröhre möglich ist.

Der gefundene $\text{grad}\xi$ -Effekt ist imstande, die Ladungsträgerverluste im schwachionisierten toroidalen Plasma um mehr als eine Größenordnung zu reduzieren. Auf Grund seiner symmetrisierenden Wirkung auf das Dichteprofil kann er für das frühe Heizstadium in toroidalen Fusionsmaschinen von dem Typ, wie er in [56] beschrieben ist, wichtig werden.

Ein Vergleich mit unseren in [31] verwendeten Methoden zeigt, daß sich der "Umweg" über die Untersuchung der transversalen Verhältnisse des Plasmas gelohnt hat; denn diese bieten im allgemeinen ungleich mehr Information als die über die Entladung integrierten Teilchenverluste. Im besonderen sind die transversalen elektrischen Felder ein empfindlicheres Diagnostikumittel als die longitudinale elektrische Feldstärke, da diese nur logarithmisch von der Ionisationsrate abhängt. Die gemessenen transversalen elektrischen Feldstärken und Dichteversetzungen können ihrerseits wieder zur Bestimmung von verschiedenen Plasmametern verwendet werden, mit denen sie bei hohen Magnetfeldstärken auf einfache Weise zusammenhängen. Von den mehr als 500 aufgenommenen Potential- und Dichteprofilen wurde in den Abbildungen nur ein kleiner Teil gezeigt, der für die jeweilige Aussage charakteristisch ist; mit anderen Entladungsparametern und anderen Gasarten (vgl. Abb. 40.) wurden analoge Ergebnisse erzielt.

Damit sind unsere in der Einleitung gestellten Fragen im wesentlichen beantwortet. Die quantitative Übereinstimmung der Experimente mit den theoretischen Vorhersagen war im allgemeinen sehr zufriedenstellend. In einigen Fällen mußten wir uns jedoch mit einem qualitativen Vergleich begnügen; denn - um mit PAULIKAS [8] zu sprechen - "the phenomena in the positive column are so complex that anything more than semiquantitative agreement could hardly be expected".

Herrn Prof. Dr. Heisenberg bin ich für die Möglichkeit, die vorstehende Arbeit im Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik auszuführen, sehr dankbar. Mein besonderer Dank gilt auch Herrn Priv.-Doz. Dr. Blauth, dessen Interesse meine Arbeit entscheidend gefördert hat. Herrn Dr. v. Gierke, Herrn Dr. Eckhardt und Herrn Dr. Grieger danke ich für die Unterstützung der Experimente durch das Institut für Plasmaphysik.

L i t e r a t u r

- [1] V.E.GOLANT, Sov.Phys.Uspekhi 79, 161 (1963)
- [2] F.BOESCHOTEN, Plasma Phys.(J.Nucl.En.,Part C) 6, 339 (1964)
- [3] I.V.SCHOTTKY, Phys.Z. 25, 635 (1924)
- [4] R.J.BICKERTON u. A.v.ENGEL, Proc.Phys.Soc.B 69, 468 (1956)
- [5] B.LEHNERT, Proc.2.Int.Conf.Peacef.Use At.En. 32, 349 (U.N., Geneva, 1958)
- [6] F.C.HOH u. B.LEHNERT, Phys.Fluids 3, 600 (1960)
- [7] T.K.ALLEN, G.A.PAULIKAS u. R.V.PYLE, UCRL-Rep. 9110 (1960)
- [8] G.A.PAULIKAS u. R.V.PYLE, Phys.Fluids 5, 348 (1962)
- [9] K.H.WÖHLER, Z.Naturforschg. 17a, 937 (1962)
- [10] B.B.KADOMTSEV u. A.V.NEDOSPASOV, J.Nucl.En.,Part C: Plasma Phys. 1, 230 (1960)
- [11] F.KARGER, Seminar Frag.Plasmaphys., MPI Phys.Astro. (4-1963)
- [12] F.C.HOH, Phys.Fluids 5, 22 (1962)
- [13] R.R.JOHNSON u. D.A.JERDE, Phys.Fluids 5, 988 (1962)
- [14] H.S.ROBERTSON, Plasma Phys.Bull., Univ.Miami, 1 (1964)
- [15] R.R.JOHNSON u. D.A.JERDE, Phys.Fluids 7, 103 (1964)
- [16] H.F.RUGGE u. R.V.PYLE, Phys.Fluids 7, 754 (1964) (ausführlich in: UCRL-Rep. 10698 (1963))
- [17] Ø.HOLTER u. R.R.JOHNSON, Phys.Fluids 8, 333 (1965)
- [18] S.ITOH, M.KAWAGUCHI u. K.YAMAMOTO, J.Appl.Phys. 36, 754 (1965)
- [19] R.R.JOHNSON, Boeing-Rep. D1-82-0439 (1965)
- [20] D.A.HUCHITAL u. E.H.HOLT, Phys.Rev.Lett. 16, 677 (1966)
- [21] D.A.McPHERSON, Phys.Fluids 9, 1373 (1966)
- [22] K.ADATI, Y.IIDA, T.SEKIGUCHI u. N.YAMADA, Phys.Fluids 9, 1464 (1966)
- [23] U.GROSSMANN-DOERTH, W.LOTZ, F.RAU, E.REMY u. G.WOLF, MPI-PA-9/63 (2.Auf1. 1964)
- [24] W.LOTZ, F.RAU, E.REMY u. G.WOLF, MPI-PA-10/64 (1964)
- [25] P.C.T.VAN DER LAAN, Plasma Phys.(J.Nucl.En.,Part.C) 6, 559 (1964)
- [26] V.E.GOLANT, O.B.DANILOV u. A.P.ZHILINSKII, Sov.Phys.-Tech.Phys. 8, 778 (1964)
- [27] O.D.OLSON u. H.M.SKARSGARD, Canad.J.Phys. 43, 855 (1965)
- [28] O.D.OLSON u. H.M.SKARSGARD, Plasma Phys.(J.Nucl.En.Part C) 7, 591 (1965)
- [29] D.M.WETSTONE u. M.P.EHRLICH, Phys.Fluids 3, 617 (1960)
- [30] V.S.VOITSENYA, A.G.GORBANYUK, I.N.ONISHCHENKO, V.V.SHKODA u. B.G.SAFRANOV,
Sov.Phys.-Tech.Phys. 10,1032(1966)
- [31] F.KARGER, MPI-PAE/Pl. 21/65 (1965)
- [32] J.L.DELCROIX, Phys.des Plasmas 1, Paris (1963)
- [33] G.ECKER, Gas Discharge Theory, Teoria dei Plasmi (1964) (25.Corso Sc.Int.Fis.Fermi,Varenna)
- [34] A.SCHLÜTER, Z.Naturforschg. 6a, 73 (1951)
- [35] WILKINS, J.Appl.Phys. 37, 3533 (1966)
- [36] I.M.COHEN u. M.D.KRUSKAL, Phys.Fluids 8, 920 (1965)
- [37] G.ECKER u. J.McCLURE, Ann.Phys. 7, Bd.15, 69 (1965)
- [38] D.R.WHITEHOUSE u. H.B.WOLLMANN, Phys.Fluids 6, 1470 (1963)
- [39] E.O.JOHNSON u. L.MALTER, Phys.Rev. 80, 58 (1950)

- [40] S.MIYOSHI, S.SHIOBARA u. Y.SAKAMOTO, Proc.7.Int.Conf.Phen.Ion.Gases (Beograd,1965), 3 (1966)
- [41] T.DOTE, H.AMEMIYA u. T.ICHIMIYA, Jap.J.Appl.Phys. 3, 789 (1964)
- [42] M.SATO, Sci.Rep.RITU,B-(Elect.Comm) 18, 61 (1966)
- [43] K.MOUSTAFA, Techn.Ber.El.MPI Phys.Astro. 6-66-18.1 (1966)
- [44] K.MINAMI, S.IMAZU u. Y.NAKANO, J.Phys.Soc.Jap. 19, 1079 (1964)
- [45] A.v.ENGEL u. M.STEENBECK, Elektr.Gasentladg. 1, Berlin (1932)
- [46] V.E.GOLANT u. A.P.ZHILINSKII, Sov.Phys.-Tech.Phys. 7, 84 (1962)
- [47] D.L.MORSE, Phys.Fluids 8, 1339 (1965)
- [48] R.GELLER, Phys.Rev.Lett. 9, 248 (1962)
- [49] E.J.POWERS, Phys.Fluids 8, 1155 (1965)
- [50] B.B.KADOMTSEV, Sov.Phys.-Tech.Phys. 6, 927 (1962)
- [51] B.B.KADOMTSEV, Plasma Turbulence, London/New York (1965)
- [52] F.C.HOH, Boeing-Rep. D1-82-0512 (1966)
- [53] K.H.WÖHLER, Proc.Int.Symp.Diff.Plasma, Feldafing (1964)
- [54] J.SHEFFIELD, Thesis, Univ.London (1966)
- [55] M.SATO u. Y.HATTA, 核融合研究第 15, 567 (1965)
- [56] C.M.BRAAMS, Phys.Rev.Lett. 17, 470 (1966)
- [57] F.KARGER, Vakuumtechn. 13, 152 (1964)

7. ANHANG

7.1. Anhang zur Theorie

Die Subtraktion der Gl.(8) von Gl.(7) führt in den Koordinaten R, θ, Z bei Berücksichtigung von (13) und (9) zu folgender Differentialgleichung:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left\{ R n \left[\frac{-E_Z^*}{B} \frac{y_1^2 - y_e^2}{(1+y_1^2)(1+y_e^2)} + E_R^* \left(\frac{b_1}{1+y_1^2} + \frac{b_e}{1+y_e^2} \right) + \frac{1}{R} \left\{ \frac{v_{1z}^2}{v_1(1+y_1^2)} - \frac{v_{ez}^2}{v_e(1+y_e^2)} \right\} \right] \right\} \\ & + \frac{\partial}{\partial Z} \left\{ n \left[\frac{E_R^*}{B} \frac{y_1^2 - y_e^2}{(1+y_1^2)(1+y_e^2)} + E_Z^* \left(\frac{b_1}{1+y_1^2} + \frac{b_e}{1+y_e^2} \right) + \frac{1}{R} \left\{ \frac{v_{1z}^2 y_1}{v_1(1+y_1^2)} - \frac{v_{ez}^2 y_e}{v_e(1+y_e^2)} \right\} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{2}{R} \left(\frac{D_1}{y_1 \left(1 + \frac{1}{y_1^2} \right)^2} + \frac{D_e}{y_e \left(1 + \frac{1}{y_e^2} \right)^2} \right) - \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R \frac{y_1^2 - y_e^2}{(1+y_1^2)(1+y_e^2)} \frac{\frac{D_1}{1+y_1^2} - \frac{D_e}{1+y_e^2}}{\frac{y_1}{1+y_1^2} + \frac{y_e}{1+y_e^2}} \right] \right\} = 0. \quad (41) \end{aligned}$$

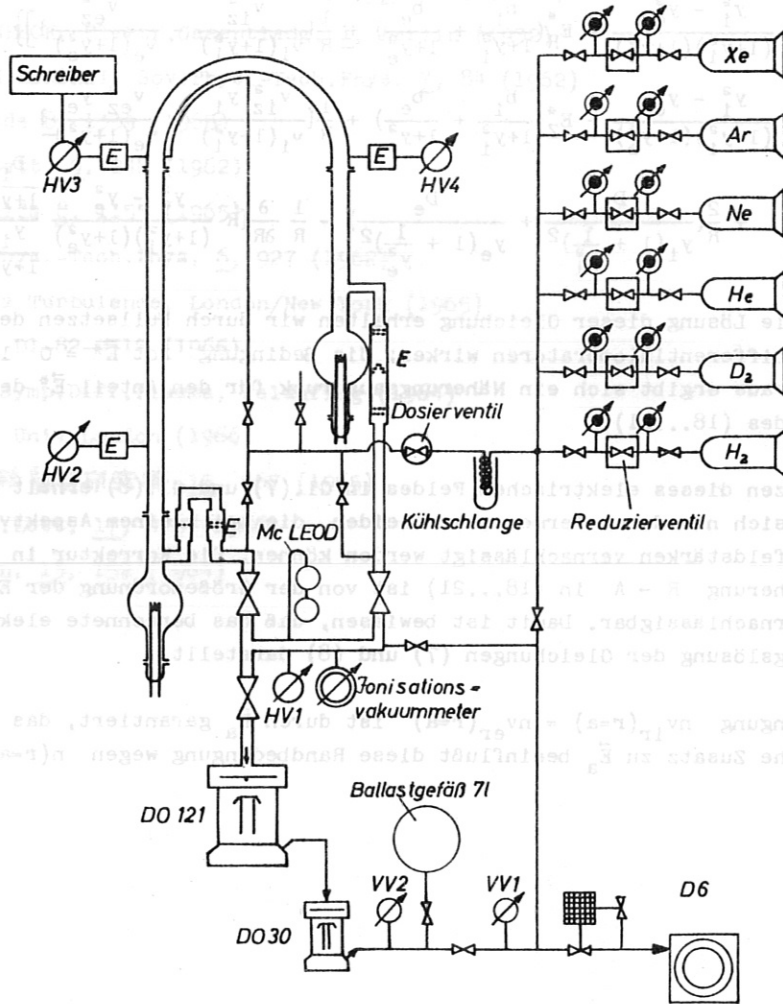
Eine spezielle Lösung dieser Gleichung erhalten wir durch Nullsetzen der beiden Klammern $\{ \}$, auf die die Differentialoperatoren wirken; die Bedingung $\text{rot } \vec{E}^* = 0$ läßt sich durch $R \rightarrow A$ erfüllen. Daraus ergibt sich ein Näherungsausdruck für den Anteil \vec{E}^* des transversalen elektrischen Feldes (18...21).

Durch Einsetzen dieses elektrischen Feldes in Gl.(7) und Gl.(8) erhält man zwei Dichteverteilungen, die sich nur durch Terme unterscheiden, die bei kleinem Aspektverhältnis a/A und höheren Magnetfeldstärken vernachlässigt werden können. Die Korrektur in der Ionisationsrate auf Grund der Näherung $R \rightarrow A$ in (18...21) ist von der Größenordnung der Endverluste und deshalb ebenfalls vernachlässigbar. Damit ist bewiesen, daß das berechnete elektrische Feld eine brauchbare Näherungslösung der Gleichungen (7) und (8) darstellt.

Die Randbedingung $nv_{1r}(r=a) = nv_{er}(r=a)$ ist durch \vec{E}_a garantiert, das am Rande singular wird. Jeder endliche Zusatz zu \vec{E}_a beeinflußt diese Randbedingung wegen $n(r=a) = 0$ nicht.

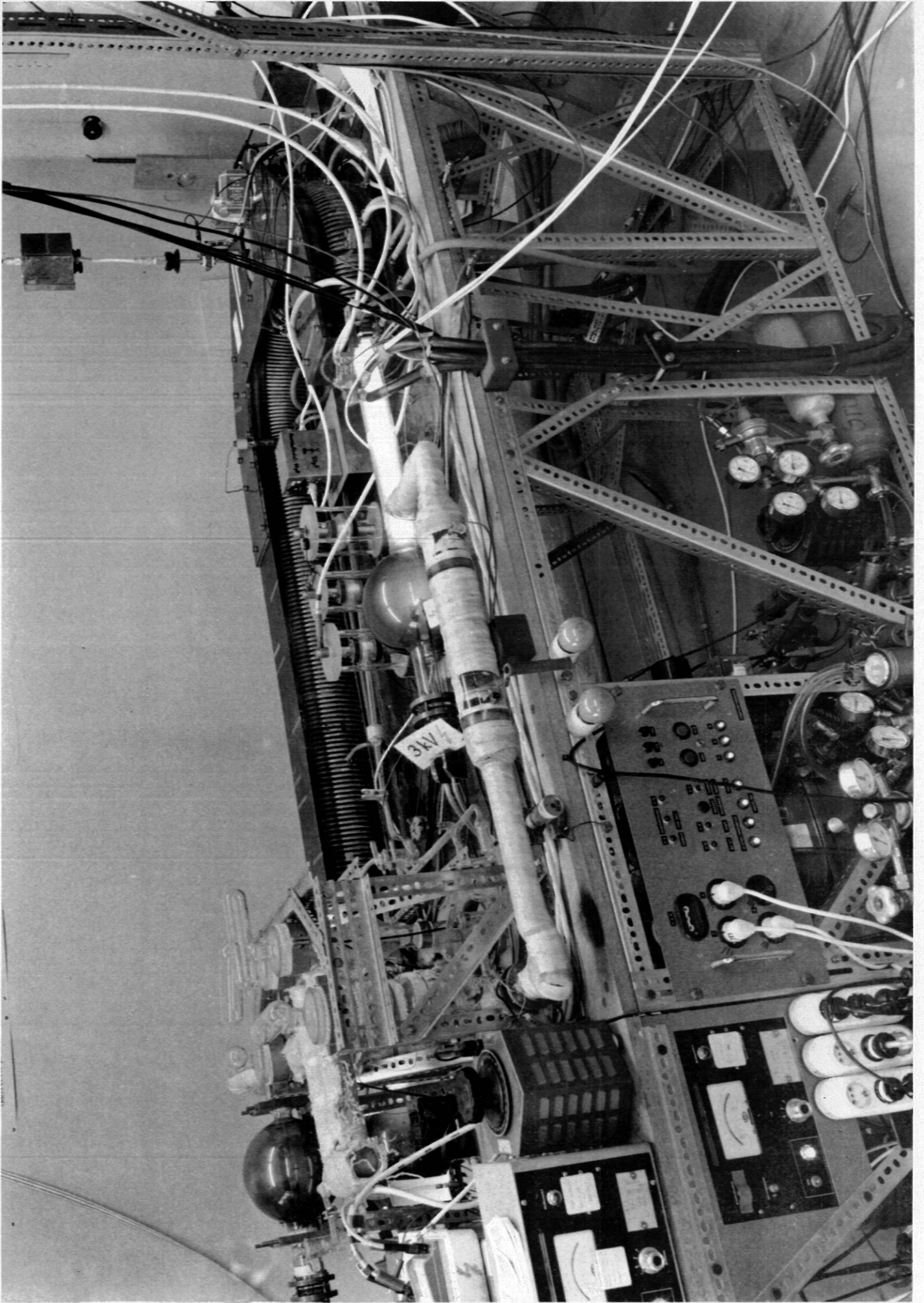
Experimenteller Aufbau der Apparatur M51/Pu III

7.2. Technischer Anhang

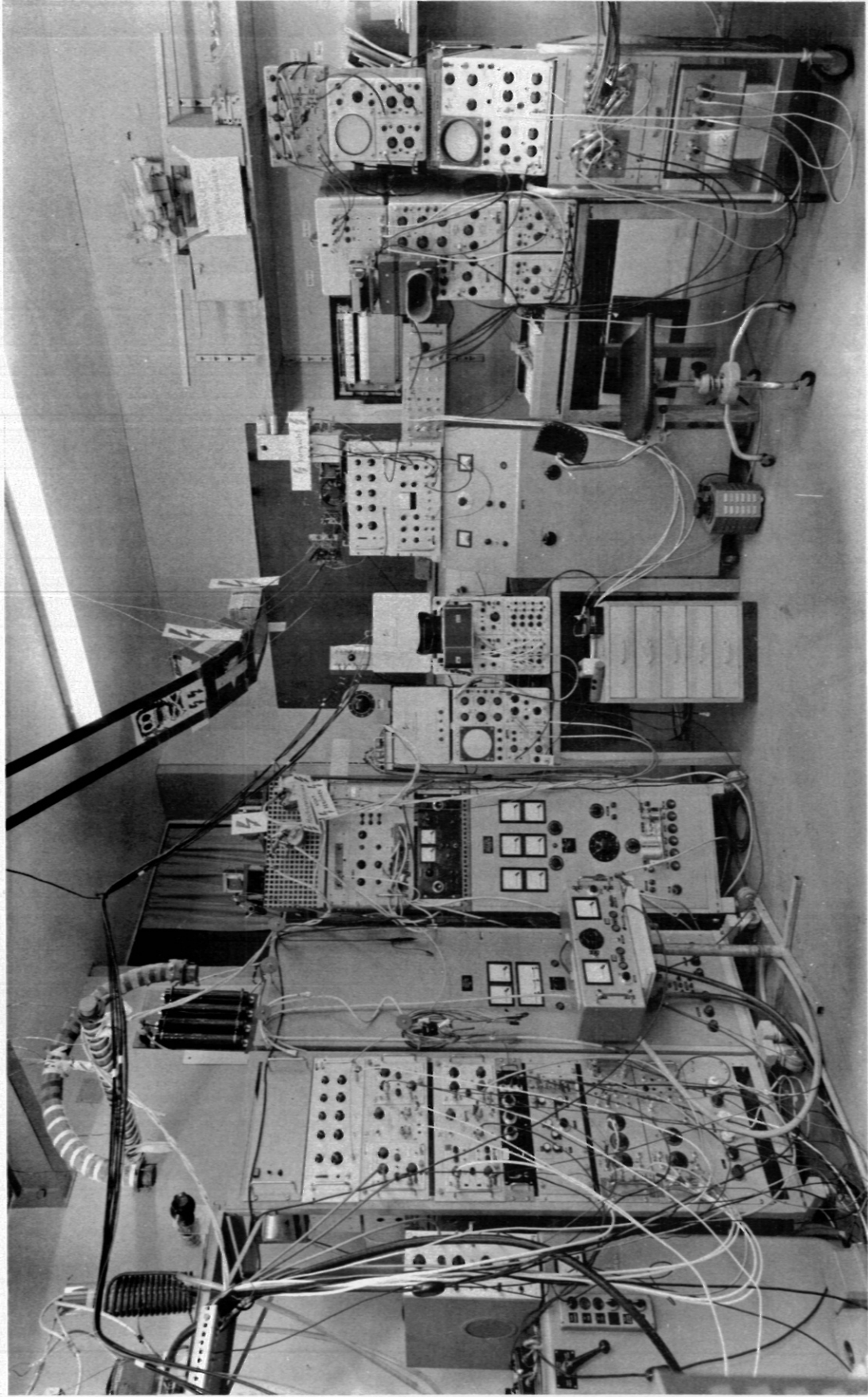


- ≡ HV-Leitung 40mm Ø
- E Entladungssperre (vgl [57])
- ⊗ LKB - Meßstellen

Abb. 40. Vakuumsystem von AMBIPOL III



Experimenteller Aufbau der Apparatur AMBIPOL III



Stromversorgung und elektronische Diagnostikinstrumente für AMBIPOL III