

Um den wirklichen Einfluß der toroidalen Krümmung auf die Verluste zu messen, müssen wir die Ergebnisse der beiden Stromrichtungen mitteln. Wie wir diese Mittelung am besten elektronisch

durchführen und welche Konsequenzen sich aus den Meßresultaten für die Ladungsträgerverluste ergeben, ist im folgenden Teil II dargestellt.

## Das toroidale schwachionisierte Magnetoplasma II

F. KARGER

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforsch. **22 a**, 1904—1919 [1967]; eingegangen am 25. Juli 1967)

A special alternating field method was used to eliminate the influence of the concentration effect (described in Part I<sup>1</sup>) 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 — formulated in Parts I and II — 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  $\xi$  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  $\xi$  effect on the helical oscillation.

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

### 3. Die stabile positive Säule im Wechselstrombetrieb

#### 3.1. Ladungsträgerverluste

Um die in Teil I<sup>1</sup> angekündigte elektronische Mittelung zwischen den beiden Zuständen — Kathode an **L** bzw. Kathode an **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  $V_{\parallel}(B)$ -Kurven bei konstantem Strom nötig ist. In dem einzigen uns bekannten Fall, in dem die zylindersymmetrische positive Säule im Wechselstrombetrieb untersucht wurde<sup>2</sup>,

war ein Einweg-Zerhacker benutzt 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. <sup>3</sup>) gestattete (Abb. 1)\*. Nicht sehr einfach war auch die Abschirmung des Reglers gegen die steilen Umschaltimpulse (ca. 1 A/ $\mu$ s) und die Zündung der Entladung; letztere wurde mit einem zusätzlichen 5 kV-Netzgerät vorgenommen (vgl. Abb. 1).

Anhand des Strom- und Spannungsoszillogramms (Abb. 2) 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  $\mu$ s) hat praktisch keinen Einfluß auf den Zustand der Entladung, die jeweils

<sup>1</sup> F. KARGER, Z. Naturforsch. **22 a**, 1890 [1967], Teil I.

<sup>2</sup> H. F. RUGGE u. R. V. PYLE, Phys. Fluids **7**, 754 [1964] (ausführlich in: UCRL-Rep. 10698 [1963]).

<sup>3</sup> F. KARGER, Z. Naturforsch. **22 a**, 1039 [1967].

\* Für die Dimensionierung und den Bau des angegebenen Zerhacker bin ich Herrn MOUSTAFA dankbar<sup>4</sup>.

<sup>4</sup> K. MOUSTAFA, Techn. Ber. El. MPI Phys. Astro. 6-66-18.1 [1966].



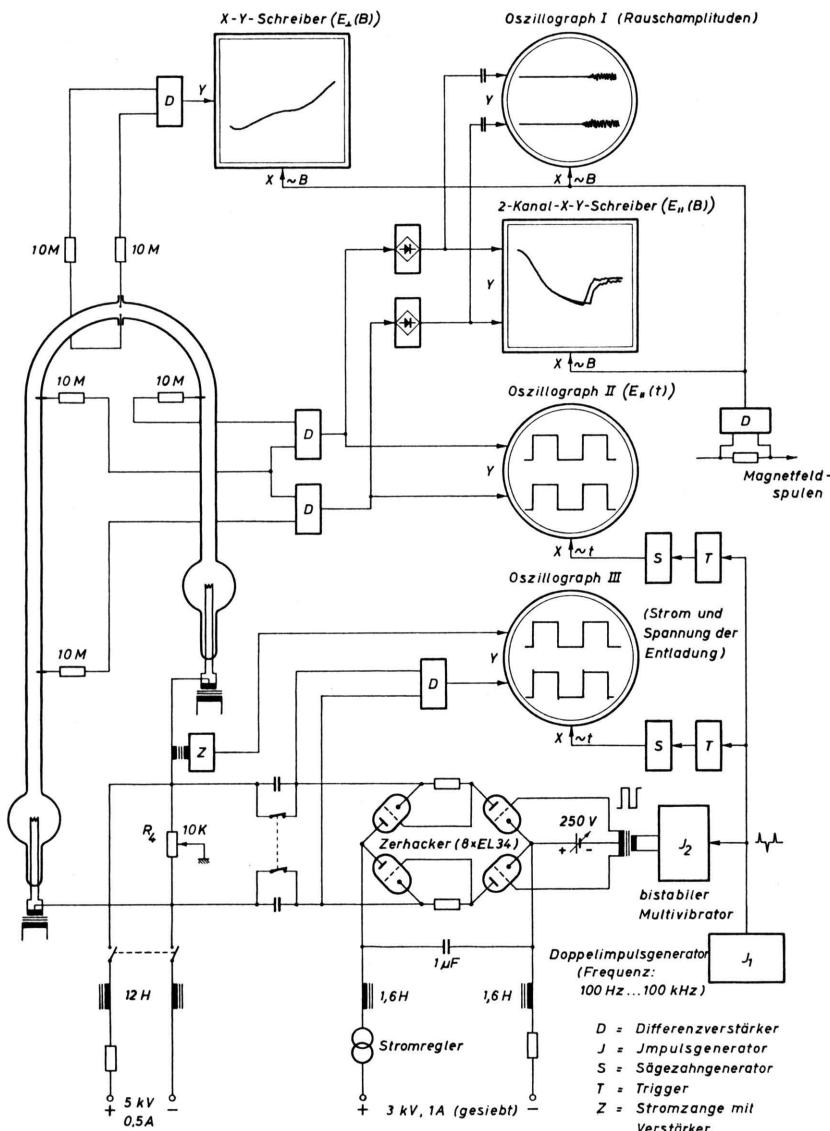


Abb. 1. AMBIPOL III im Wechselstrombetrieb.

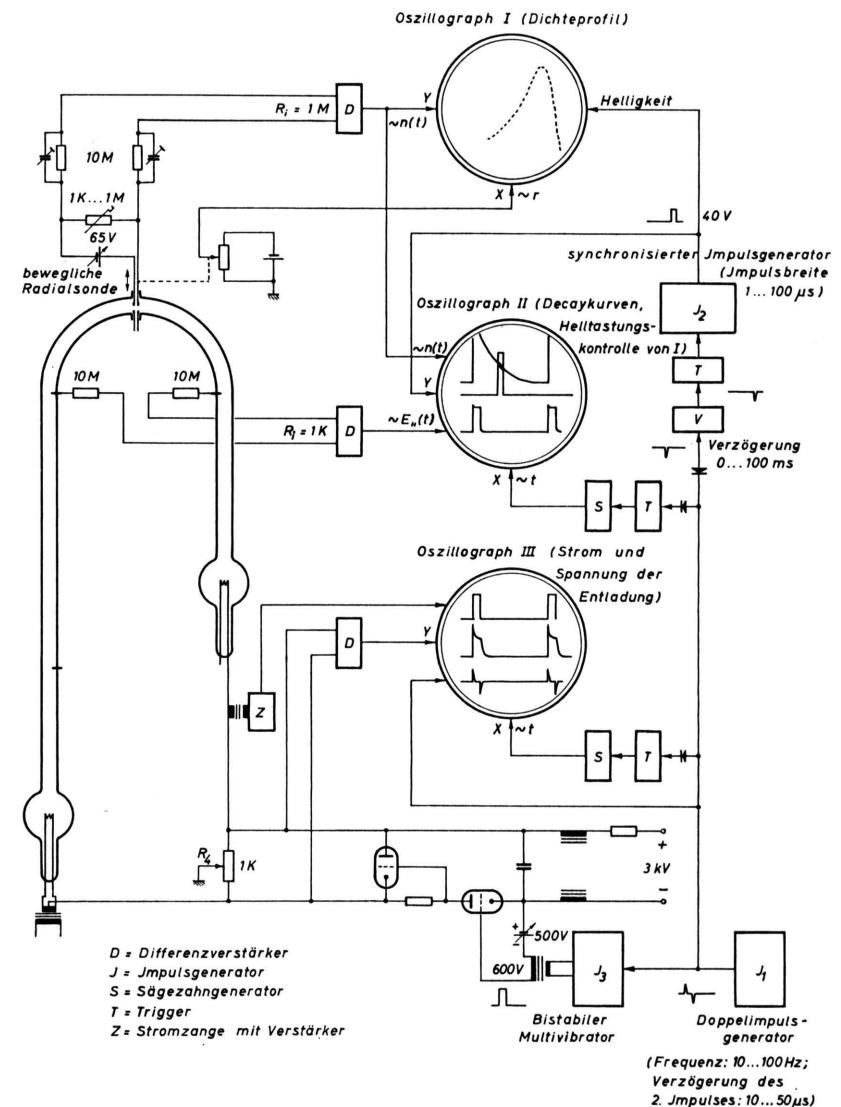


Abb. 13. Messung der Dichteprofile in der zerfallenden positiven Säule.

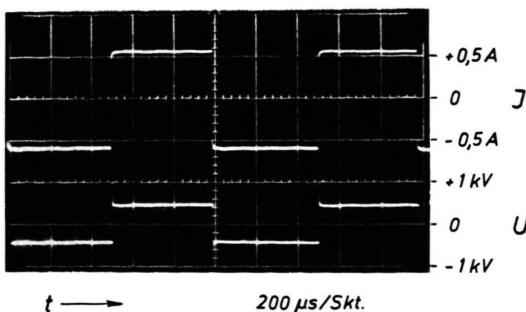


Abb. 2. Oszilloskopogramm von Strom und Spannung an AMBIPOL III (Wechselstrombetrieb, NF)

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. 3), die jeweils für eine halbe Periode konstant sind.

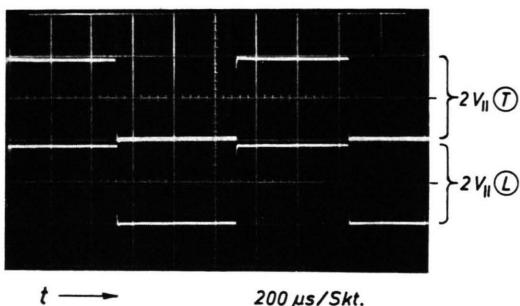


Abb. 3. Oszilloskopogramm von  $V_{\parallel}$  in AMBIPOL III (NF).

Durch Brückengleichrichtung der  $V_{\parallel}$ -Signale von **L** bzw. **T** und nachträgliche Glättung bekommen wir Gleichspannungen, die den mittleren Spannungsamplituden an **L** bzw. **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-X-Y-Schreibers gegeben, der damit  $V_{\parallel L}$  und  $V_{\parallel T}$  in Abhängigkeit von  $B$  registriert (Abb. 1).

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

Ein Beispiel der gemessenen gemittelten  $V_{\parallel}$ -Kurven ist in Abb. 4 gezeigt. Für  $B=0$  ist  $V_{\parallel L}$  um etwa 2% höher als  $V_{\parallel T}$ ; diese in <sup>3</sup> erklärte Abweichung wurde durch Normierung des Anfangswertes von  $V_{\parallel L}$  auf den von  $V_{\parallel T}$  beseitigt. Wir sehen, daß  $V_{\parallel T}$  und  $V_{\parallel L}$  fast ununterscheidbar zusammenfallen. Die Umgebung von  $B_c$  wurde in 5-facher Vergrößerung nochmals gezeichnet; dadurch kann man erkennen, daß das von der Theorie vorausgesagte Verhalten  $V_{\parallel T} \geq V_{\parallel L}$ ,  $B_{cL} < B_{cT}$  eintritt. Ein quantitativer Vergleich ist jedoch nicht möglich, da die Unterschiede schon mit den Meßtoleranzen vergleichbar sind.

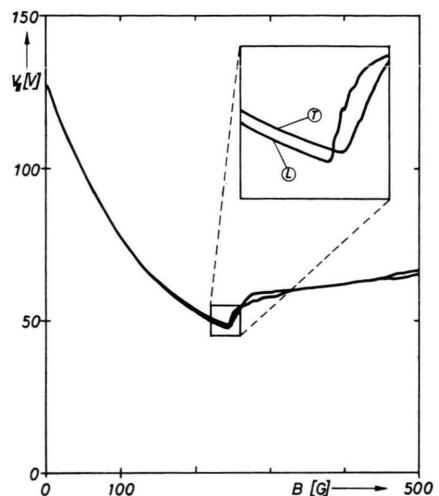


Abb. 4. Aufzeichnung der longitudinalen elektrischen Feldstärken ( $\sim V_{\parallel}$ ) in Abhängigkeit von  $B$  (NF) ( $\text{He}, p = 3 \cdot 10^{-2}$  Torr,  $|J| = 0,6$  A,  $f = 1$  kHz).

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  $\sqrt{m_i}$ ;  $B_{\min}$  jedoch, die Magnetfeldstärke, bei der die Verluste infolge ambipolarer Diffusion und die Verluste durch Torusdrift ungefähr gleich sein sollen [Gl. (I.33)] und bei der die Verlustkurve ein Minimum durchläuft, ist näherungsweise proportional zu  $p$  und zu  $\sqrt{m_i}$ . 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 ste-

hende 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.<sup>5</sup> versuchten durch Kurzschluß des azimuthalen elektrischen Feldes  $E_\varphi$  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 (siehe die Arbeit Anm.<sup>6</sup>) die K-Instabilität unterdrückt, eine Methode, die auch in<sup>3</sup> angewandt und beschrieben ist. ADATI et al.<sup>7</sup> hatten durch kontrollierte Veränderung des Ladungsträgerdichte profils eine Stabilisation der positiven Säule erreicht; dieser Effekt ist wahrscheinlich auch für die in<sup>8</sup> gefundene Stabilisation verantwortlich.

Die beschriebenen Methoden haben als Nachteile, daß sie entweder nicht sehr wirksam sind (Kurzschluß von  $E_\varphi$ ) oder die Struktur der Entladung so

verändern, daß die Theorie der positiven Säule nur noch bedingt anwendbar ist (Einkopplung von HF, Veränderung des Dichteprofils). 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  $J_z$  parallel oder antiparallel zum Magnetfeld  $\mathbf{B}$  ist. Wechseln wir nun die Richtung des Stromes schneller, als es der Anwachsrate der helicalen Instabilität entspricht, so kann die Instabilität nicht entstehen. Wir haben deshalb den Wechselspannungsgenerator mit Frequenzen bis zu 100 kHz betrieben.

Als Beispiel zeigt Abb. 5 die  $V_{\parallel}(B)$ -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  $V_{\parallel T}$  läßt erkennen, daß die Umschaltzeit noch genügend weit unter der halben Periodendauer liegt, so daß ein relativer Vergleich zwischen  $V_{\parallel T}$  und  $V_{\parallel L}$  unter der Voraussetzung der Quasistationarität legitim ist. Für einen quantitativen Vergleich dieser Kurven mit Gl. (I.33) be-

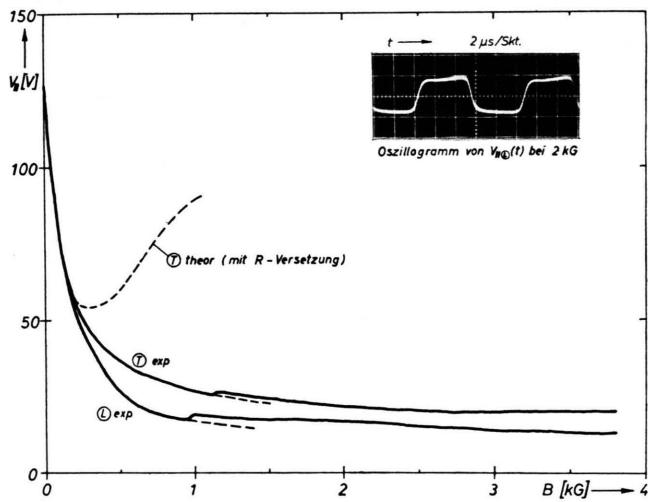


Abb. 5. Aufzeichnung der longitudinalen elektrischen Feldstärken ( $\sim V_{\parallel}$ ) in Abhängigkeit von  $B$  (HF) (He,  $p = 3 \cdot 10^{-2}$  Torr,  $|J| = 0,6$  A,  $f = 100$  kHz).

<sup>5</sup> K. MINAMI, S. IMAZU u. Y. NAKANO, J. Phys. Soc. Jap. **19**, 1079 [1964].

<sup>6</sup> K. H. WÖHLER, Z. Naturforschg. **17a**, 937 [1962].

<sup>7</sup> K. ADATI, Y. IIDA, T. SEKIGUCHI u. N. YAMADA, Phys. Fluids **9**, 1464 [1966].

<sup>8</sup> H. S. ROBERTSON, Plasma Phys. Bull., Univ. Miami, 1 [1964].

nötigen wir den Zusammenhang zwischen der Ionisationsrate  $\xi$  und der longitudinalen elektrischen Feldstärke  $E_{\parallel}$ .

Mit der Annahme MAXWELLScher Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen lässt sich für eine bestimmte Elektronentemperatur  $T_e$  die Anzahl der pro Zeiteinheit von einem Elektron gebildeten Ionenpaare nach<sup>9</sup> angeben:

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

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

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

Nach LEHNERT<sup>10</sup> ergibt sich hierfür:

$$\begin{aligned} \varkappa_e = & \frac{2m_e}{m_n} + \frac{8}{3} \left( \frac{2}{3} \pi \right)^{1/2} \lambda_e \frac{273}{T_n} p \left( d V_j \left\{ \frac{7}{4} + \frac{1}{2} \frac{eV_j}{kT_e} + \frac{3}{2} \frac{kT_e}{eV_j} \right\} \exp \{-eV_j/kT_e\} \right. \\ & \left. + \sum_s \frac{1}{A_s p} \frac{V_s}{V_{ms} - V_s} \frac{1 + (eV_s/2kT_e)\{1 + kT_e/e(V_{ms} - V_s)\}}{(1 + kT_e/e(V_{ms} - V_s))^3} \exp \{1 - eV_s/kT_e\} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

wobei die Definition der die Anregung beschreibenden Größen  $A_s$ ,  $V_s$  und  $V_{ms}$  und die entsprechenden numerischen Werte in<sup>10</sup> zu finden sind.

Aus der Bilanz zwischen Energieverlust des Elektrons und Energieaufnahme aus dem elektrischen Längsfeld erhält man für  $E_{\parallel}$  (vgl.<sup>10</sup>):

$$b_e \cdot E_{\parallel} = (96/\pi)^{1/4} \sqrt{\varkappa_e k T_e / 3 m_e}. \quad (3)$$

Die Gln. (I.33) und (II.1...3) beschreiben mit  $\xi = \xi_T$  die Abhängigkeit der longitudinalen elektrischen Feldstärke  $E_{\parallel T}$  von  $B$  im toroidalen Teil der Entladung. Diese implizite Relation  $E_{\parallel T}(B)$  ist nur numerisch auswertbar.

Als Beispiel ist in Abb. 5 die gestrichelte Kurve  $T_{\text{theor}}$  gezeigt, die  $L_{\text{exp}}$  als Bezugskurve hat und für  $F_1$  in Gl. (I.33) Proportionalität zu  $1/B^2$  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<sup>11</sup>). Dadurch wäre der Anstieg von  $\xi_T$  ebenfalls etwas schwächer als quadratisch mit  $B$ , das Minimum der Kurve  $T_{\text{theor}}$  in Abb. 5 würde sich nach höheren Magnetfeldern verlagern und ihr Anstieg wäre flacher. Trotzdem

reicht dies keinesfalls aus, um die Kurve  $T_{\text{exp}}$  zu erreichen. Offensichtlich sind die experimentell ermittelten Verluste in  $T$  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.

### 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.

<sup>9</sup> A. v. ENGEL u. M. STEENBECK, Elektrische Gasentladungen, Bd. 1, Springer-Verlag, Berlin 1932.

<sup>10</sup> B. LEHNERT, Proc. 2. Intern. Conf. Peaceful. Use Atomic Energy **32**, 349 (U. N., Geneva 1958).

<sup>11</sup> V. E. GOLANT u. A. P. ZHILINSKII, Soviet. Phys.-Tech. Phys. **7**, 84 [1962].

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 (I.31) und (I.32) in (I.18) bzw. (I.19) einsetzen:

$$\begin{aligned} V(r, \varphi) = & -\frac{k}{e} \frac{T_i y_i y_e - T_e (1 + y_i^2)}{1 + y_i y_e} \ln \left[ J_0 \left( \frac{r}{A_0} \right) \right] \\ & - \frac{k}{e} \left[ \frac{T_i}{T_e} y_i y_e - (1 + y_i^2) \right] \left\{ \frac{T_e (y_i^2 y_e^2 - \frac{3}{2} y_i y_e - \frac{1}{2})}{(1 + y_i y_e)^2} + (Q_{iz} + Q_{ez}) \sin \varphi \right\} \\ & - \left[ \frac{T_i y_i y_e^2 - 2 T_e y_i^2 y_e - T_e y_i}{(1 + y_i y_e)^2} - \frac{Q_{iz} + Q_{ez}}{y_e} \right] \cos \varphi \frac{r}{A} \\ & - \frac{2 k T_e}{e} \left[ 1 + \frac{1}{y_i y_e (1 + y_i^2)} \right]^{-2} \left[ \sin \varphi - \left( y_i + \frac{1}{y_e} \right) \cos \varphi \right] \frac{r}{A} \\ & - \frac{1}{e} [Q_{ez} \sin \varphi - (Q_{iz} + Q_{ez}) y_i \cos \varphi] \frac{r}{A} + \text{const} \end{aligned} \quad (4)$$

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

$$V(Z, R = A) = V_0 + \frac{k}{e} \left[ T_i - \frac{T_e}{y_e} \left( \frac{1}{y_i} + y_i \right) \right] \frac{T_i}{T_e} \frac{b_e^2}{b_i} \frac{Z}{A} B + \frac{2 k T_e b_i}{e} \frac{Z}{A} B + \text{const}, \quad (5)$$

$(y_i y_e \gg 1)$

$$V(R, Z = 0) = V_0 - \frac{k}{e} \left[ T_i - \frac{T_e}{y_e} \left( \frac{1}{y_i} + y_i \right) \right] b_i b_e \frac{R - A}{A} B^2 - \frac{2 k T_e}{e} \frac{R - A}{A} + \text{const}, \quad (6)$$

wobei das jeweils erste Glied in (4...6),  $V_0$ , die symmetrische Potentialverteilung in der linearen positiven Säule darstellt (vgl. 12). 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 herröhrt, 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. 6 gezeigt. Die 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 (4) 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. 1 ( $E_R$ )). In den auf diese Art

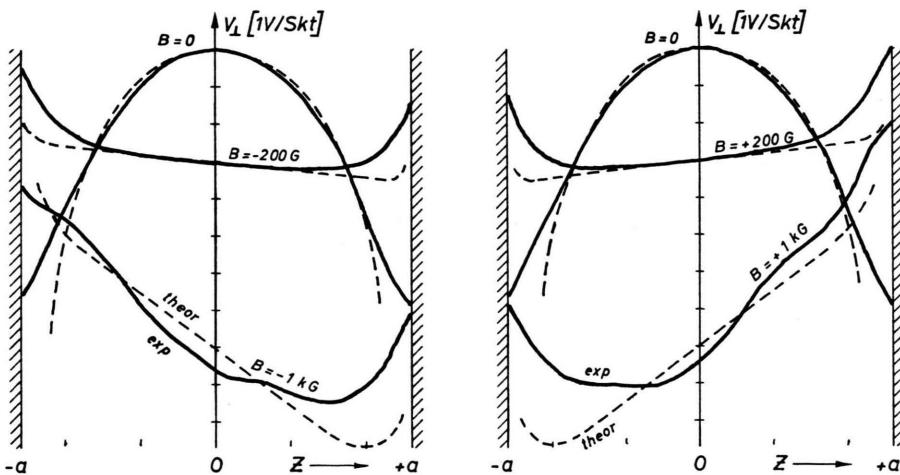


Abb. 6. Potentialprofile in  $Z$ -Richtung (Wechselstrombetrieb, HF) (He,  $p = 3 \cdot 10^{-2}$  Torr,  $|J| = 0,2$  A,  $f = 100$  kHz).

<sup>12</sup> G. ECKER, Gas Discharge Theory, Teoria bei Plasmi (25. Corso Sc. Intern. Fis. Fermi, Varenna) [1964].

erhaltenen Kurven (vgl. Abb. 7) können wir sogar die subtilere Abhängigkeit  $E_Z(B)$ , nämlich die Umkehr von  $E_Z$  für kleine Magnetfeldstärken, die von Gl. (4) aber auch schon von (I.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.

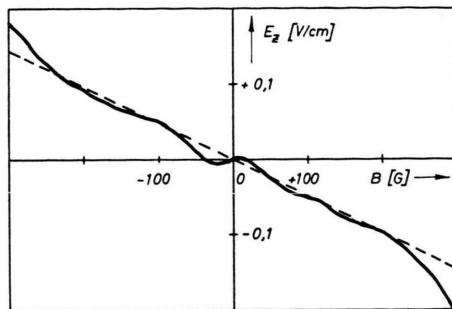


Abb. 7. Aufzeichnung der transversalen elektrischen Feldstärke  $E_Z$  in Abhängigkeit von  $B$  (HF) ( $\text{He}, p = 3 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$ ,  $|J| = 0,2 \text{ A}$ ,  $f = 100 \text{ kHz}$ ).

Anders ist es jedoch bei  $E_R$  (Abb. 8). Hier stellt sich nur dann näherungsweise Übereinstimmung zwischen Experiment und den berechneten Kurven ein, wenn wir in Gl. (I.19) für den Dichtegradienten nicht das berechnete, sondern ein symmetrisches Profil ohne Verlagerung in  $R$ -Richtung einsetzen.

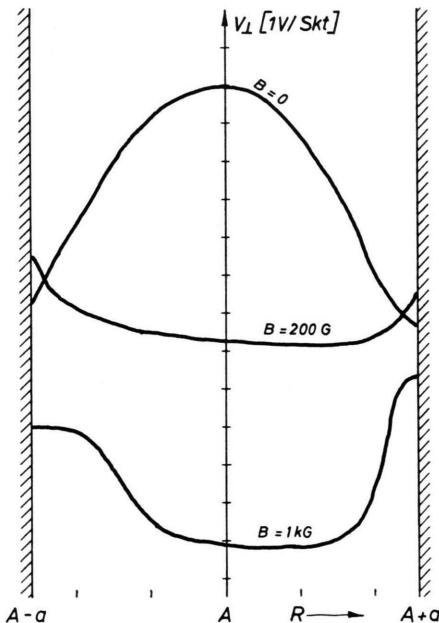


Abb. 8. Potentialprofile in  $R$ -Richtung (HF) ( $\text{He}, p = 3 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$ ,  $|J| = 0,2 \text{ A}$ ,  $f = 100 \text{ kHz}$ ).

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

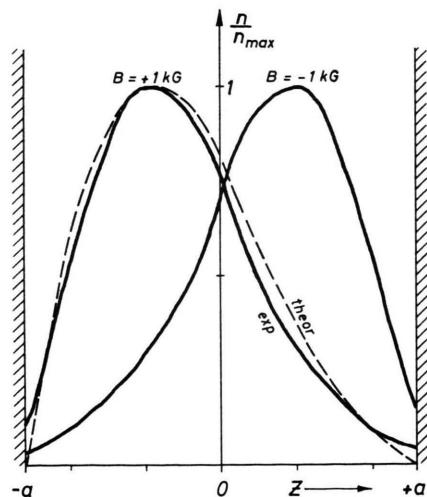


Abb. 9. Dichteprofile in  $Z$ -Richtung (Wechselstrombetrieb, HF) ( $\text{He}, p = 3 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}$ ,  $|J| = 0,5 \text{ A}$ ,  $f = 100 \text{ kHz}$ ).

In Abb. 10 erkennt man dagegen, daß bezüglich  $R$  das Dichteprofil im Gegensatz zur Theorie bei  $200 \text{ G}$  noch ungefähr symmetrisch ist und selbst bei hohen Magnetfeldstärken ( $1 \text{ kG}$ ) 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  $T$  weg, und es treten nur die mit der  $Z$ -Versetzung verbundenen,

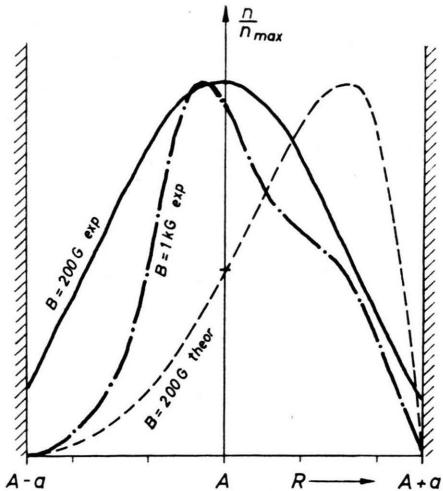


Abb. 10. Dichteprofile in  $R$ -Richtung (HF)  
(He,  $p = 3 \cdot 10^{-2}$  Torr,  $|J| = 0,5$  A,  $f = 100$  kHz).

für höhere Magnetfeldstärken konstanten Verluste auf, wie in Abb. 5 zu sehen ist.

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

Infolge der Krümmung der Entladung in  $\mathbf{T}$  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. 11).

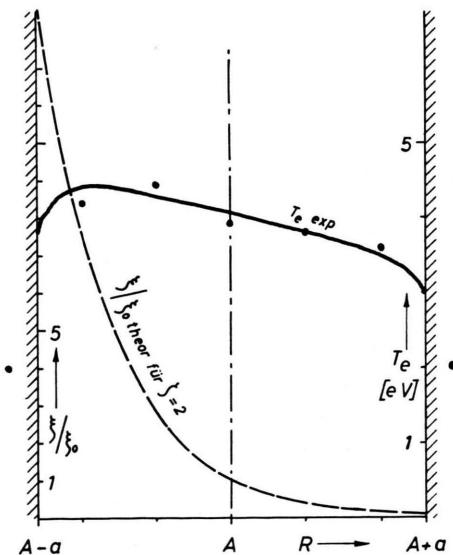


Abb. 11. Gemessenes Temperaturprofil (He,  $p = 3 \cdot 10^{-2}$  Torr,  $J = 0,5$  A) und Profil der Ionisationsrate für  $\zeta = 2$ .

Den Zusammenhang zwischen Elektronentemperatur und Ionisationsrate können wir uns in grober Näherung durch

$$\xi = \text{const} \cdot e^{-eV_j/kT_e} \quad (7)$$

ersetzen denken. Eine kleine Änderung in  $T_e$  kann also durch den exponentiellen Zusammenhang eine große Änderung in  $\xi$  hervorrufen, und zwar ist die relative Änderung in  $\xi$  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 (7) ein, so bekommt man für  $\xi_T$  eine  $R$ -Abhängigkeit von der Form:

$$\xi_T \approx \xi_{T0} e^{-\zeta(R-A)/A}, \quad (8)$$

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

Wir erhalten also eine große relative Änderung von  $\xi_T$  beim Übergang von  $A-a$  nach  $A+a$  nach der in Abb. 11 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  $\text{grad}\xi$ -Effekt kann sich auswirken. Als weiteres wesentliches Moment kommt hinzu, daß mit steigender Magnetfeldstärke die Elektronentemperatur sinkt, die wiederum über den Faktor  $\zeta$  im Exponenten in Gl. (8) den Gradienten von  $\xi$  erhöht. Für einen bestimmten Bereich von Plasmaparametern kann also die Wirkung der Torusdrift, die das Dichteprofil mit steigender Magnetfeldstärke in  $R$ -Richtung zu treiben versucht [Gl. (I.31)], durch den  $\text{grad}\xi$ -Effekt gerade kompensiert werden.

Um diese Plausibilitätsbetrachtung etwas quantitativer zu fassen, haben wir Gl. (I.22) in einer Dimension ( $R$ -Richtung) unter Benutzung der neuen  $R$ -abhängigen Ionisationsrate (8) noch einmal gerechnet:

$$F_1 \frac{\partial^2 n}{\partial R^2} + F_2 \frac{\partial n}{\partial R} + \xi_{T0} e^{-\zeta(R-A)/A} n = 0. \quad (9)$$

Ein Beispiel der numerisch erhaltenen Lösungen von (9) ist in Abb. 12 gezeigt.

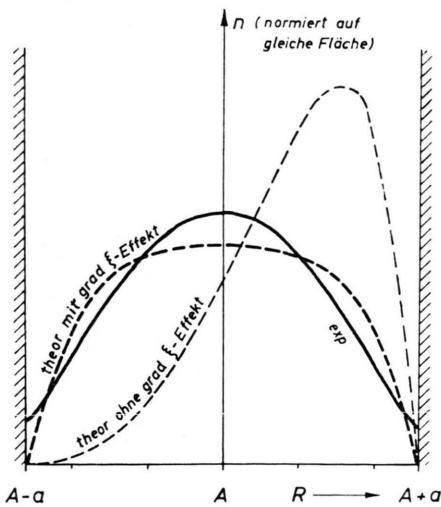


Abb. 12. Wirkung des  $\text{grad } \xi$ -Effektes auf das Dichteprofil in  $R$ -Richtung ( $\text{He}, p = 3 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}, B = 200 \text{ G}, \xi = 2$ ).

Wir sehen, daß das berechnete Profil etwas breiter ist als das experimentell bestimmte. Da wir jedoch in (9) nur das ebene Problem betrachtet haben — wir erhalten in diesem Fall für  $\xi = 0$  und  $B = 0$  die breitere  $\cos$ -Verteilung statt der richtigen Besselschen Funktion — und da Gl. (8) 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  $\text{grad } \xi$ -Effektes berechnet wurde.

Wir haben damit den Beweis erbracht, daß der gefundene  $\text{grad } \xi$ -Effekt eine *hinreichende* Erklärung für die symmetrische Form des Dichteprofils in  $R$ -Richtung und die geringen Verluste in  $T$  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 Erklärungsmöglichkeiten sind damit jedoch nicht ausgeschlossen. Es wäre deshalb günstig, wenn man außerdem noch einen Beweis für die *notwendige* Gültigkeit des  $\text{grad } \xi$ -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  $\xi$  beschrieben wird.

## 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 Entladungssachse konzentrischen Spule eingekoppelt wird, durch den Gradienten der  $E_\varphi$ -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 verschiedenen, 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. (I.7) und (I.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  $\xi n$  weglassen. In Gl. (I.22) wird  $\xi n$  dann durch  $-\partial n / \partial t$  ersetzt, und das Problem bleibt homogen. Es tritt lediglich zur räumlichen Lösung der Dichteverteilung ein zeitabhängiger Faktor  $\exp\{-t/\tau_d\}$  hinzu, der den zeitlich exponentiellen Zerfall des — in diesem Falle nicht mehr stationären — Plasmas mit der Zerfallszeit  $\tau_d$  beschreibt, die das Inverse der früheren Ionisationsrate  $\xi$  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. 13 (siehe Seite 1905) schematisch gezeigt. Bei Oszilloskop 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 je-

weils nach  $50 \mu\text{s}$  abgeschaltet. Mit einer definierten, von 0 bis  $100 \text{ ms}$  veränderlichen Verzögerungszeit wird der Strahl des Oszillographen für ca.  $50 \mu\text{s}$  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 einen Aufwand; denn einerseits mußte die gesamte Sondenlektronik 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 Plasmainterne widerstand der Sonden bestimmt wird, genügend weit unter  $\tau_d$  gehalten werden mußte.

Ein Beispiel der Meßergebnisse zeigt Abb. 14. Schon an diesem Bild können wir qualitativ erkennen, daß unsere Vermutung richtig war: Das Dichtemaximum hat sich nach  $8 \text{ ms}$  deutlich in  $R$ -Richtung verschoben.

Ein Bild des gesamten Zerfallsverhaltens ist in Abb. 15 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 Maxi-

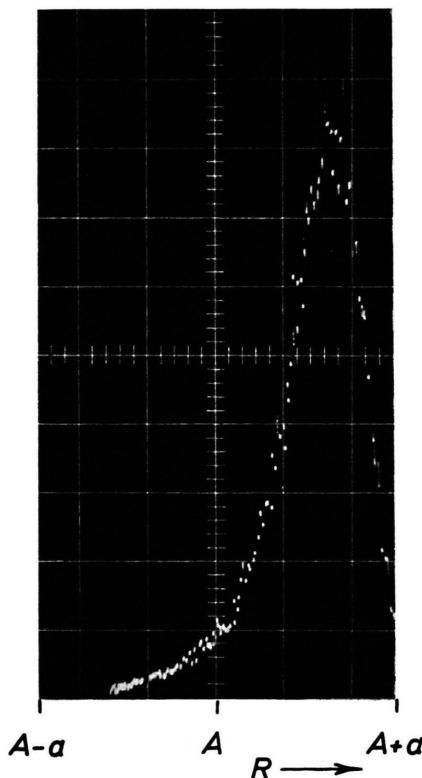


Abb. 14. Oszillographenbild eines Dichteprofils in  $R$ -Richtung nach  $8 \text{ ms}$  Zerfallszeit ( $\text{He}, p = 3 \cdot 10^{-2} \text{ Torr}, B = 800 \text{ G}$ ).

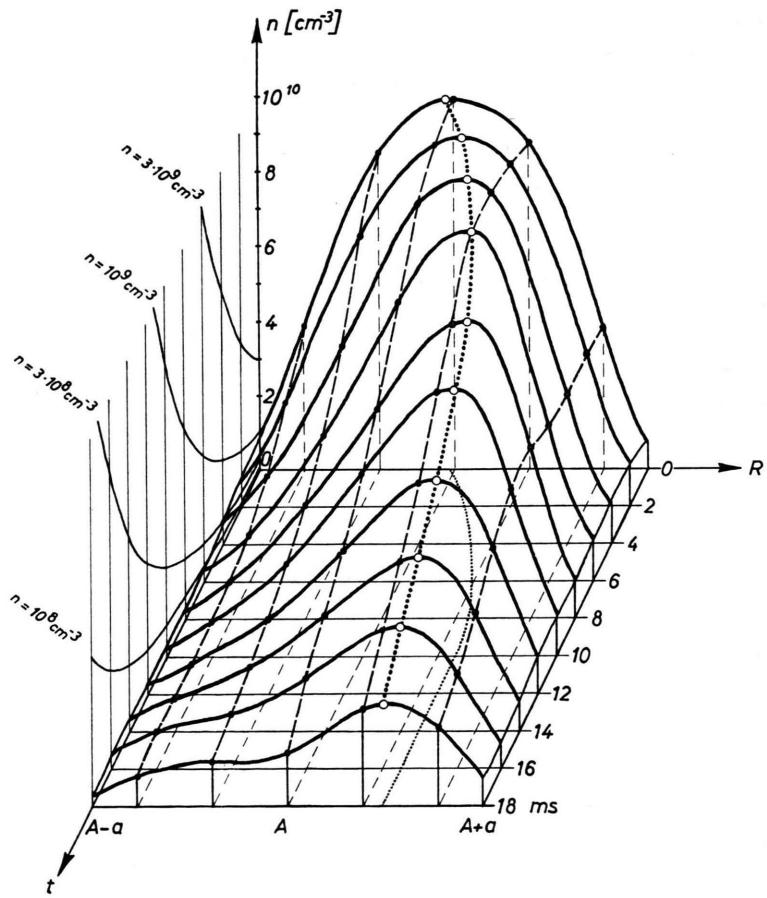


Abb. 15. Raum-zeitlicher Verlauf des Dichteprofils im zerfallenden Plasma ( $R$ -Richtung) ( $\text{He}, p = 10^{-1} \text{ Torr}, B = 600 \text{ G}$ ).

mums in Gl. (I.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 Dichteprofils 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. 16 gezeigt ist.

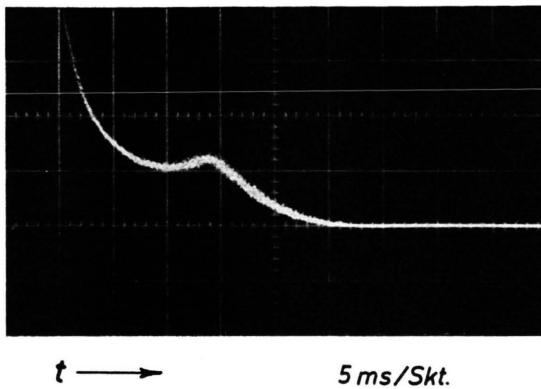


Abb. 16. Beispiel eines nicht-monotonen Dichteabfalls  
(Sondenort:  $R = A + 1,6$  cm, Ar,  $p = 3 \cdot 10^{-2}$  Torr,  
 $B = 500$  G).

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

#### 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. 15 in logarithmischem Maßstab über der Zeit auf (Abb. 17), so weisen die beiden verschiedenen Neigungen der Kurve deutlich auf zwei verschiedene Zerfallszeiten hin: Am Anfang sind die Verluste geringer auf Grund des symmetrischen Dichteprofils, um bei Erreichung der asymmetrischen Endlage des Profils in die durch  $\tau_{d2}$  bestimmten Verluste überzugehen.

Damit sind wir in der Lage, unser Ergebnis mit einer anderen Arbeit zu vergleichen. GOLANT et al.<sup>13</sup> haben nicht die DichteVerteilung, sondern den Abfall der über den Querschnitt integrierten Dichte

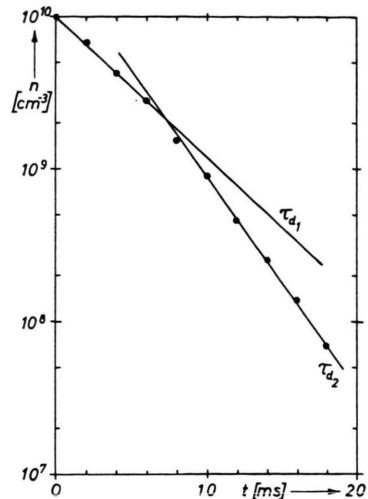


Abb. 17. Zerfallskurve des Dichtemaximums aus Abb. 15  
in logarithmischem Maßstab.

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“<sup>13</sup> zu suchen, sondern — wie wir gezeigt haben — vor allem in der Symmetrisierung des Dichteprofils durch den grad  $\xi$ -Effekt.

Bei allen unseren Messungen fiel auf, daß die experimentell erhaltenen Zerfallszeiten  $\tau_{d2}$  kürzer sind als die theoretisch erwarteten  $(1/\xi_1)$ . Dies wurde auch in<sup>13</sup> festgestellt. Die — nicht bekannten — Gründe hierfür sind wahrscheinlich auch dafür verantwortlich, daß der ambipolare Diffusionskoeffizient etwas schwächer als mit  $1/B^2$  geht (vgl. 11).

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.

<sup>13</sup> V. E. GOLANT, O. B. DANILOV u. A. P. ZHILINSKII,  
Soviet. Phys.-Tech. Phys. 8, 778 [1964].

## 5. Die instabile positive Säule

### 5.1. Kritische magnetische Feldstärke

In<sup>14</sup> 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,

$$\left\langle -\frac{E_{\varphi'}}{B_z} \frac{\partial n}{\partial r} \right\rangle > \left\langle -\frac{\partial}{\partial z} \left( D_e \frac{\partial n'}{\partial z} \right) - \nabla_{\perp} \cdot \left( D_e \frac{1}{1+y_e^2} \mathbf{v}_{\perp} n' \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r n' \frac{b_e}{1+y_e^2} E_{r0} \right) - \xi_{\mathbf{T}} n' - \nabla_{\perp} \cdot (n' \mathbf{w}_R) \right\rangle, \quad (10)$$

wobei Störungsgrößen mit einem Strich versehen sind, während ungestörte Größen den Index 0 tragen (die Mittelung erstreckt sich über den Winkelhalbtraum, in dem sich die Helix befindet).

Bei Berechnung der kritischen magnetischen Feldstärke mittels Gl. (10) erhalten wir ein  $B_{cT}$ , das etwas über  $B_{cL}$  liegt, wie größenordnungsmäßig richtig im Experiment beobachtet wird (Abb. 4). Beim quantitativen Vergleich ist noch zu berücksichtigen, daß das höhere  $E_{\parallel}$  in  $\mathbf{T}$  die Plasmasäule 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 5 kHz, also weit unterhalb der Betriebsfrequenz lagen. Diese schwache Instabilität läßt sich qualitativ mit einer Theorie von der Art, wie sie MORSE<sup>15</sup> gebracht hat, beschreiben. MORSE nimmt im zylindersymmetrischen Fall flute-ähnliche Störungen an, die sich in  $\varphi$ -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. <sup>16</sup> oder <sup>17</sup>), und allgemein auch auf Wechselfeldentladungen vom Typ AMBI-POL III anwenden.

sondern die longitudinale elektrische Feldstärke, die die verlustbringenden  $E_{\varphi}$ -Feldstärken erzeugt. Zur Herleitung dieses Bildes werden die Driften in der helicalen Störung im einzelnen untersucht, die die Störung anwachsen lassen (Gl. (6) in <sup>14</sup>). Berücksichtigen wir in diesem Ausdruck noch die Torusdrift mit  $\mathbf{w}_R$ , so erhalten wir folgende Bedingung für das Anwachsen der Störung im toroidalen Teil der Entladung:

$$\left\langle -\frac{E_{\varphi'}}{B_z} \frac{\partial n}{\partial r} \right\rangle > \left\langle -\frac{\partial}{\partial z} \left( D_e \frac{\partial n'}{\partial z} \right) - \nabla_{\perp} \cdot \left( D_e \frac{1}{1+y_e^2} \mathbf{v}_{\perp} n' \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r n' \frac{b_e}{1+y_e^2} E_{r0} \right) - \xi_{\mathbf{T}} n' - \nabla_{\perp} \cdot (n' \mathbf{w}_R) \right\rangle, \quad (10)$$

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. 5, daß die kritischen magnetischen Feldstärken für das Einsetzen dieser Instabilität viel weiter auseinander liegen, als dies für die 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 helicalen 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<sup>18,19</sup>, HOH<sup>20</sup>, WÖHLER<sup>21</sup> und SHEFFIELD<sup>22</sup> theoretisch bzw. experimentell untersucht. Zur experimentellen Beobachtung der durch Turbulenz verursachten Verluste in AMBI-POL III müssen wir eine Wechselspannung anlegen, deren Frequenz unter der Anwachsraten der K-Instabilität liegt. Dann können wir sicher sein, die turbulenten Verluste zu beobachten, die auf Grund der K-Instabilität entstehen.

<sup>14</sup> F. C. HOH, Phys. Fluids **5**, 22 [1962].

<sup>15</sup> D. L. MORSE, Phys. Fluids **8**, 1339 [1965].

<sup>16</sup> R. GELLER, Phys. Rev. Letters **9**, 248 [1962].

<sup>17</sup> E. J. POWERS, Phys. Fluids **8**, 1155 [1965].

<sup>18</sup> B. B. KADOMTSEV, Soviet. Phys.-Tech. Phys. **6**, 927 [1962].

<sup>19</sup> B. B. KADOMTSEV, Plasma Turbulence, Academic Press, London/New York 1965.

<sup>20</sup> F. C. HOH, Boeing-Rep. D1-82-0512 [1966].

<sup>21</sup> K. H. WÖHLER, Proc. Intern. Symp. Diff. Plasma, Feldafing 1964.

<sup>22</sup> J. SHEFFIELD, Thesis, Univ. London 1966.

In Abb. 18 ist ein Beispiel dieser Messungen gezeigt. Wie man sieht, steigt bei hohen Magnetfeldstärken die Differenz der Verluste in **T** und **L** mit  $B$  an. Der Grund hierfür ist: Der effektive Diffu-

Dichteprofil hat, der bei Untersuchungen der turbulenten positiven Säule (siehe<sup>21, 22</sup>) 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.<sup>23</sup> wurde experimentell festgestellt und von HOLTER et al.<sup>24</sup> 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 Hystereseffektes<sup>24</sup> nicht völlig kontrolliert werden kann.

In<sup>23</sup> 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. 20): Zweimal je vier Photoelemente konnten jeweils kreuzweise um das Entladungsrohr aufgebaut werden (sowohl in **L** als auch in **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  $\lambda$  der Schraube möglich. Die Wirksamkeit dieser einfachen Methode ist anhand der LISSAJOUSfiguren der helicalen Oszillationen (Abb. 20) zu erkennen.

Die Rotationsfrequenz war in jedem Fall, wenn sich eine stationäre Helix ausgebildet hatte, in **L** und **T** die gleiche. Nur die Ganghöhe  $\lambda$  der Schraube lag in **T** etwas (ca. 5%) unter der in **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,

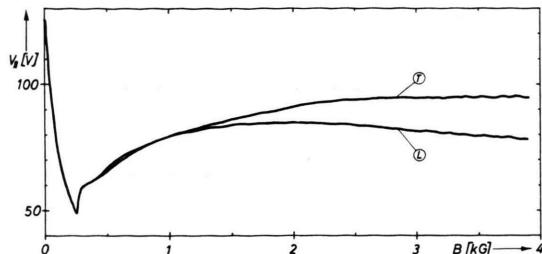


Abb. 18. Aufzeichnung der longitudinalen elektrischen Feldstärken ( $\sim V_{||L}$ ) in Abhängigkeit von  $B$  (Wechselstrombetrieb, NF) (He,  $p = 3 \cdot 10^{-2}$  Torr,  $|J| = 0,6$  A,  $f = 1$  kHz).

sionskoeffizient 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 — Dichteprofils in  $Z$ -Richtung (für sehr hohes  $B$  auch in  $R$ -Richtung) zu Verlusten, die mit der Magnetfeldstärke ansteigen.

Der Abfall von  $V_{||L}$  bei sehr hohen Magnetfeldstärken, bei denen  $V_{||L}$  nach<sup>19, 20</sup> eigentlich einem konstanten Wert zustreben sollte, ist mit dem Konzentrationseffekt erklärbar, der mit  $B$  anwächst. Abb. 19 zeigt, daß der Konzentrationseffekt im instabilen Plasma einen erheblichen Einfluß auf das

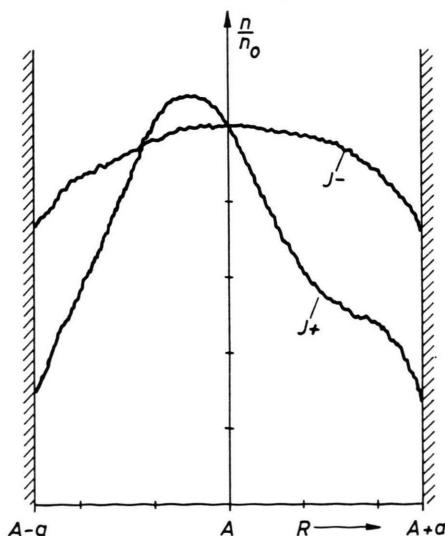


Abb. 19. Dichteprofile im instabilen Plasma (He,  $3 \cdot 10^{-2}$  Torr,  $|J| = 0,5$  A,  $B = 1$  kG).

<sup>23</sup> G. A. PAULIKAS u. R. V. PYLE, Phys. Fluids 5, 348 [1962].

<sup>24</sup> O. HOLTER u. R. R. JOHNSON, Phys. Fluids 8, 333 [1965].

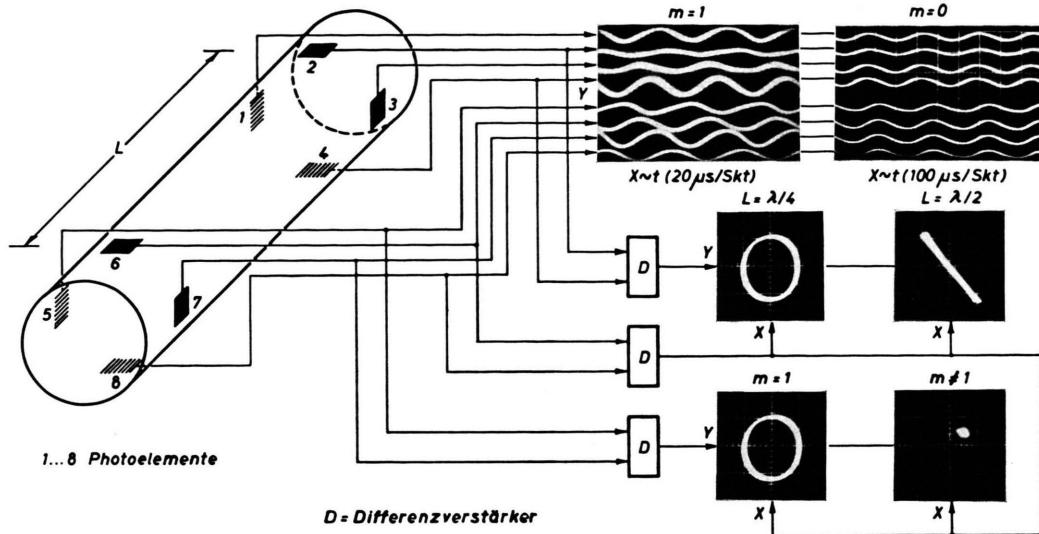
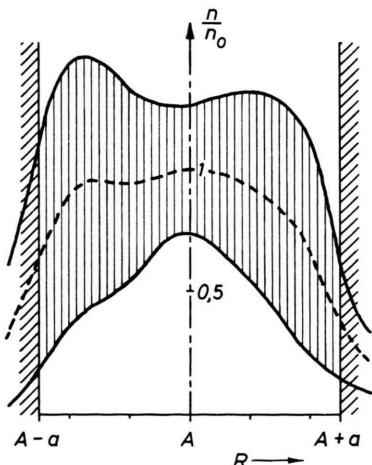


Abb. 20. Messung der stationären Helix mittels Photoelementen.

da  $B_{cL}$  etwas niedriger als  $B_{cT}$  ist und  $\lambda$  mit  $B - B_c$  ansteigt.

Außerdem sagt die Theorie auch einen Einfluß des  $\xi$ -Gradienten auf die sich drehende Helix voraus. Betrachtet man nämlich eine Dichtewelle, die sich in Richtung eines Gradienten der Ionisationsrate bewegt, so sollte deren Amplitude wegen der steigenden Ionisation zunehmen.

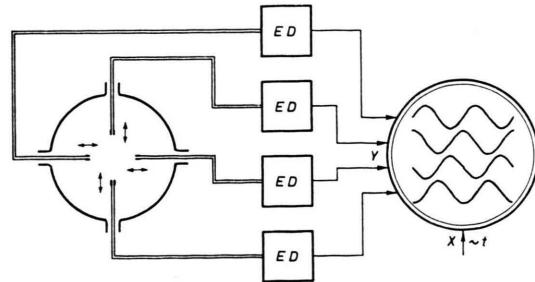
Mit einer Anordnung, die der in Abb. I.10 gezeigten ähnlich ist (Schreiber durch Oszillograph erersetzt), wurde die Dichteverteilung in  $R$ -Richtung zusammen mit ihrer Fluktuationsamplitude in der schwach turbulenten positiven Säule aufgezeichnet.

Abb. 21. Dichtefluktuationsamplituden im instabilen Plasma (He,  $p = 9 \cdot 10^{-2}$  Torr,  $B = 480$  G).

Das Ergebnis (Abb. 21) zeigt deutlich die höhere Amplitude links von  $R = A$  im Gebiet mit höherem  $\xi$ .

Ferner ist es möglich, daß die Dichtewelle ihre Amplitude nicht gleichmäßig erhöht bei ihrer Bewegung parallel zu dem  $\xi$ -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  $\xi$ -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



ED = schnelle Doppelsonden elektronik mit Differenzverstärker (vgl. Abb. 32)

Abb. 22. Messung der stationären Helix mittels Doppelsonden.

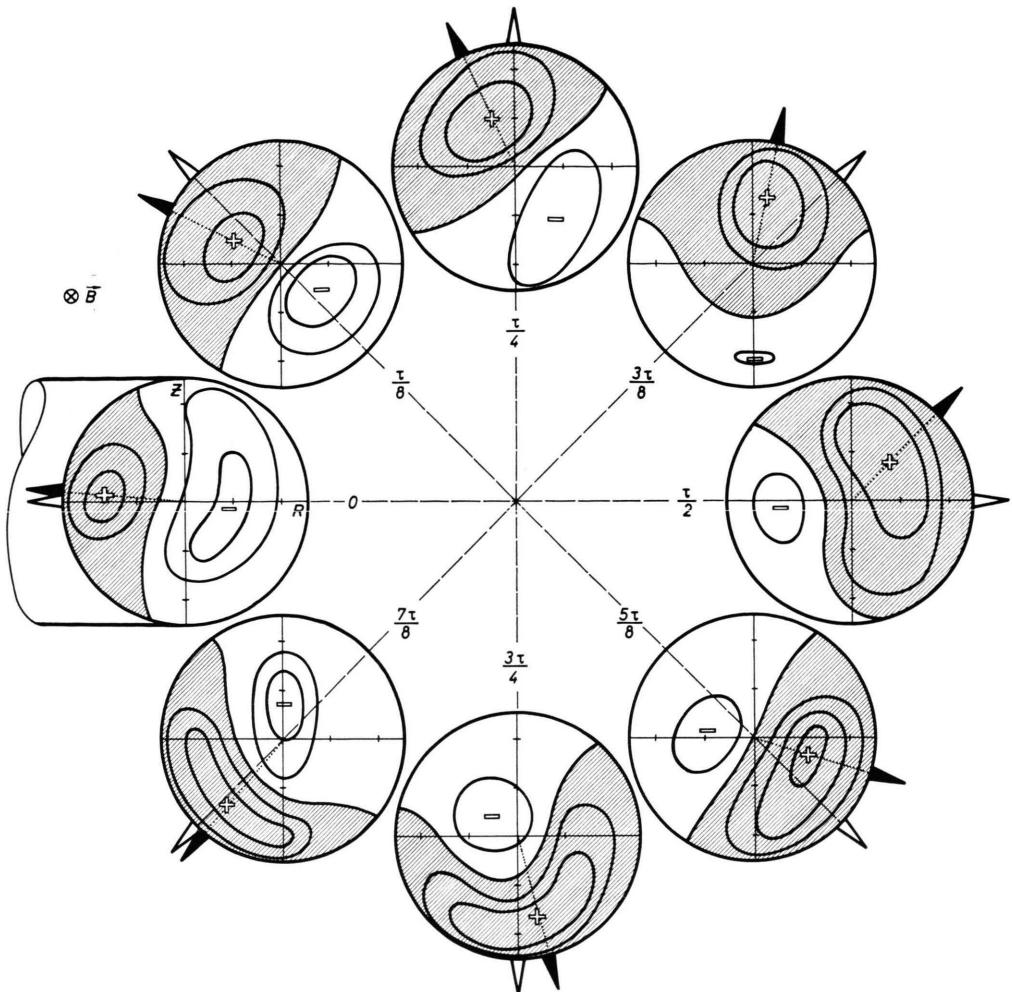


Abb. 23. Bewegung einer stationären Helix unter dem Einfluß des  $\text{grad}\xi$ -Effektes ( $\text{He}, p = 9 \cdot 10^{-2}$  Torr,  $B = 440$  G,  $J = 1$  A).

wir eine definierte Helix möglichst lange stationär gehalten haben und sowohl ihre zeitliche als auch örtliche Struktur mit einer in Abb. 22 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. 23 ergab. Sie beschreibt den Weg der schraubenförmigen Oszillation im Laufe einer Rotationsperiode  $\tau$ . 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 Dichteprofils). 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. 25).

Man sieht in Abb. 23 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  $\xi$  vor und holt seinen „Rückstand“ wieder auf.

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

<sup>25</sup> M. SATO u. Y. HATTA, KAKUYUGO KENKYU (Nuclear Fusion Res. Japan) **15**, 567 [1965].

## 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 <sup>3</sup> durch den Konzentrationseffekt und die Auffindung und der Beweis des 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 Gleichstrombetriebes 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 niedrfrequenten 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 einer derselben Entladungsrohre möglich ist.

Der gefundene 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 <sup>26</sup> beschrieben ist, wichtig werden.

<sup>26</sup> C. M. BRAAMS, Phys. Rev. Lett. **17**, 470 [1966].

Ein Vergleich mit unseren in <sup>3</sup> 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 Diagnostikmittel 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 Plasmaparametern 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 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<sup>23</sup> 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. ECKHARTT und Herrn Dr. GRIEGER danke ich für die Unterstützung der Experimente durch das Institut für Plasmaphysik. Nicht zuletzt schulde ich Frau KARGER und Fräulein KARGER großen Dank für die Mitarbeit bei der Fertigstellung des Manuskriptes bzw. der Zeichnungen, sowie Herrn BILGRAM und Herrn WILLE für die Mithilfe bei den Experimenten.