

# Untersuchungen am Elektronenstrahlplasma \*

WINFRIED HERRMANN

Institut für Plasmaphysik GmbH, Garching bei München

(Z. Naturforsch. 21 a, 2033—2039 [1966] ; eingegangen am 25. August 1966)

The beam plasma exists in at least two states: The "quiescent" state with low pressures and the "turbulent" state with high pressures of the neutral gas (argon in most experiments). The quiescent state is described theoretically. It is shown that the system should transport growing waves with frequencies just below the upper hybrid frequency  $\omega_H^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$ . These oscillations are found experimentally for  $\omega_p > k_1 \omega_c$ , where  $k_1$  has a value of about 0.35 in the experiments described. Increasing the pressure and the plasma density as well raises the amplitude of the oscillations. Then at the critical pressure the turbulent state with high density is produced very abruptly. The essential feature of this second state is the high energy loss of the beam particles. The dependence of the losses on the parameters of the system is studied in detail. The maximum losses may attain 50% of the original beam energy. Some other properties of the system are described.

Eine einfache und weit gebräuchliche Methode (z. B. <sup>1-4</sup> und zahlreiche weitere Literaturhinweise in <sup>5</sup>), die Wechselwirkung eines Elektronenstrahls mit einem Plasma zu untersuchen, besteht darin, den Strahl in Neutralgas einzuschießen. Durch Stöße bauen die Elektronen des Strahls ein Plasma auf (Strahlplasma), mit dem der Strahl dann in Wechselwirkung treten kann. Bei dieser Anordnung können in weiten Bereichen der Strahlparameter alle Erscheinungen zwei wesentlich verschiedenen Zuständen des Systems zugeordnet werden, die sich bei sonst festgehaltenen Parametern am deutlichsten durch den Druck  $p$  des Neutralgases voneinander unterscheiden. Der Zustand für  $p < p_{krit}$  wird als „nicht turbulenter“ Zustand, der für  $p > p_{krit}$  als der „turbulente“ Zustand bezeichnet.

Der Übergang zwischen beiden Zuständen erfolgt sehr rasch beim kritischen Druck  $p_{krit}$ . Man kann sich den Mechanismus des Übergangs folgendermaßen vorstellen: Im „nicht turbulente“ Zustand werden Wellen angeregt, deren Amplitude mit dem Druck wächst (wachsender Druck bedeutet auch wachsende Plasmadichte, siehe Abschnitt V). Beim kritischen Druck gewinnen die Sekundärelektronen des Strahlplasmas soviel Energie aus den Wellen, daß sie selbst ionisieren können. Plasmadichte und Wellenamplitude schaukeln sich so lange auf, bis

nichtlineare Effekte ein weiteres Anwachsen verhindern: Das System befindet sich im „turbulente“ Zustand.

Im „nicht turbulente“ Zustand treten höchstens schwache kollektive Wechselwirkungen zwischen Strahl und Plasma auf, d. h. solche, die im Strahl oder im Plasma keine nennenswerten Änderungen hervorrufen. Dieser Zustand kann relativ einfach theoretisch behandelt werden (Abschnitt I). Experimentell lassen sich Schwingungen finden, die von der Theorie gedeutet werden können (Abschnitt III). Der „turbulente“ Zustand wird durch nichtlineare kollektive Wechselwirkung hervorgerufen, Strahl und Plasma erleiden beachtliche Veränderungen. Der Elektronenstrahl verliert einen großen Teil seiner Energie (Abschnitt IV), Plasmadichte und Temperatur nehmen zu (Abschnitt V).

## I. Theoretische Behandlung des „nicht turbulente“ Zustandes

Der „nicht turbulente“ Zustand ist gekennzeichnet durch einen monochromatischen Elektronenstrahl, nahezu kalte Plasmaelektronen, kalte unbewegliche Plasmaionen. Der Strahl hat einen endlichen Durchmesser und eine endliche Länge. Die Endlichkeit des Durchmessers ist in der folgenden

\* Auszug aus der von der Fakultät für allgemeine Wissenschaften der Technischen Hochschule München genehmigten Dissertation über „Untersuchungen am Elektronenstrahlplasma“ des Dipl.-Phys. WINFRIED HERRMANN.

<sup>1</sup> C. ETIEVANT, Rapport CEA-R 2456 [1964].

<sup>2</sup> A. VERMEER, H. J. HOPMAN et al., Vortrag auf d. 7. Intern. Konf. über Phänomene in ionis. Gasen, Belgrad 1965.

<sup>3</sup> H. J. HOPMAN, EURATOM Symposium on Plasma Physics, Varenna 1964. Part II, p. 21.

<sup>4</sup> J. R. APEL and A. M. STONE, Vortrag auf d. 7. Intern. Konf. über Phänomene in ionis. Gasen, Belgrad 1965.

<sup>5</sup> W. HERRMANN, IPP-Laborbericht (in Vorbereitung).



Rechnung berücksichtigt, die endliche Länge nicht. Zur Vereinfachung der Rechnung wird angenommen, daß Strahl und Plasma homogen sind und ein gut leitendes Metallrohr füllen (eingehende Diskussion der Voraussetzungen in <sup>5</sup>).

Als Ausgang zur Berechnung der Dispersionsgleichung dienen die Bewegungsgleichungen für die Plasma- und die Strahlelektronen (1), (2), die Kontinuitätsgleichung (3) und die MAXWELL-Gleichungen (5), (6). Gl. (4) ist die Definition des Stromes. Die Gleichungen sind in linearisierter Form geschrieben.

$$m \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial t} = -e \left\{ \mathfrak{E}_1 + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_1 \times \mathfrak{B}_0] \right\}, \quad (1)$$

$$m \left( \frac{\partial \mathbf{v}_1'}{\partial t} + \mathbf{v}_0' \frac{\partial \mathbf{v}_1'}{\partial z} \right) = -e \left\{ \mathfrak{E}_1 + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_0' \times \mathfrak{B}_1] + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_1' \times \mathfrak{B}_0] \right\}, \quad (2)$$

$$\text{div}(n_0' \mathbf{v}_1' + n_1' \mathbf{v}_0') = - \frac{\partial n_1}{\partial t}, \quad (3)$$

$$\mathbf{j}_1 = -e(n_0 \mathbf{v}_1 + n_0' \mathbf{v}_1' + n_1' \mathbf{v}_0'), \quad (4)$$

$$\text{rot } \mathfrak{E}_1 = - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{B}_1}{\partial t}, \quad (5)$$

$$\text{rot } \mathfrak{B}_1 = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{E}_1}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_1. \quad (6)$$

Dabei bedeuten:

$\mathbf{v}_1$  = Geschwindigkeitsstörung der Plasmaelektronen,

$n = n_0 + n_1$  mit  $n_1 \ll n_0$  Dichte der Plasmaelektronen,

$\mathbf{v}' = \mathbf{v}_0' + \mathbf{v}_1'$  mit  $|\mathbf{v}_1'| \ll |\mathbf{v}_0'|$  Geschwindigkeit der Strahlelektronen,

$n' = n_0' + n_1'$  mit  $n_1' \ll n_0'$  Dichte der Strahlelektronen,

$\mathfrak{E}_1$  = elektrische Feldstärke,

$\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_0 + \mathfrak{B}_1$  mit  $|\mathfrak{B}_1| \ll |\mathfrak{B}_0|$  magnetische Feldstärke,

$-e, m$  = Ladung und Masse der Elektronen,

$c$  = Lichtgeschwindigkeit.

Die Richtungen von Magnetfeld und Strahl fallen in nullter Näherung mit der Richtung der  $z$ -Achse zusammen.

Die Lösung des Gleichungssystems (1) – (6) wird nur in elektrostatischer Näherung gesucht, d. h. für das elektrische Feld wird der Ansatz  $\mathfrak{E}_1 = -\text{grad } \Phi_1$  gemacht. Da das Problem zylindersymmetrisch ist,

wird für die Größen erster Ordnung die Lösung in der Form

$$q_1 = q(r) e^{-i(\omega t - l\varphi - kz)}$$

angesetzt.

In enger Anlehnung an <sup>6</sup> erhält man im rotationsymmetrischen Fall ( $l=0$ ) für die radiale Grundmode die Dispersionsgleichung

$$\frac{2,4^2}{R^2 k^2} = - \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1}. \quad (7)$$

Dabei gilt:

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2} - \frac{\omega_p'^2}{(\omega - k v_0')^2 - \omega_c'^2},$$

$$\varepsilon_3 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_p'^2}{(\omega - k v_0')^2}.$$

$\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 e^2/m}$  und  $\omega_p' = \sqrt{4\pi n_0' e^2/m}$  sind die Plasmafrequenzen von Plasma- und Strahlelektronen,  $\omega_c = |e B_0/mc|$  ist die Gyrofrequenz der Elektronen,  $2R$  ist der Durchmesser des Strahls,  $v_0' = |\mathbf{v}_0'|$ ,  $B_0 = |\mathfrak{B}_0|$ .

Die Dispersionsgleichung (7) wurde für viele Parameter numerisch gelöst. Abb. 1 zeigt ein Beispiel eines Dispersionsdiagramms. Dabei ist die re-

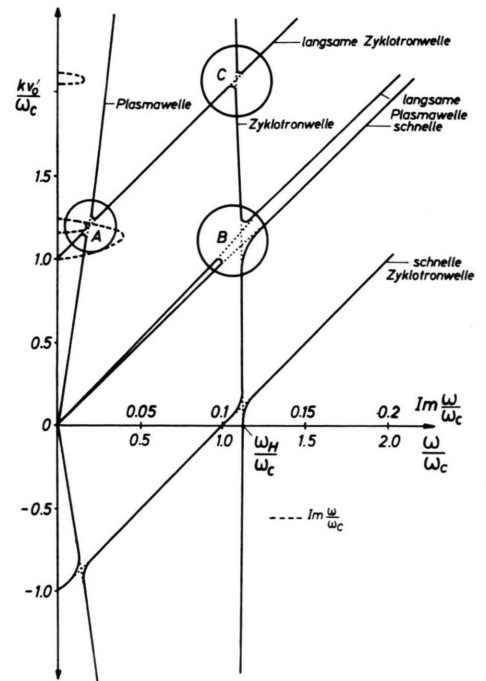


Abb. 1. Dispersionsdiagramm. Frequenz  $\omega/\omega_c$  und Anwachsrate  $\text{Im}(\omega/\omega_c)$  als Funktion der Wellenzahl  $k v_0'/\omega_c$ .

<sup>6</sup> A. W. TRIVELPIECE and R. W. GOULD, J. Appl. Phys. **30**, 1784 [1959].

duzierte Frequenz  $\omega/\omega_c$  auf der Abszisse als Funktion von  $k v_0'/\omega_c$  aufgetragen. Ausführliche Diskussionen ähnlicher Diagramme finden sich z. B. in <sup>1</sup> und <sup>7-9</sup>. In den Bereichen A, B, C gibt es für reelle  $k$  komplexe  $\omega$ . Das heißt, Wellen mit Frequenzen und Wellenlängen aus diesen Gebieten können auf Grund einer zufälligen Störung (Rauschen) von selbst entstehen.

Die im Experiment auftretenden Schwingungen (Abb. 4) haben eine Frequenz, die in der Nähe der oberen hybriden Frequenz  $\omega_H = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2}$  liegt.  $\omega_H$  gehört zu den Bereichen B und C. Diese Bereiche wurden daher etwas eingehender untersucht. Die Wechselwirkung im Bereich B wird durch den CERENKOV-Effekt, die in C durch den anomalen DOPPLER-Effekt hervorgerufen. Die Anwachsrate wachsen bei beiden Effekten mit der Plasmadichte an.

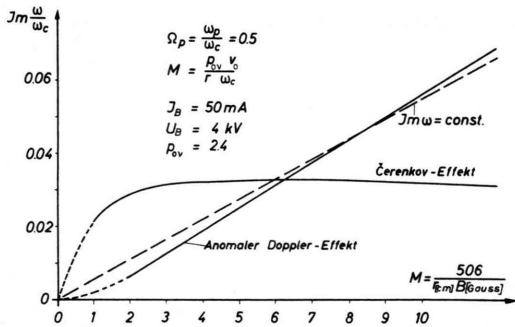


Abb. 2. Anwachsrate  $\text{Im}(\omega/\omega_c)$  als Funktion vom reziproken Produkt aus Radius  $r$  und Magnetfeldstärke  $B$  bei festem Strahlstrom  $I_B$ .

Die Abhängigkeit der Anwachsrate von Radius  $r$  und Magnetfeld  $B$  ist für beide Effekte verschieden (Abb. 2). Dies kann unter Umständen dazu benutzt werden, die Schwingungen dem Gebiet B oder C zuzuordnen. Für ein festes Verhältnis  $\omega_p/\omega_c$  hängt im anomalen DOPPLER-Effekt die Anwachsrate im experimentell untersuchten Bereich schwach von  $r$  und  $B$  ab, im CERENKOV-Effekt wächst sie dagegen etwa proportional mit  $r$  und mit  $B$ . Für kleine  $r \cdot B$  überwiegt der anomale DOPPLER-Effekt.

Die reellen Wechselwirkungsfrequenzen liegen für kleine  $r \cdot B$ -Werte — besonders gut für den anomalen DOPPLER-Effekt — nahe unterhalb der oberen hybriden Frequenz.

## II. Experimenteller Aufbau und Existenzbereich der Instabilität

Der experimentelle Aufbau ergibt sich aus Abb. 3. Ein Elektronenstrahl wird parallel zu einem Magnetfeld in Neutralgas eingeschossen. Mit verschiedenen Sonden wurden Frequenzen, Dichten und Temperaturen gemessen, mit einem elektrostatischen Gegenfeld die Energieverteilung der Strahlelektronen. Standardpara-

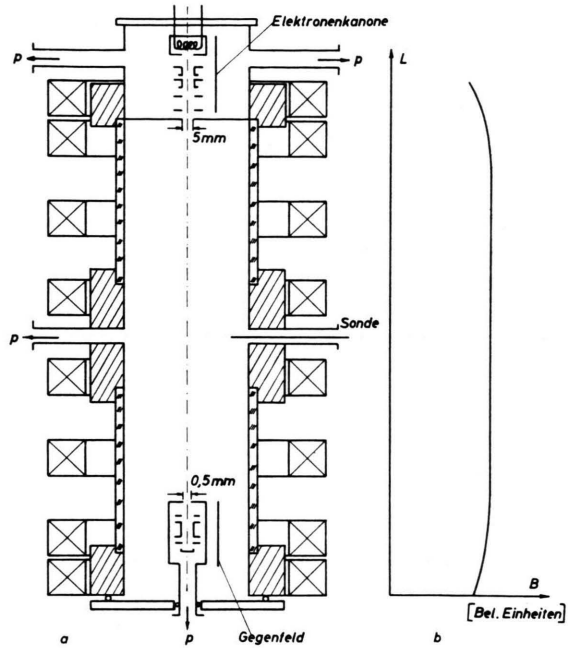


Abb. 3 a. Schematische Skizze der Apparatur, P: Diffusionspumpe.

Abb. 3 b. Magnetfeldstärke entlang der Apparatur.

meter waren: Beschleunigungsspannung  $U_B = 4$  kV, Strahlstrom  $I_B = 50$  mA, Strahldurchmesser  $d = 0,4$  cm, Strahllänge  $L = 40$  cm, Magnetfeld  $B = 350$  Gauß, Gasart = Argon. Zunächst wurde der kritische Druck bestimmt, bei dem das System vom „nicht turbulenten“ in den „turbulenten“ Zustand übergeht. Als Kriterium diente die um Größenordnungen zunehmende Leuchtdichte des Strahlplasmas bei  $p = p_{\text{krit}}$ .

Bei Standardparametern ergab sich ein kritischer Druck von etwa  $1,1 \cdot 10^{-4}$  Torr. Dieser Wert änderte sich wenig mit dem Magnetfeld im Bereich von 200 bis 1200 Gauß und sank geringfügig auf  $9 \cdot 10^{-5}$  Torr ab, wenn die Beschleunigungsspannung auf 1,2 kV reduziert wurde.

Von stärkerem Einfluß waren die Länge des Systems und der Strahlstrom. Zu kleinen Strömen hin steigt der kritische Druck steil an und erreicht bei 10 mA etwa

<sup>7</sup> V. BEVC and T. E. EVERHART, J. Electr. Contr. **13**, 185 [1962].

<sup>8</sup> J. E. SCHARER and A. W. TRIVELPIECE, J. Appl. Phys. **36**, 318 [1965].

<sup>9</sup> B. AGDUR and B. ENANDER, J. Appl. Phys. **33**, 575 [1962].

$5 \cdot 10^{-4}$  Torr. Bei noch kleineren Strahlströmen wird das System nicht mehr turbulent. Das gleiche gilt für die Abhängigkeit von der Länge. Zu kleinen Längen hin wächst der kritische Druck und unter etwa 8 cm Länge wird das System nicht mehr turbulent.

### III. Frequenzmessung

Die in linearisierter Form und ohne Dämpfung durchgeführte Rechnung für den nicht turbulenten Zustand läßt für alle Plasmadichten Schwingungen erwarten, die mit der Zeit anwachsen (z. B. Gebiet C des Dispersionsdiagramms:  $\omega$  komplex,  $k$  reell). Eine Dämpfung wird bewirken, daß Schwingungen z. B. erst oberhalb einer bestimmten Plasmadichte auftreten können.

Experimentell findet man im nicht turbulenten Zustand Schwingungen endlicher Amplitude in einem Druckbereich unterhalb des kritischen Druckes<sup>10</sup>. Die Frequenzen hängen linear vom Magnetfeld ab und liegen oberhalb der Zyklotronfrequenz<sup>2</sup>. Hält man das Magnetfeld fest und erhöht den Druck, dann setzt bei bestimmtem Druck die Schwingung mit minimaler Amplitude ein. Bei weiterer Druckerhöhung wachsen sowohl Frequenz als auch Amplitude und Halbwertsbreite der Schwingung, bis das Schwingungsspektrum beim kritischen Druck in allgemeines Rauschen übergeht. Mit einer Stiftsonde wird möglichst nahe am Strahl die Plasmadichte abgeschätzt. Rechnet man mit dieser Dichte und dem bekannten Magnetfeld den Wert der oberen hybriden Frequenz aus, so erhält man eine Frequenz, die sehr dicht bei der gemessenen Frequenz liegt. Diese gehört somit zu den Frequenzen der Bereiche B und C.

Abb. 4 zeigt die gemessenen Frequenzen als Funktion des Magnetfeldes. Die senkrechten Striche markieren den Bereich, den die Frequenz mit größter Amplitude bei Druckänderung überstreicht. Die niedrigsten Frequenzen bei jedem Magnetfeld erfüllen gut die Beziehung

$$f_{\min} = \alpha f_c, \quad \alpha > 1.$$

Dabei ist  $f_c = \omega_c / 2\pi$ .

Die reellen Frequenzen für die maximalen Anwachsrate in den Bereichen B und C liegen nur wenig unterhalb der oberen hybriden Frequenz:

$$f = k_1 \cdot \sqrt{f_p^2 + f_c^2}, \quad k_1 \lesssim 1.$$

<sup>10</sup> W. HERRMANN, Vortrag auf d. 7. Intern. Konf. über Phänomene in ionis. Gasen, Belgrad 1965.

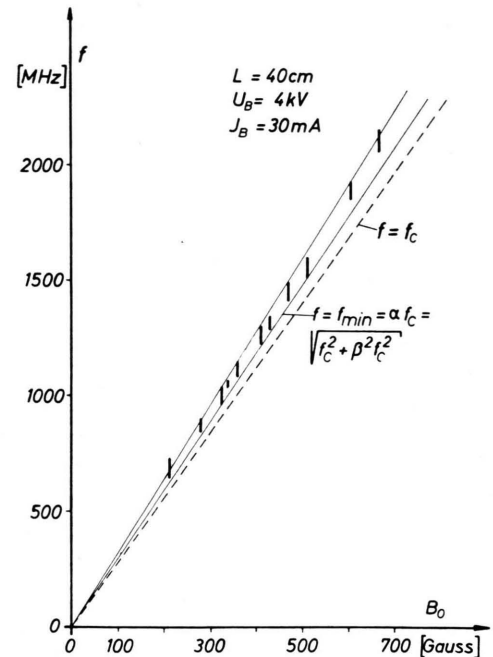


Abb. 4. Bereiche der Frequenz maximaler Amplitude bei verschiedenen Drucken als Funktion vom Magnetfeld  $B$ .

Kombiniert man die beiden Beziehungen, so erhält man für die minimale Frequenz

$$\frac{\alpha}{k_1} \sqrt{1 + \frac{f_p^2}{f_c^2}} \quad \text{oder} \quad \frac{f_p}{f_c} = \sqrt{\frac{\alpha^2}{k_1^2} - 1}.$$

Da sowohl  $\alpha$  als auch  $k_1$  praktisch unabhängig vom Magnetfeld sind, folgt daraus, daß  $f_p/f_c$  für die kleinste Frequenz bei allen Magnetfeldern einen konstanten Wert hat. Da man obendrein annehmen kann, daß die im Experiment vorhandene Dämpfung nicht vom Magnetfeld abhängt und da die Anwachsrate für  $f = f_{\min}$  etwa gleich der Dämpfung ist, kann man folgern, daß die Anwachsrate für  $f = f_{\min}$  unabhängig vom Magnetfeld ist, solange nur  $f_p/f_c$  konstant gehalten wird. Dies ist aber gerade ein Verhalten, wie es nach den Rechnungen aus Abb. 2 für den anomalen DOPPLER-Effekt gefordert wurde.

Aus Abb. 4 ergibt sich  $\alpha \approx 1,06$ . Mit  $k_1 = 1$  folgt dann

$$f_p/f_c = 0,35.$$

Diese Beziehung besagt: Das System Strahl-Plasma ist sicher nicht turbulent, wenn  $f_p < 0,35 f_c$  ist. Oberhalb dieses Wertes treten Schwingungen auf. Daß diese Schwingungen mit endlicher Amplitude gefunden werden, kann eine Folge von nichtlinearen Effekten oder von der Endlichkeit des Systems sein.

$\alpha$  hängt von den Parametern des Systems ab.  $\alpha$  wächst mit abnehmendem Strom und abnehmender Länge. Für  $I_B = 10$  mA,  $L = 40$  cm, oder  $I_B = 50$  mA,  $L = 13$  cm wird  $\alpha = 1,15$ , d. h. Schwingungen treten erst auf für  $f_p > 0,56 f_c$ . Im Strombereich von 20 – 90 mA und für Längen zwischen 20 und 50 cm sind die Änderungen von  $\alpha$  gegenüber dem von Abb. 4 geringfügig. Ein nicht turbulentes Plasma mit  $f_p > f_c$  wird sich höchstens für kleine Ströme und kurze Längen verwirklichen lassen.

Bei hohen Magnetfeldern oder kleinen Beschleunigungsspannungen treten auch Schwingungen mit Frequenzen zwischen 100 und 350 MHz auf. Sie zeigen ein Verhalten, wie es in <sup>2,3</sup> berichtet worden ist. Wahrscheinlich sind sie dem Gebiet A des Dispersionsdiagramms (Abb. 1) zuzuordnen.

Das rauschartige Spektrum, das beim Übergang zum turbulenten Zustand entsteht, zeigt Maxima. Für eine Zyklotronfrequenz von 1 GHz z. B. findet man Rauschen unterhalb 1 GHz und bei 1,65 GHz. Wenn man die Plasmadichte am Rande des Strahls zugrunde legt, ergibt sich 1,65 GHz wieder als obere hybride Frequenz. Schwingungen dieser Frequenzbereiche würde man nach einer ähnlichen Betrachtung wie für den „nicht turbulenten“ Zustand erwarten <sup>4</sup>.

#### IV. Energieverlustmessungen

Der turbulente Zustand ist durch starke Energieverluste des Elektronenstrahls gekennzeichnet. Diese sind wahrscheinlich sogar das sicherste Kriterium für Turbulenz. Vereinzelt Energieverlustmessungen wurden in <sup>1, 11–14</sup> berichtet.

Die mittleren Energieverluste  $\Delta E$  der einzelnen Teilchen beim Durchgang durch das Plasma wurden aus Gegenfeldkurven ermittelt <sup>5</sup>. Die angegebenen Werte sind Mittelungen aus zumeist 5 Messungen. Die senkrechten Striche zeigen die mittleren Abweichungen.

Auf Abb. 5 erscheint zunächst der Energieverlust als Funktion des Neutralgasdruckes. Die Verluste nehmen fast stufenweise mit dem Druck ab. Den Stufen entsprechen sichtbare Veränderungen der Plasmasäule. Zum Beispiel wird bei Druckverminderung bei ca.  $5 \cdot 10^{-4}$  Torr der Durchmesser der kräftig

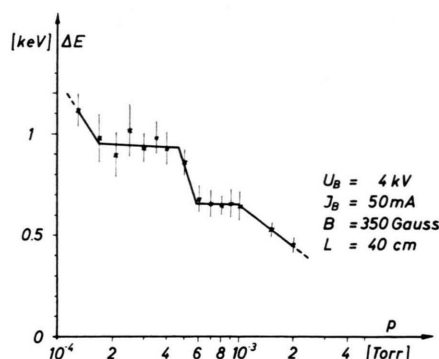


Abb. 5. Energieverlust  $\Delta E$  als Funktion vom Druck  $p$ .

leuchtenden Säule sprunghaft größer, seine Ränder diffus. Wahrscheinlich ändert sich der Schwingungszustand mit dem Druck. Die beiden Stufen der Abb. 5 entsprechen Energieverlusten von 25% bzw. 15% der Anfangsenergie. Zu kleineren Drucken hin steigen die Verluste wahrscheinlich noch an, dies ist aber nicht mehr zu messen, da der turbulente Zustand dann von der Anzahl der reflektierten Elektronen, d. h. von der Gegenspannung abhängt.

Die Verluste können selbstverständlich nicht durch Anregung oder Ionisation von Neutralgas erklärt werden, denn dann müßten die Verluste mit dem Druck steigen. Die Verluste durch Zweierstöße sind sehr klein. Sie erreichen für Ionisation bei  $10^{-2}$  Torr den kleinen Wert von 0,015 keV.

Die nächsten Abbildungen geben Auskunft über die Verluste als Funktion verschiedener Parameter. Als Funktion der Beschleunigungsspannung zeigt

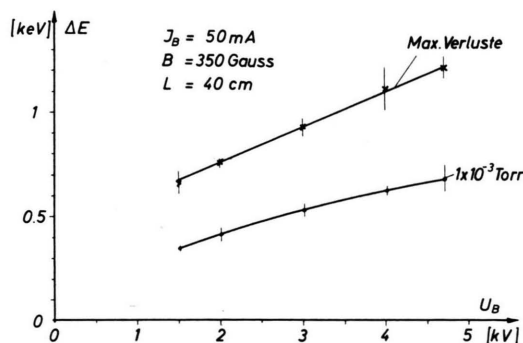


Abb. 6. Energieverlust  $\Delta E$  als Funktion der Beschleunigungsspannung  $U_B$ .

<sup>11</sup> I. F. KHARCHENKO, YA. B. FAINBERG et al., Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Salzburg 1961, p. 1101.

<sup>12</sup> A. R. BERESIN et al., Sov. Atomic Energy **14**, 245 [1963/64].

<sup>13</sup> I. F. KHARCHENKO, J. Nucl. Energy **6**, 201 [1964].

<sup>14</sup> M. V. NEZLIN, Sov. Phys. — JETP **19**, 26 [1964].



Abb. 6 die maximal erzielten Verluste und die bei  $10^{-3}$  Torr. Bei kleinen Beschleunigungsspannungen erreichen die Verluste fast 50%. Die Verluste bei  $10^{-3}$  Torr liegen immer beträchtlich niedriger.

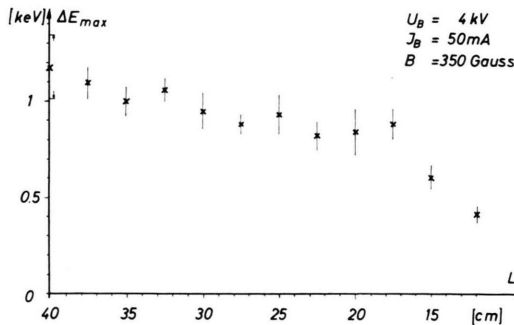


Abb. 7. Energieverlust  $\Delta E$  als Funktion der Strahlänge  $L$ .

Die Länge des Systems (Abb. 7) hat in weiten Bereichen kaum Einfluß auf die Energieverteilung. Erst bei kleinen Drücken nimmt der Verlust ab. Zu kleinen Längen hin steigt aber auch der Druck, bei dem die Turbulenz auftritt. Nach Abb. 5 sinken dann die Verluste. Der zur Turbulenz nötige Druck für Längen zwischen 17 und 35 cm lag zwischen  $5$  und  $2 \cdot 10^{-4}$  Torr, d. h. im Druckbereich des oberen Plateaus der Abb. 5. Für kürzere Längen steigt der nötige Druck rasch an; entsprechend sinken die Energieverluste. Es scheint, daß die Länge als solche gar keinen Einfluß auf die Energieverluste hat, sondern nur der Druck, bei dem gemessen wird. Diese Unabhängigkeit der Verluste von der Länge ergibt sich auch aus theoretischen Arbeiten von SHAPIRO und FAINBERG, die weiter unten noch besprochen werden.

Eine charakteristische Abhängigkeit zeigen die Verluste noch als Funktion vom Ort im Strahl (Abb. 8). Auf den Strahlrand zu steigen die Verluste bei kleinen Drücken stark an und erreichen dort fast die doppelten Werte wie in Strahlmitte. Die Strahldichte am Rand ist dabei etwa um eine Größenordnung niedriger als die Strahlmitte.

Die Energieverteilungsfunktion am Rand zeigt noch eine Besonderheit: Der Anteil der schnellen Elektronen, d. h. solcher Elektronen, die Energie gewonnen haben, ist niedriger als in Strahlmitte. Im Normalfall beträgt der Anteil an schnellen Elektronen 15–20%. In der Energiebilanz spielen sie kaum eine Rolle, da der Energiegewinn gering ist.

<sup>15</sup> V. D. SHAPIRO, Sov. Phys.—JETP **17**, 416 [1963].

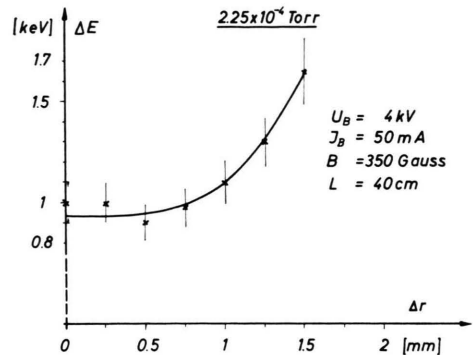


Abb. 8. Energieverlust  $\Delta E$  als Funktion der Entfernung  $\Delta r$  von der Strahlmitte.

Zur Deutung der Energieverluste können die Arbeiten von SHAPIRO und FAINBERG<sup>15, 16</sup> herangezogen werden. Unter der Voraussetzung, daß die Schwingungsenergie der Strahlteilchen klein ist gegen die thermische Energie der Plasmaelektronen, berechnen die genannten Autoren, daß bei der Wechselwirkung  $1/12$  der Translationsenergie in Temperaturenergie der Strahlteilchen übergeht. Die Driftenergie verringert sich sogar auf  $1/4$  der ursprünglichen Energie. Das bedeutet, daß der Strahl bis zu 66% seiner Anfangsenergie an das Plasma abgibt.

Die Übereinstimmung mit dem Experiment ist nicht sehr gut. Immerhin wurden auch im Experiment unter günstigen Umständen Energieverluste bis zu 50% gefunden. Allerdings schätzt man aus den Kurven ab, daß bei Standardbedingungen und maximalem Verlust ein höherer Bruchteil, etwa  $1/6$  der Anfangsenergie in Temperaturbewegung übergeht.

In<sup>16</sup> berechnen SHAPIRO und FAINBERG die Struktur der angeregten Wellenfelder. Sie finden, daß die Schwingungsenergie und damit der Bereich der Energieverluste in zwei Schichten nahe beim Eintritt des Strahls in das Plasma konzentriert ist. Die Ausdehnung dieser Schichten muß nur einige Wellenlängen — in unserem Fall also einige cm — betragen. Mit diesem Hinweis wird es verständlich, daß die Energieverluste praktisch nicht von der Länge abhängen.

Aus den Energieverlusten lassen sich die Feldstärken abschätzen. Einige Teilchen verlieren bei einer Wechselwirkungslänge von  $L = 15$  cm ihre ganze Energie. Daraus folgt dann, daß Feldstärken von 260 V/cm vorhanden sein müssen.

<sup>16</sup> YA. B. FAINBERG and V. D. SHAPIRO, Sov. Phys.—JETP **20**, 937 [1965].

## V. Dichte und Temperatur des Plasmas

Die Energie, die die Strahlelektronen bei der Anregung von Wellen im Plasma verlieren, wird zu einem Teil ausgestrahlt, zu einem Teil für Ionisation und Aufheizung des Plasmas verwendet<sup>17</sup>. Im „nicht turbulenten“ Zustand wächst die Dichte des Plasmas am Rand des Strahls mit dem Druck. Die Temperaturen liegen bei 1–2 eV. Unterhalb des kritischen Druckes, etwa im Bereich der Schwingungen, wachsen die Temperaturen und erreichen wenig oberhalb des kritischen Druckes Werte zwischen 4 und 10 eV. Mit Druckerhöhung im turbulenten Zustand oder mit der Entfernung des Strahls sinken die Temperaturen wieder auf etwa 1 eV.

Die Dichte am Rand des Strahls wächst mit dem Druck, fällt dicht unterhalb des kritischen Druckes ein wenig ab und springt beim kritischen Druck im turbulenten Zustand auf Werte, die um 1–2 Größenordnungen über der Dichte im nicht turbulenten Zustand liegen. Die Ionisationsgrade liegen trotzdem nur im Bereich von einigen Promille, die Dichte bei  $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .

In radialer Richtung fällt die Dichte vom Strahlrand aus im nicht turbulenten Zustand steil ab. Im turbulenten Zustand ist sie in einem Zylinder mit etwa 2 cm Durchmesser um den Strahl fast konstant und fällt erst dann zur Wand hin ab. Dichte und Temperatur des Plasmas können sicher durch höhere Leistungszufuhr, aber auch durch Verringerung der Endverluste (siehe weiter unten die Versuche mit magnetischem Spiegelfeld) erhöht werden.

<sup>17</sup> W. HERRMANN, Vortrag Regionaltagung DPG, Karlsruhe 1964; *Abstr. Phys. Verh.* **15**, 256 [1964]; EURATOM-Mitt. 1964 im Rahmen des Vertrages 003-61-1 FUAD.

<sup>18</sup> B. AGDUR, *Ericsson Technics* Nr. 1 [1960].

<sup>19</sup> I. ALEXEFF, R. V. NEIDIGH et al., *Phys. Rev.* **136**, A 689 [1964].

## VI. Verschiedenes

Der Einfluß der Sekundärelektronen, die am Strahl auffänger gebildet werden, ist nicht wesentlich für das Auftreten der Instabilität<sup>18</sup>. Verhindert man sie, wird das Plasma auch turbulent, allerdings erst bei einem höheren Druck.

Mit einer Stiftenantenne senkrecht zu Magnetfeld und Strahl konnten die Schwingungen bei der oberen hybriden Frequenz nicht angeregt werden. Dagegen gab es Resonanz und Ionisation bei der Zyklotronfrequenz. Auf Grund der dadurch erhöhten Plasmadichte erfolgt eine Verschiebung der hybriden Frequenz zu höheren Werten, die man ohne die Hochfrequenzwellen nur durch Erhöhung des Druckes erreichen konnte.

Im niederfrequenten Bereich von einigen 100 kHz konnten Schwingungen mit vielen (oft 6) Harmonischen gefunden werden. Ihre Frequenz sinkt mit wachsendem Druck und wachsendem Magnetfeld. Bisher wurden die Schwingungen nicht identifiziert.

Wurde statt des homogenen Magnetfeldes ein Spiegelfeld verwendet, traten im turbulenten Bereich bei möglichst kleinen Drucken, aber hohen Magnetfeldern, Röntgen-Strahlen auf, die außerhalb des Gefäßes gemessen werden konnten<sup>19, 12</sup>. Die Strahlung kam vom Auffänger. Die Energie der Strahlung wurde aus der Absorption in Aluminiumblechen (15 mm Aluminium reduziert auf die halbe Intensität) auf 50–80 keV geschätzt. Die Intensität der Strahlung erreicht in 10 cm Entfernung vom Strahl durch eine 6 mm dicke Glaswand hindurch Werte bis zu 60 mr/h.

Herrn Dr. G. VON GIERKE danke ich für die Themenstellung und fortwährende Unterstützung während der Arbeit. Herrn Prof. E. FÜNFER danke ich für die Möglichkeit, diese Arbeit als Dissertation vorzulegen. Meinem Kollegen, Herrn A. BORER, bin ich für zahlreiche Diskussionen und Hinweise sowie für seine stets wache Kritik anerkennend dankbar.

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