

where  $\varepsilon^{ij}$  is the dielectric tensor given by the expression

$$\varepsilon^{ij} = \delta^{ij} - \frac{4\pi}{\omega^2} \Pi^{ij}. \quad (15)$$

For thermal equilibrium we have

$$f^\mp(\mathbf{p}) = \frac{A^\mp(\mathbf{p})}{1 + \exp\{(E_p \mp \mu)/kT\}} \quad (16)$$

and  $\varepsilon^{ij}$  has the form

$$\varepsilon^{ij} = \frac{k^i k^j}{k^2} \varepsilon^l + \left( \delta^{ij} - \frac{k^i k^j}{k^2} \right) \varepsilon^t \quad (17)$$

for every isotropic system. For this case (15) reduces to the expressions given by TSYTOVICH<sup>1</sup>.

The author is very much indebted to Dr. D. PFIRSCH for his interest in this work and many valuable discussions.

## Die Hochfrequenz-Resonanz-Sonde \*

GÜNTER PETER \*\*

Institut für Plasmaphysik, Garching bei München

(Z. Naturforschg. 22 a, 872—890 [1967]; eingegangen am 9. Februar 1967)

Dc and ac currents to a rf resonance probe were investigated experimentally in the frequency range from 1 to 100 Mc/s in a quiescent Cesium plasma. The measurements in the plasma are explained by calculations and measurements with a lumped-constant equivalent network ("plasma simulator").

It is shown that the ac current to the probe is strongly influenced by the capacitance of the cable leading to the probe. A device to compensate this cable-capacitance is developed and used. Furthermore, it is shown for the first time that the double (or devided) main resonance maximum, occurring frequently with dc and ac currents to the resonance probe, is generally due to the influence of a second reference electrode.

A simple and direct ("focus") method for very precise plasma density determination (from the intersection point of the rf-current-vs.-frequency curves with probe voltage as parameter) is developed and compared with ac transmission current and LANGMUIR probe measurements at plasma densities between  $2 \times 10^6$  and  $3 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ . Agreement is obtained between these three experimental methods within their margins of error. The comparison leads to a better understanding of the measured LANGMUIR characteristic and of the Cs-plasma of the "Alma I" device.

### 1.1 Einführung

Legt man an eine gewöhnliche LANGMUIR-Sonde neben der Sondengleichspannung  $U_{\text{so}}$  noch eine Hochfrequenzspannung  $u_{\text{HF}}$  an (Abb. 1), so fließen zusätzlich zum ursprünglichen Gleichstrom  $I_0$  ein

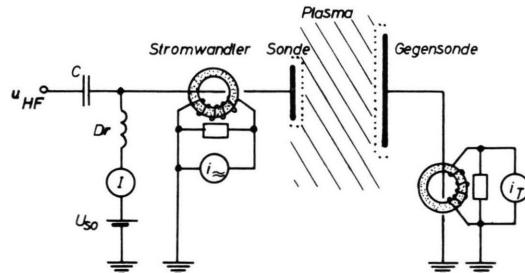


Abb. 1. Prinzipschaltung der HF-Sonde.

Transmissions-Wechselstrom  $i_T$  und ein Zusatzgleichstrom  $I_ =$  über die Sonde in das Plasma. Transmissions-Wechselstrom  $i_T$  und Zusatzgleichstrom  $I_ =$  zei-

gen, in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen, ein Resonanzmaximum bei der Resonanzfrequenz  $f_r$ , die in der Nähe, aber stets unterhalb der Elektronen-Plasmafrequenz

$$f_p = \sqrt{(n_e e^2) / (\pi m_e)} = 8,97 \cdot 10^3 \sqrt{n_e} \text{ (Hz; cm}^{-3}) \quad (1)$$

liegt ( $n_e$  bzw.  $m_e$  = Elektronendichte bzw. -masse,  $e$  = positive Elementarladung). Der Zusatzgleichstrom  $I_ =$  ist unterhalb der Resonanz (für  $f \ll f_r$ ) nahezu konstant und sinkt oberhalb der Resonanz rasch auf den Wert Null ab (vgl. Abb. 14 und 17 a). Der Transmissions-Wechselstrom  $i_T$  zur Sonde beginnt dagegen bei der Frequenz Null mit dem Wert Null, sinkt oberhalb der Resonanz nur auf ein Minimum ab und steigt bei noch höheren Frequenzen wieder an (vgl. Abb. 17 a).

Das Resonanzmaximum von Gleich- und Wechselstrom bei der Resonanzfrequenz  $f_r$  ist auf eine Reihenresonanz zwischen dem sich unterhalb der

\* Diese Arbeit wurde als Dissertation der Universität München angenommen (Juli 1966).

\*\* Gegenwärtige Adresse: Laboratoire de Physique des Plasmas, École Royale Militaire, Brüssel 4, Belgien.



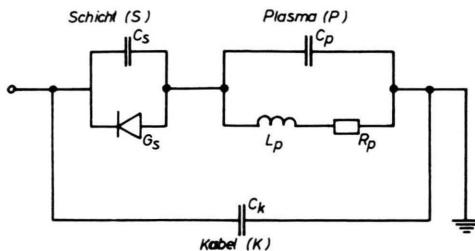


Abb. 2. Ersatzschaltbild der HF-Sonde („Plasma-Simulator“ PSK).

Plasmafrequenz induktiv verhaltendem Plasma (P) und der als Kapazität wirkenden Raumladungsschicht (S) vor der Sondenelektrode zurückzuführen (Abb. 2). Das Minimum des ins Plasma fließenden Transmissions-Wechselstromes  $i_T = i_{ps}$  liegt bei der Plasmafrequenz  $f_p$ , da bei dieser Frequenz das Plasma ähnlich wie ein Sperrkreis wirkt.

Die Untersuchungen des Verfassers zeigten nun, daß der gesamte, zur HF-Sonde fließende Wechselstrom  $i_{\approx}$  von der Kapazität der Sondenzuleitung wesentlich beeinflußt wird: Der gesamte Wechselstrom  $i_{\approx}$  zur Sonde ist die Summe von Transmissions-Wechselstrom  $i_T$  und Kabelstrom  $i_k$ . Durch den Einfluß der Kabelkapazität liegt das Minimum des gesamten Wechselstroms  $i_{\approx} = i_{psk}$  wesentlich tiefer als die Plasmafrequenz (vgl. den Strom  $i_{psk}$  in Abb. 14 und 16 c).

Aufgabe dieser Arbeit war es, Gleich- und Wechselströme zur Resonanzsonde zu untersuchen und zu deuten. Ferner wurde nach Methoden gesucht, die Plasmadichte mit der HF-Sonde zu bestimmen; die gefundenen Methoden wurden mit der LANGMUIR-Sonden-Methode verglichen.

1 G. PETER, Die Hochfrequenz-Resonanz-Sonde, Institut für Plasmaphysik, Garching bei München, April 1966.

2 L. TONKS, Phys. Rev. 37, 1458 [1931].

3 a) W. O. SCHUMANN, Archiv Elektrotechn. 35, 437 [1941]. — b) W. O. SCHUMANN, Z. Phys. 121, 7 [1942/43]. — c) W. O. SCHUMANN, Ann. Physik 43, 369 [1943]. — d) W. O. SCHUMANN, Sitz.-Ber. Bayer. Akad. Wiss., Math.-Naturw. Klasse, 1948, S. 255 und 281. — e) W. O. SCHUMANN, Z. Naturforschg. 13 a, 888 [1958].

4 P. E. VANDENPLAS u. R. W. GOULD, Proc. V<sup>th</sup> Int. Conf. on Ionization Phenomena in Gases, München 1961, II, 1470; Physica 28, 357 [1962].

5 a) H. M. MAYER, C. R. de la VI<sup>e</sup> Conf. intern. sur les phén. d'ionisation dans les gaz, Paris, Juli 1963, IV, 129. — b) H. M. MAYER, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München, Rep. MPI-PA 24/64 und 25/64 (Sept. 1964).

6 S. M. LEVITSKII u. I. P. SHASHURIN, Zh. Tekhn. Fiz. 33, 429 [1963]; Soviet Phys.-Techn. Phys. 8, 319 [1963].

7 K. TAKAYAMA, H. IKEGAMI u. S. MIYAZAKI, Phys. Rev. Letters 5, 238 [1960].

Die vorliegende Arbeit ist die Zusammenfassung einer ausführlicheren Arbeit<sup>1</sup>.

### 1.2 Historisches

Der Wechselstrom-Leitwert und die Wechselstrom-Resonanzfrequenz von Plasma-Schicht-Systemen wurden bereits von TONKS<sup>2</sup> und später von anderen<sup>3,4</sup> berechnet. Erst MAYER<sup>5a</sup> und LEVITSKII und SHASHURIN<sup>6</sup> erkannten jedoch unabhängig voneinander den Einfluß der Raumladungsschichten vor den Sondenelektroden auf die Resonanz des Wechselstromes bei Hochfrequenzsonden-Anordnungen.

Die Resonanz des Gleichstromes wurde zuerst von TAKAYAMA und IKEGAMI<sup>7</sup> beobachtet, doch erkannten sie weder den Zusammenhang mit der Resonanz des Wechselstromes, noch berücksichtigten sie den Einfluß der Raumladungsschichten auf die Resonanz. Sie kamen zu dem Ergebnis, daß die Resonanzfrequenz  $f_r$  mit der Plasmafrequenz übereinstimme und ihre Gleichstrom-Resonanzsonde deshalb ein einfaches und genaues Mittel zur Plasmadichte-Bestimmung sei<sup>7,8</sup>.

Es konnte jedoch zuerst von uns<sup>9,10</sup> und später von anderen<sup>11,12</sup> nachgewiesen werden, daß die Resonanzfrequenz  $f_r$  von der Sondenvorspannung abhängt und stets tiefer liegt als die Plasmafrequenz  $f_p$ . Wir zeigten ferner, daß das Verhältnis  $f_r/f_p$  von der Plasmafrequenz abhängt und wiesen nach, daß die von uns gefundenen Erscheinungen auf den Einfluß der Raumladungsschichten vor den Sondenelektroden zurückzuführen sind. WIMMEL<sup>13</sup> berechnete in einer theoretischen Arbeit den Gleichstrom zur Resonanzsonde in Übereinstimmung mit unseren Messungen.

8 Y. H. ICHIKAWA u. H. IKEGAMI, Progr. Theor. Phys. 28, 315 [1962].

9 G. PETER, G. MÜLLER u. H. H. RABBEN, C. R. de la VI<sup>e</sup> Conf. intern. sur les phén. dans les gaz, Paris, Juli 1963, IV, 147; Institut für Plasmaphysik, Garching bei München, Rep. IPP 2/32 (Juli 1963); Rep. EUR 1817.d.

10 G. v. GIERKE, G. MÜLLER, G. PETER u. H. H. RABBEN, Z. Naturforschg. 19 a, 1107 [1964].

11 a) R. S. HARP, Microwave Lab., Stanford Univ., Stanford, Calif., USA, Rep. 1117 (Nov. 1963). — b) R. S. HARP, Appl. Phys. Letters 4, 186 [1964]. — c) R. S. HARP u. F. W. CRAWFORD, J. Appl. Phys. 35, 3436 [1964].

12 J. URAMOTO, J. FUJITA, H. IKEGAMI u. K. TAKAYAMA, Institute of Plasmaphysics, Nagoya Univ., Nagoya, Japan, Rep. IPPJ 19 (Dez. 1963).

13 a) H. K. WIMMEL, Institut für Plasmaphysik, Garching bei München, Rep. IPP 6/11 (Dez. 1964) und IPP 6/16 (März 1964); Vortrag in Karlsruhe (März 1964), Phys. Verh. 4, 246 [1964]. — b) H. K. WIMMEL, Z. Naturforschg. 19 a, 1099 [1964].

Wie die Arbeiten von SCHNEIDER<sup>14</sup> und TAILLET<sup>15</sup> zeigen, sind die Vorgänge bei der HF-Resonanzsonde eng verwandt mit dem Mechanismus von Hochfrequenz-Entladungen.

Der Wechselstrom zur Resonanzsonde, mit dem sich die Arbeit des Verfassers hauptsächlich beschäftigt, wurde bisher nur von URAMOTO et al.<sup>12</sup> und von BROWN et al.<sup>16</sup> untersucht. Diese Autoren beobachteten ein doppeltes Haupt-Resonanzmaximum, das sie jedoch nicht erklären konnten. Während URAMOTO et al. unter Anwendung des Plasma-Schicht-Modells von MAYER<sup>5a</sup> folgerten, daß das Minimum des Wechselstromes stets bei der Plasmafrequenz liege, zeigten BROWN et al., daß bei einer speziellen Dipol-Geometrie (halbierter Kugel mit sich überlappenden Raumladungsschichten) das Minimum tiefer als die Plasmafrequenz liegt. Auch diese Fragen des Doppelmaximums und der Lage des Minimums werden in der vorliegenden Arbeit geklärt.

## II. Theorie der HF-Resonanz-Sonde

Die HF-Resonanz-Sonde und damit verwandte Probleme wurden bisher mehrfach theoretisch behandelt. Eine Zusammenfassung und Kritik dieser Theorien findet man bei HELLBERG<sup>17</sup>. Im folgenden wird ein einfaches Ersatzschaltbild für das Plasma-Schicht-Kabel-System der Resonanzsonde verwendet (Abb. 2), das auf TONKS<sup>2</sup> zurückgeht. Wesentlich neu ist hierbei die Berücksichtigung der Kabelkapazität.

### II.1 Modell des Plasma-Simulators

Das *ungestörte Plasma* (P) kann entweder nach ECCLES<sup>18</sup> und MAYER<sup>5</sup> durch einen Kondensator mit der Vakuumkapazität  $C_p$  beschrieben werden, der von einem Medium der komplexen Dielektrizitätskonstanten

$$\varepsilon_p = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 - j \omega \sigma_p) \quad (2)$$

erfüllt ist, oder nach TONKS<sup>2</sup> durch einen gedämpften Parallel-Resonanzkreis (Abb. 2), wobei die Eigenfrequenz  $\omega_p$  des ungedämpften Kreises gegeben ist durch

$$\omega_p^2 L_p C_p = 1. \quad (3)$$

<sup>14</sup> F. SCHNEIDER, Z. Angew. Phys. **6**, 456 [1954].

<sup>15</sup> J. TAILLET, Centre d'Études Nucléaires de Saclay, Gif-sur-Yvette, Frankreich, Rep. CEA-R 2502 (Juni 1964).

<sup>16</sup> S. C. BROWN et al., Mass. Inst. Technol., Cambridge, Mass., USA. Quarterly Progr. Rep. No. 74 (15. Juli 1964), S. 91 bis 98.

Die Vakuumkapazität  $C_p$  des ungestörten Plasmas ist in beiden Fällen gleich der geometrischen Kapazität des Plasmas.  $\sigma_p = R_p / L_p$  ist die Stoßfrequenz der Elektronen (vgl. aber II.9). Beide Modelle, Kondensator- und Resonanzkreis-Modell, sind miteinander identisch und besitzen den gleichen Leitwert [Gl. (21) in Abb. 3], wie bereits TONKS<sup>2</sup> zeigte.

Die *Raumladungsschichten* ( $S_1, S_2$ ) vor Sonde (1) und Gegensonde (2) werden durch die Vakuumkapazitäten  $C_{s1}$  und  $C_{s2}$  dieser Schichten berücksichtigt. Das Gleichstrom-Verhalten der Schichten, das sich in der nichtlinearen Sondenkennlinie (LANGMUIR-Kennlinie) äußert, läßt sich nach SCHNEIDER<sup>14</sup> durch einen Gleichrichter  $G_{si}$  wiedergeben, der der jeweiligen Raumladungsschicht  $S_i$  parallel liegt ( $i = 1, 2$ ). Der Einfluß dieser Gleichrichter soll bei der Untersuchung des *HF-Verhaltens* zunächst vernachlässigt werden. Voraussetzung hierfür ist, daß durch den Schichtgleichrichter  $G_{si}$  ein viel kleinerer Wechselstrom fließt als durch die Schichtkapazität  $C_{si}$ . In II.7, Gl. (41), wird gezeigt, daß diese Bedingung im Anwendungsbereich unserer Theorie erfüllbar ist. Wir können dann auch zur Berechnung des HF-Verhaltens die beiden in Reihe geschalteten Schichtkapazitäten  $C_{s1}$  und  $C_{s2}$  zur Schichtkapazität  $C_s$  zusammenfassen (Abb. 2). Für das *Gleichstromverhalten* einer Einzelsonde mit weit entfernter, großflächiger Gegensonde kann in der Regel der Schichtgleichrichter der Gegensonde vernachlässigt werden (Abb. 2). Für das Gleichstromverhalten einer gleichflächigen Doppelsonde müssen dagegen die Schichten von Sonde und Gegensonde berücksichtigt werden<sup>14</sup>.

Die *Kabelkapazität*  $C_k$  wird von der Kapazität der Sondenzuleitung und des Sondenaufsets gebildet. Die Kabelkapazität liegt dem Plasma-Schicht-Kreis parallel.

Plasmakreis (P) und Schichtkreis (S) bilden zusammen den Plasma-Schicht-Kreis PS, Plasma-, Schicht- und Kabelkreis zusammen den Plasma-Schicht-Kabel-Kreis PSK (Abb. 2).

### II.2 Leitwert des Plasma-Simulators PSK

Die *Resonanzfrequenzen* der ungedämpften Kreise P, PS und PSK sind in Abb. 3 [Gl. (3) bis (13)]

<sup>17</sup> M. A. HELLBERG, Culham Laboratory, Culham, Abingdon, Berkshire, England, Rep. CLM-M 49 (Juli 1965).

<sup>18</sup> W. H. ECCLES, Proc. Roy. Soc. London A **87**, 79 [1912].

## a) Eigenfrequenzen der ungedämpften Kreise

$$\omega_p^2 L_p C_p = 1 \quad (3)$$

$$\omega_{ps}^2 L_p (C_p + C_s) = 1 \quad (4)$$

$$\omega_{psk}^2 L_p (C_p + C_{sk}) = 1 \quad (5)$$

$$\nu_p^2 = \left( \frac{\omega_p}{\omega_p} \right)^2 = 1 \quad (6)$$

$$\nu_{ps}^2 = \left( \frac{\omega_{ps}}{\omega_p} \right)^2 = \frac{C_p}{C_p + C_s} = \frac{1}{1 + \gamma_s} \quad (7)$$

$$\nu_{psk}^2 = \left( \frac{\omega_{psk}}{\omega_p} \right)^2 = \frac{C_p}{C_p + C_{sk}} = \frac{1}{1 + \gamma_{sk}} \quad (8)$$

## b) Normierte Frequenzen

$$\nu = \omega / \omega_p = \nu / \nu_p \quad (9)$$

$$\mu = \omega / \omega_{ps} = \nu / \nu_{ps} \quad (10)$$

$$\lambda = \omega / \omega_{psk} = \nu / \nu_{psk} \quad (11)$$

## c) Dämpfungskonstante

$$\sigma_p = \frac{R_p}{L_p} \quad (14)$$

## c) Normierte Kapazitäten

$$\gamma_a = C_a / C_p \quad (12)$$

## d) Reihenschaltung von Kapazitäten

$$1/C_{abc} = 1/C_a + 1/C_b + 1/C_c \quad (13)$$

## e) Normierte Verlustwiderstände

$$\varrho_p = \sigma_p / \omega_p = \varrho_p / \nu_p = \varrho_p \cdot 1 \quad (15)$$

$$\delta_p = \sigma_p / \omega_{ps} = \varrho_p / \nu_{ps} = \varrho_p \cdot \sqrt{1 + \gamma_s} \quad (16)$$

$$\tau_p = \sigma_p / \omega_{psk} = \varrho_p / \nu_{psk} = \varrho_p \cdot \sqrt{1 + \gamma_{sk}} \quad (17)$$

## g) Normierte Leitwerte

$$y_s = y_{Cs} = j \nu \gamma_s \quad (19)$$

$$y_p = \frac{1 - \nu^2 + j \nu \varrho_p}{\varrho_p + j \nu} = \frac{\varrho_p - j \nu (1 - \nu^2 - \varrho_p^2)}{\varrho_p^2 + \nu^2} = j \nu C_p \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - j \nu \sigma_p} \right) \quad (21)$$

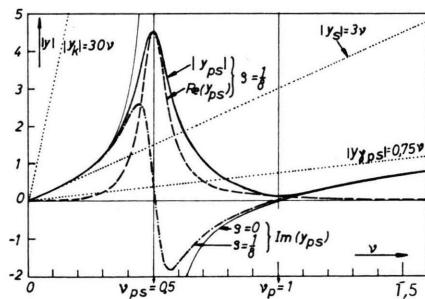
$$y_{ps} = j \nu \gamma_s \frac{1 - \nu^2 + j \nu \varrho_p}{1 - \nu^2 + j \mu \delta_p} = \nu \gamma_s \frac{\nu \gamma_s \varrho_p + j [(1 - \nu^2) (1 - \mu^2) + (\mu \varrho_p)^2]}{(1 - \mu^2)^2 + (\mu \delta_p)^2} \quad (22)$$

$$y_{psk} = j \nu (\gamma_s + \gamma_k) \frac{1 - \lambda^2 + j \lambda \tau_p}{1 - \mu^2 + j \mu \delta_p} = \frac{\nu^2 \gamma_s^2 \varrho_p + j \nu (\gamma_s + \gamma_k) [(1 - \mu^2) (1 - \lambda^2) + (\lambda \delta_p)^2]}{(1 - \mu^2)^2 + (\mu \delta_p)^2} \quad (23)$$

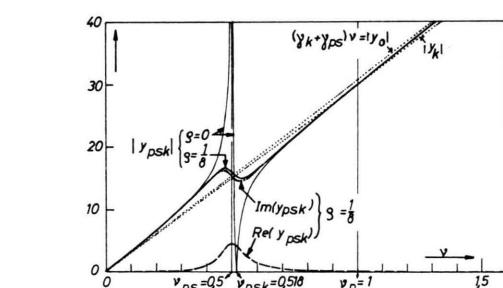
Abb. 3. Plasma-Simulator PSK (Formeln).

wiedergegeben. Man erkennt, daß die auf die Plasmafrequenz normierten Resonanzfrequenzen nur durch die Vakuumkapazitäten der Kreise bestimmt sind [Gl. (6) bis (8)]. Gl. (7) kann deshalb zur Berechnung von Resonanzfrequenzen  $\nu_{ps}$  für beliebige Sondegeometrien und Plasma-Schicht-Systeme verwendet werden (II.5) <sup>11, 13b, 19</sup>.

Die normierten Leitwerte  $y$  der Kreise P, S, K, PS und PSK sind in Abb. 3 [Gl. (14) bis (23)] berechnet. In Abb. 4 und 5 sind Realteil  $\text{Re}(y)$ , Imaginärteil  $\text{Im}(y)$  und Betrag  $|y|$  dieser Leitwerte

Abb. 4. Leitwerte des Simulators PS.  $\gamma_s = 3$ .

<sup>19</sup> G. MÜLLER u. G. PETER, Vortrag in Karlsruhe (März 1964), Phys. Verh. 4, 246 [1964].

Abb. 5. Leitwerte des Simulators PSK.  $\gamma_s = 3$ ;  $\gamma_k = 30$ .

für ein numerisches Beispiel ( $\gamma_s = 3$ ,  $\gamma_k = 30$ ,  $\varrho = \sigma_p / \omega_p = 1/8$ ) aufgezeichnet. Man erkennt, daß der Kreis PS zwei Resonanzen besitzt: Die Parallelresonanz des Plasmakreises bei der Minimum-Frequenz  $\nu_{\min} \approx \nu_p$  mit einem Minimum des Leitwertes  $|y_{ps}|$  (Sperrkreis-Wirkung) und die Reihenresonanz des Plasma-Schicht-Kreises bei der Resonanzfrequenz  $\nu_r \approx \nu_{ps}$  mit einem Maximum des Leitwertes  $|y_{ps}|$  (Saugkreis-Wirkung). Der Gesamtkreis PSK besitzt drei ausgezeichnete Frequenzen: Bei der Plasmafrequenz  $\nu_p$  schneidet sich  $|y_{psk}|$  mit  $|y_k|$ , etwas unterhalb der Frequenz  $\nu_{ps}$  erreicht  $|y_{psk}(\nu)|$  ein Maximum, und bei der Minimumfrequenz  $\nu_{\min} \approx \nu_{psk}$  des

Kreises PSK besitzt  $|y_{\text{psk}}(\nu)|$  ein Minimum. Aus dem Schnittpunkt von  $|y_{\text{psk}}|$  mit  $|y_k|$  ließe sich somit die Plasmafrequenz bestimmen. Meist ist jedoch  $\gamma_k$  sehr viel größer als  $\gamma_{\text{ps}}$  und diese „Schnittpunkt-Methode“ damit zu ungenau.

### II.3 Variation der Kabelkapazität

Bei den Experimenten (III.) wurde der Kabelstrom  $i_k$  durch den Strom  $i_k'$  zu einer Kompensationskapazität  $C_k'$  kompensiert. Da  $C_k'$  größer als die zu kompensierende Kapazität gemacht werden kann, kann die wirksame Kabelkapazität  $C_k$  auch negative Werte annehmen. In Abb. 6 wurde deshalb der Leitwert  $|y_{\text{psk}}(\nu)|$  für Werte von  $\gamma_k = C_k/C_p$  zwischen  $-5$  und  $+3$  berechnet. Abb. 7 und 8 geben eine Übersicht über den Einfluß der Kabelkapazität: Abb. 7 ist als Grundriß der Funktion  $y_{\text{psk}}(\nu, \gamma_k)$  anzusehen, Abb. 8 zeigt in einer Art Aufriß das Verhalten der Resonanzamplituden.

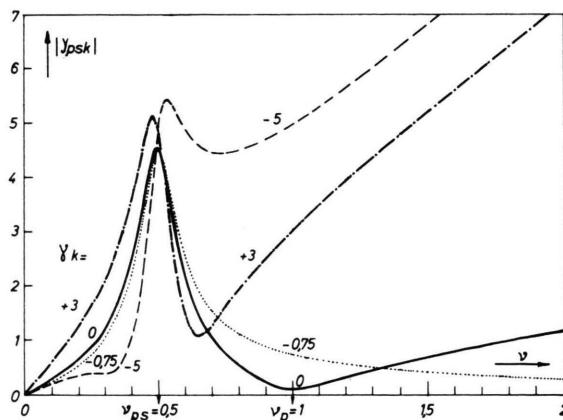


Abb. 6. Einfluß der Kabelkapazität  $\gamma_k$  auf  $|y_{\text{psk}}(\nu, \gamma_k)|$ ;  $\gamma_s = 3$ ;  $\varrho = \frac{1}{8}$ .

Der Wert  $\gamma_k = -\gamma_{\text{ps}}$  ist besonders ausgezeichnet, bei ihm ist die Maximum-Resonanzfrequenz  $\nu_{\text{max}} = \nu_{\text{ps}}$ , die Minimumfrequenz  $\nu_{\text{min}}$  von  $|y_{\text{psk}}|$  geht gegen Unendlich, und die Resonanzamplitude  $|y_{\text{psk}}(\nu)|_{\text{max}}$  nimmt ihren kleinsten Wert an. Ist nun gleichzeitig auch  $f_p$  bekannt (und damit die Abstimmung der Kompensationsschaltung auf  $C_k = 0$ ), so ist auch der Wert  $C_{\text{ps}}$  bestimmt. Da  $f_{\text{ps}} \approx f_r$  stets meßbar ist, läßt sich hieraus die Schichtkapazität  $C_s$  nach Gl. (7) in Abb. 3 experimentell bestimmen<sup>1</sup>.

Da  $|y_{\text{psk}}(\nu)|$  im Nullpunkt die Steigung der Kurve  $(\gamma_k + \gamma_s)\nu$  besitzt, ist  $|y_{\text{psk}}|$  für  $\gamma_k < -\gamma_s$  bei niedrigen Frequenzen induktiv, d. h.  $\text{Im}(y_{\text{psk}}) < 0$  (vgl. Abb. 5). Es entsteht dann ein „Untermaximum“ und

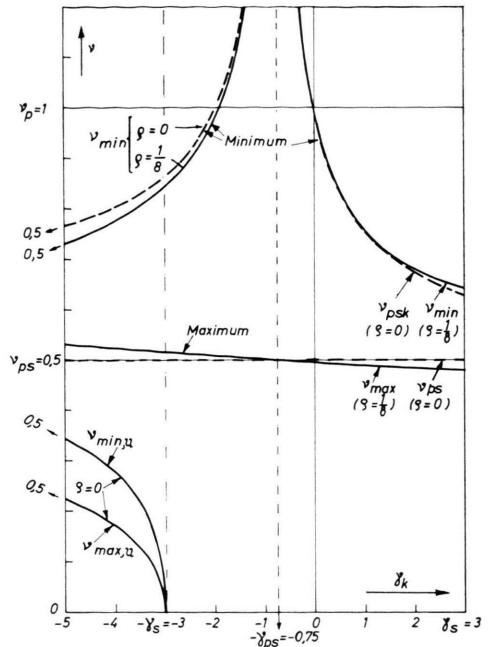


Abb. 7.  $\nu - \gamma_k$ -Diagramm für die Frequenzen der Extrema von  $|y_{\text{psk}}(\nu, \gamma_k)|$ ;  $\gamma_s = 3$ .

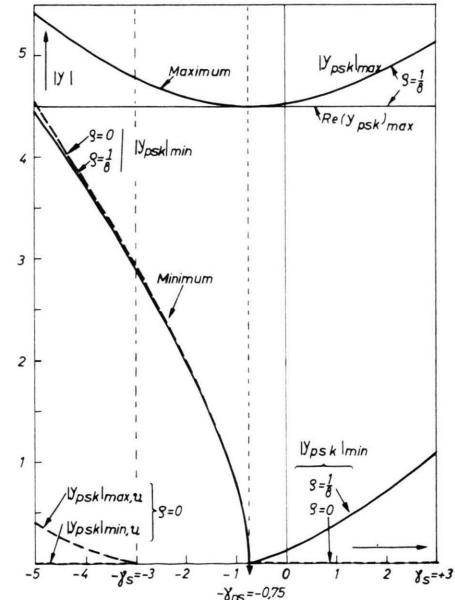


Abb. 8.  $|y_{\text{psk}}| - \gamma_k$ -Diagramm für die Amplituden der Extrema von  $|y_{\text{psk}}(\nu, \gamma_k)|$ ;  $\gamma_s = 3$ .

ein „Unterminimum“ bei den Frequenzen  $\nu_{\text{max},u}$  und  $\nu_{\text{min},u}$  (Abb. 7 und 8), die bei höherer Dämpfung zu einem Wendepunkt verschleift werden (vgl. die Kurve  $|y_{\text{psk}}(\nu)|$  für  $\gamma_k = -5$  in Abb. 6).

Ziel dieser Untersuchung der  $\gamma_k$ -Abhängigkeit war es vor allem, nach einer Methode zur genauen Abstimmung der Kompensationsschaltung auf  $\gamma_k = 0$  zu suchen. Das Ergebnis zeigt jedoch, daß der Wert  $\gamma_k = 0$  in keiner Weise in den Kurven  $|y_{\text{psk}}(\nu, \gamma_k)|$  ausgezeichnet ist, wohl aber die Werte  $\gamma_k = -\gamma_{\text{ps}}$  und  $\gamma_k = -\gamma_s$ . Darüber hinaus folgt aus Abb. 7, daß die Minimumfrequenz  $\nu_{\text{psk}} \approx \nu_{\text{min}}$  gerade in der Nähe von  $\gamma_k = 0$  sehr stark von  $\gamma_k$  abhängt, weshalb eine kleine Ungenauigkeit in der Abstimmung der Kompensationsschaltung bereits einen großen Fehler bei der Bestimmung der Plasmafrequenz aus der Minimumfrequenz  $f_{\text{min}}$  des kompensierten Wechselstromes verursachen würde. Es wurde deshalb nach einer anderen Methode zur Abstimmung der Kompensationsschaltung und zur Bestimmung von  $f_p$  gesucht.

#### II.4 Variation der Schichtkapazität und Brennpunkt-Frequenz

Ändert man die Sondenvorspannung, so ändert sich mit der Schichtdicke (II.6) auch die Schichtkapazität und damit der Leitwert  $y_{\text{psk}}$ . Bei der Plasmafrequenz  $f_p$  fließt jedoch infolge der Sperrkreiswirkung des Plasmakreises nahezu kein Wechselstrom durch den Plasma-Schicht-Kreis, und eine Änderung der Schichtkapazität hat nahezu keinen Einfluß auf den Leitwert  $y_{\text{psk}}$ . Alle bei verschiedenem  $\gamma_s$  aufgezeichneten Kurven  $|y_{\text{psk}}(\nu)|$  schneiden sich somit bei der Plasmafrequenz in einem Punkt, aus dem die Plasmafrequenz bestimmt werden kann („Brennpunkt-Methode“) (Abb. 9). Dieser „Brennpunkt“ wurde vom Verfasser zuerst experimentell beobachtet (Abb. 16 b)<sup>20</sup>, die Erklärung hierzu verdankt der Verf. Herrn HARP (vgl. <sup>21</sup>). Die Rechnung ergab, daß infolge der Dämpfung *zwei* eng beieinander und zu beiden Seiten der Plasmafrequenz liegende Brennpunkte entstehen („Hängematte“)<sup>1, 45</sup>, die bei fehlender Dämpfung ( $\varrho = 0$ ) zu einem Beührungs punkt bei  $\nu_p$  verschmelzen.

#### II.5 Einfluß der Sondengeometrie

Wie bereits erwähnt, läßt sich die Resonanzfrequenz  $\nu_{\text{ps}}$  eines Plasma-Schicht-Systems nach Gl. (7) in Abb. 3 für beliebige Geometrien aus den Vakuum-

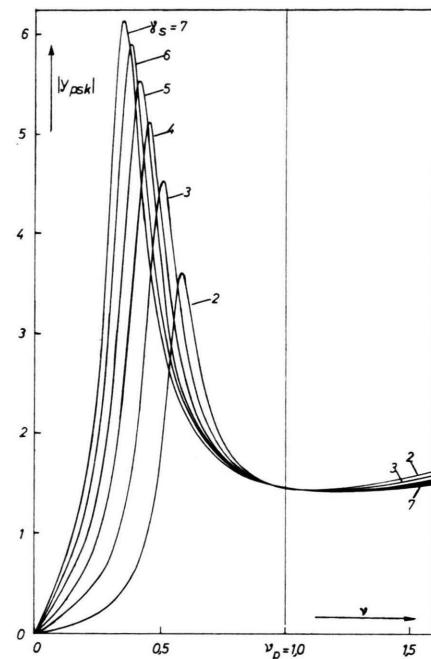


Abb. 9.  $|y_{\text{psk}}(\nu, \gamma_s)|$ . Variation der Schichtkapazität  $\gamma_s$ ;  $\gamma_k = -1,5$ ;  $\varrho = \frac{1}{2}$ . „Brennpunkt“.

kapazitäten von Schicht- und Plasma-Räumen bestimmen<sup>13b, 19, 20, 22a</sup>. Berücksichtigt man, daß  $1/C_s = 1/C_{s1} + 1/C_{s2}$  (II.1), so erhält man daraus [mit  $r_0$  = Radius der Sondenelektrode,  $a = s_1 + p + s_2$  = Abstand Sonde-Gegesonde,  $p$  = Dicke der Plasmeschicht,  $s_1, s_2$  = Dicke der Raumladungsschicht vor Sonde (1) und Gegesonde (2)] die Formeln

$$\nu_{\text{ps}}^2 = (f_{\text{ps}}/f_p)^2 = (s_1 + s_2)/a \quad \text{für ebene Geometrie,} \quad (24)$$

$$\nu_{\text{ps}}^2 = \left[ \ln \frac{(r_0 + s_1)(r_0 + a)}{r_0(r_0 + s_1 + p)} \right] / \left[ \ln \frac{r_0 + a}{r_0} \right] \quad (25)$$

für Zylinder-Geometrie und

$$\nu_{\text{ps}}^2 = \left[ s_1 + s_2 \cdot \frac{r_0(r_0 + s_1)}{(r_0 + s_1 + p)(r_0 + a)} \right] / \left[ r_0 \left( 1 - \frac{r_0 + s_1}{r_0 + a} \right) + s_1 \right] \quad (26)$$

für Kugelgeometrie.

Formel (24) wurde von MAYER<sup>5a</sup> für die HF-Doppelsonde und von anderen Verfassern in verschiedenen Zusammenhängen abgeleitet<sup>3c, 4, 14, 15</sup>. Bei

<sup>20</sup> G. PETER, Vortrag in München (April 1965), Phys. Verh. **5**, 70 [1965].

<sup>21</sup> A. MESSIAEN u. P. E. VANDENPLAS, J. Appl. Phys. **37**, 1718 [1966].

<sup>22</sup> a) F. W. CRAWFORD u. R. S. HARP, J. Geophys. Res. **70**, 587 [1965]. — b) F. W. CRAWFORD u. R. S. HARP, Phys. Letters **11**, 126 [1964]. — c) F. W. CRAWFORD, J. Appl. Phys. **36**, 3142 [1965].

Zylinder- und Kugelgeometrie kann man meist die Gegenschicht vernachlässigen und  $s_2 = 0$  (bzw.  $a = s_1 + p$ ) setzen. Ist die Gegensonde weit entfernt, so kann man diese bei Kugelgeometrie überhaupt vernachlässigen, und man erhält<sup>11</sup>

$$v_{ps}^2 = s_1 / (r_0 + s_1). \quad (27)$$

Vergleicht man die Resonanzfrequenzen für die verschiedenen Geometrien [Gln. (24) bis (26)], so stellt man fest: Bei gleichem  $r_0$ ,  $s_1$ ,  $s_2$  und  $p$  liegt die Resonanzfrequenz für Kugelgeometrie höher als für Zylindergeometrie und beide Resonanzfrequenzen (unabhängig von  $r_0$ ) liegen stets höher als die Resonanzfrequenz für ebene Geometrie<sup>19</sup>. Diese Voraussage wird durch das Experiment bestätigt<sup>19</sup>. Das Experiment zeigt ferner in Übereinstimmung mit dieser Theorie, daß die mit endlichen ebenen Sonden gemessenen Resonanzfrequenzen stets zwischen den theoretischen Resonanzfrequenzen für ebene und für Kugelgeometrie liegen<sup>19</sup>.

## II.6 Einfluß der Sondengleichspannung

Ändert man die Sondengleichspannung, so ändert sich die Dicke der Raumladungsschicht vor der Sonde und nach II.5 damit die Resonanzfrequenz<sup>9, 10</sup>. Nach HARP<sup>11</sup> unterscheiden wir nun zwischen der Dicke  $s_{\pm}$  der Gleichfeldschicht und der in II.5 verwendeten Dicke  $s$  der Wechselfeldschicht.

Die *Gleichfeldschichtdicke*  $s_{\pm}$  ist bei höheren negativen, auf Plasmapotential  $U_p$  bezogenen Sondenvorspannungen  $U_{\pm} \ll U_{fl}$  durch das CHILDSche  $U^{1/2}$ -Gesetz bestimmt. In der Nähe des Floating-Potentiales  $U_{fl}$  fließt jedoch bereits ein merklicher Elektronenstrom zur Sonde, und die Verhältnisse werden dann bei ebener Geometrie nach OTT<sup>23</sup> und HARP<sup>11</sup> besser durch einen linearen Verlauf des Gleichfeldes in der Raumladungsschicht beschrieben, aus dem ein parabolischer Verlauf des Schichtpotentials folgt:

$$s_{1\pm} / s_{1\pm, fl} = \sqrt{U_{\pm} / U_{fl}}. \quad (28)$$

Die Gleichfeldschichtdicke bei Floating-Potential,  $s_{1\pm, fl}$ , beträgt hierbei nach OTT<sup>23</sup> und HARP<sup>11</sup> etwa sieben DEBYE-Radien  $r_D$  [vgl. Gl. (40)], während das normierte Floating-Potential  $\eta_{fl} = -e U_{fl} / k T_e$  zwischen 5 und 7 liegt ( $k$  = BOLTZMANN-Konstante,  $T_e$  = Elektronentemperatur).

Analog zur Gleichfeldschichtdicke definierte HARP die *Wechselfeldschichtdicke*  $s$  durch den Nulldurch-

gang des idealisierten Wechselfeldes (Abb. 6 in<sup>11c</sup>). HARP stellte fest, daß die von ihm abgeleitete einfache Formel für Kugelgeometrie [Gl. (27)] am besten mit den Ergebnissen einer Theorie von PAVKOVICH<sup>24</sup>, vgl. auch<sup>25</sup> übereinstimmte, wenn bei Floating-Potential für die Dicke der Wechselfeldschicht  $s_1 = 5 r_D$  gesetzt wurde<sup>11</sup>. Die Wechselfeldschichtdicke  $s$  ist somit um etwa zwei DEBYE-Radien  $r_D$  kleiner als die Gleichfeldschichtdicke  $s_{\pm}$ . Aus Gl. (28) folgt dann mit  $\eta = -(e U_{\pm}) / (k T_e)$

$$(s_1 / r_D) = (s_{1\pm} / r_D) - 2 = 7 \sqrt{\eta / \eta_{fl}} - 2. \quad (29)$$

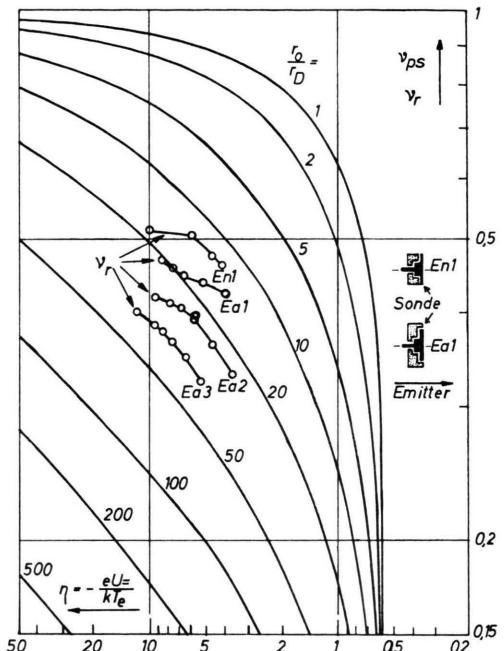


Abb. 10.  $v_{ps}(\eta, r_0) = f_{ps} / f_p = \sqrt{(\sqrt{7} \eta - 2) / [(r_0 / r_D) + \sqrt{7} \eta - 2]}$  (berechnet) und  $v_r(\eta, r_0) = f_r / f_p$  für  $u_{HF} = 0,03$  V<sub>eff</sub> (gemessen im Glasrohr).

Setzt man Gl. (29) in Gl. (27) ein, so erhält man nach HARP<sup>11</sup> eine Formel für die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz  $v_{ps}$  von der normierten Sondengleichspannung  $\eta$  und dem Radius  $r_0$  der Kugelsonde, die in Abb. 10 für  $\eta_{fl} = 7$  aufgezeichnet wurde. Gleichzeitig sind in Abb. 10 experimentelle Kurven eingezeichnet, die mit drei ebenen Sonden (E) von 1, 2 und 3 cm Durchmesser aufgenommen wurden<sup>19</sup>. Die experimentelle Kurvenschar wurde

<sup>23</sup> a) G. v. GIERKE, W. OTT u. F. SCHWIRZKE, Proc. V<sup>th</sup> Intern. Conf. on Ioniz. Phenomena in Gases, München 1961, II, 1412. — b) W. OTT, Z. Naturforsch. 17a, 962 [1962].

<sup>24</sup> a) J. M. PAVKOVICH, Microwave Lab., Stanford Univ., Stanford, Calif., USA, Rep. 1093 (Okt. 1963). — J. PAVKOVICH u. G. S. KINO, C. R. de la VI<sup>e</sup> Conf. intern. sur les phén. d'ionisation dans les gaz, Paris, Juli 1963, III, 39.

<sup>25</sup> R. S. HARP u. G. S. KINO, C. R. de la IV<sup>e</sup> Conf. intern. sur les phén. d'ionisation dans les gaz, Paris, Juli 1963, III, 45.

in ihrer Gesamtheit vertikal so verschoben, daß sie sich am besten in die theoretische Kurvenschar einfügt. Da  $f_r \approx f_{ps}$  meßbar ist, läßt sich hieraus  $f_p$  bestimmen. Dies wurde vom Verf. erstmals erkannt. Die HF-Spannung  $u_{HF}$  ist hierbei möglichst niedrig zu wählen<sup>19, 26</sup>. Die Meßergebnisse stimmen in unserem Beispiel überraschend gut mit späteren Bestimmungen der Plasmafrequenz nach der Brennpunkt-methode (II.4) überein.

Gl. (28) und (29) gelten für etwa  $2 \lesssim \eta \lesssim 10$ <sup>11, 23</sup>. Für  $\eta \gtrsim 10$  gilt das  $U^{3/2}$ -Gesetz<sup>10</sup>, für  $\eta \lesssim 2$  überwiegt der Elektronenstrom bereits den Ionenstrom um ein Vielfaches und bestimmt damit die Schichtverhältnisse<sup>11</sup>.

## II.7 Wechselstrom zur Sonde und Unterresonanzen

Die an dem Plasma-Schicht-Kreis PS (Abb. 2) anliegende Wechselspannung  $u$  ist die Summe der an Schicht- und Plasma-Kreis einzeln abfallenden Wechselspannungen  $u_s$  und  $u_p$ . Bei sehr niedrigen Frequenzen ( $f \ll f_{ps}$ ) geht der Plasma-Leitwert  $y_{ps}$  gegen Null, und die gesamte Wechselspannung  $u$  liegt am Schichtkreis an. Bei sehr hohen Frequenzen ( $f \gg f_p$ ) ist der Wechselstrom  $i_{ps}$  zum Kreis PS nur noch durch die Kapazität  $C_{ps}$  (die Reihenschaltung von  $C_p$  und  $C_s$ ) bestimmt, und das Amplitudenverhältnis  $|u_s|/|u|$  strebt einem festen Wert zu. Im dazwischen liegenden Resonanzbereich ist die Amplitude  $|u_s|$  der an der Schicht anliegenden Wechselspannung frequenzabhängig und durch die Leitwerte  $Y_{ps}$  und  $Y_s$  von Plasma-Schicht- und Schicht-Kreis bestimmt:

$$i_{ps} = i_s = i_p = Y_{ps} \cdot u = Y_s \cdot u_s = Y_p \cdot u_p. \quad (30)$$

Mit  $u_0 = |u|$  und  $u_{s,0} = |u_s|$  folgt daraus

$$\ddot{u} = u_{s,0} = u_s / u_0 = |Y_{ps}| / |Y_s|. \quad (31)$$

Der Überhöhungsfaktor  $\ddot{u}$  gibt an, in welchem Maß die Spannungsamplitude  $u_{s,0}$  an der Schicht gegenüber der an der Sonde anliegenden Wechselspannungsamplitude  $u_0$  überhöht ist. Diese Überhöhung ist die Ursache der Resonanz, da bei der Resonanzfrequenz  $f_{ps}$  die Spannungen an Schicht und Plasma stark überhöht und entgegengesetzt gleich sind, wie aus Abb. 4 und Gl. (31) hervorgeht. Diese Aussage stimmt mit den Ergebnissen der theoretischen Arbeit von WIMMEL<sup>13</sup> überein.

<sup>26</sup> G. PETER, Der Einfluß der HF-Spannungsamplitude auf die Resonanzfrequenz und den Resonanzgleichstrom bei der HF-Resonanzsonde, Institut für Plasmaphysik, Garching bei München, Interner Bericht (Dez. 1964).

Wir berücksichtigen nun wieder den Einfluß der Sondenkenmlinie mit Hilfe des Gleichrichters  $G_s$  (Abb. 2). Der durch die Schicht fließende Wechselstrom teilt sich dann in einen Strom  $i_{Gs}$  durch den Schichtgleichrichter  $G_s$  und einen Strom  $i_{Cs}$  durch die Schichtkapazität  $C_s$ :

$$i_s = i_{Gs} + i_{Cs}. \quad (32)$$

Die statische Kennlinie des Schichtgleichrichters (Sonden-Kennlinie) sei gegeben durch  $I_0(U_-)$ . Der gesamte Gleich- und Wechselstrom durch den Schichtgleichrichter ist dann durch die Funktion

$$\varphi(U_- + u_s(t)) = I_0(U_-) + I_-(U_-, u_{s,0}) + i_{Gs}(U_-, u_s(t)) \quad (33)$$

gegeben, auf die wir eine TAYLOR-Entwicklung anwenden können. Wir setzen

$$u_s(U_-, f, t) = u_{s,0}(U_-, f) \cdot \sin \omega t \quad (34)$$

und erhalten wegen  $\varphi(U_-) = I_0(U_-)$  durch Zusammenfassen der zeitabhängigen Glieder für den durch  $G_s$  fließenden Wechselstrom (vgl. z. B. <sup>28</sup>)

$$\begin{aligned} i_{Gs} = & \left[ u_{s,0} \left( \frac{dI_0}{dU_-} \right) + \dots \right] \sin \omega t \\ & - \left[ \frac{u_{s,0}^2}{4} \left( \frac{d^2I_0}{dU_-^2} \right) + \dots \right] \cos 2\omega t \\ & - [\dots] \sin 3\omega t + [\dots] \cos 4\omega t + \dots \end{aligned} \quad (35)$$

In erster Näherung gilt somit wegen Gl. (30)

$$i_{Gs} = (dI_0/dU_-) \cdot u_s = (dI_0/dU_-) \cdot (Y_{ps}/Y_{Cs}) \cdot u. \quad (36)$$

Aus  $i_{Cs} = Y_{Cs} \cdot u_s$  folgt dann für das Amplitudenverhältnis der beiden Teilströme  $i_{Gs}$  und  $i_{Cs}$  in der Schicht

$$|i_{Gs}| / |i_{Cs}| = (dI_0/dU_-) / |Y_{Cs}|. \quad (37)$$

Für eine MAXWELL-Verteilung der Elektronengeschwindigkeiten lautet die ideale Sondenkenmlinie bei negativen Sondenvorspannungen  $U_-$

$$\begin{aligned} I_0(U_-) = & I_{p0} + I_{e0} \cdot \exp(-\eta); \\ \eta = & (-e U_-)/(k T_e) > 0, \end{aligned} \quad (38)$$

wobei  $I_{p0}$  bzw.  $I_{e0}$  die thermischen Ströme von Ionen bzw. Elektronen sind. Setzen wir nun in Gl. (37) die Gl. (1) und (38) und die bekannten Beziehungen für  $I_{e0} = J_{e0} \cdot F_{so}$  ( $F_{so}$  = Sondenoberfläche) und  $r_D$  ein,

$$J_{e0} = \frac{1}{2} e n_e \bar{v}_e = e n_e \sqrt{k T_e / (2 \pi m_e)} \quad (39)$$

( $\bar{v}_e$  ist der lineare Mittelwert aller Geschwindigkeiten),

$$r_D = \sqrt{k T_e / (4 \pi e^2 n_e)}, \quad (40)$$

so erhalten wir für  $s \ll r_0$  die Beziehung

$$\begin{aligned} \left| \frac{i_{Gs}}{i_{Cs}} \right| &= \frac{e}{k T_e} \cdot \frac{I_{e0} \cdot \exp(-\eta)}{\omega C_s} \\ &\approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{\omega_p}{\omega} \cdot \frac{s}{r_D} \cdot \exp(-\eta). \end{aligned} \quad (41)$$

Dieses Verhältnis  $|i_{Gs}|/|i_{Cs}|$  hat bei Floating-Potential ( $\eta_{fl} = 6,2$ ;  $s_{fl}/r_D = 5$ ) und bei  $\omega_p/\omega = 10$  den Wert 0,04. Bereits bei  $f_p/10$  und Floating-Potential fließen somit nur 4% des gesamten Wechselstromes  $|i_{ps}|$  durch den Gleichrichter  $G_s$ . Dies bestätigt die Berechtigung unserer Annahmen und Berechnungen, da das Beispiel den üblichen experimentellen Bedingungen entspricht.

Gl. (35) zeigt ferner, daß der Wechselstrom durch die Gleichrichtung an der nichtlinearen Sondenkennlinie verzerrt wird: Wir erhalten ein Spektrum von Oberwellen, die bereits bei  $\frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \frac{1}{4} \dots$  der Resonanzfrequenz  $f_{ps}$  die Maximum-Resonanz anregen und Anlaß zu kleinen Unterresonanzen geben können, wie sie bereits mehrfach bei Gleichströmen<sup>7, 9, 20</sup> und Wechselströmen<sup>5, 20</sup> beobachtet wurden.

### II.8 Gleichstrom zur Sonde

Faßt man bei der TAYLOR-Entwicklung des Gesamtstromes [Gl. (33)] die zeitunabhängigen Glieder zusammen, so erhält man für den Zusatzgleichstrom  $I_+$  in erster Näherung für kleine Wechselspannungsamplituden ( $e u_{s,0} \ll k T_e$ ) die Beziehung<sup>27, 28</sup>

$$I_+ (U_+, u_{s,0}) \approx \frac{1}{4} \cdot u_{s,0}^2 \cdot (d^2 I_0 / dU_+^2). \quad (42)$$

Unsere in Abb. 11 dargestellten Meßergebnisse zeigen die Gültigkeit von Gl. (42) für die Resonanzamplitude  $I_r$  und den Grenzwert  $u_0 \rightarrow 0$ <sup>26</sup>.

Für sehr niedrige Frequenzen ist in Gl. (42)  $u_{s,0} \approx u_0$  zu setzen, und der niederfrequente Zusatzgleichstrom  $I_{+,NF}$  ist frequenzunabhängig. Aus Gl. (31) und (42) folgt dann, daß

$$I_r / I_{+,NF} \approx (u_{s,0} / u_0)^2 = \ddot{u}^2, \quad (e u_{s,0} \ll k T_e); \quad (43)$$

d. h., die Gleichstrom-Überhöhung ist gleich dem Quadrat der Spannungsüberhöhung.  $\ddot{u}$  kann hieraus leicht bestimmt werden<sup>26</sup>.

DOTE und ICHIMIYA<sup>29</sup> berechneten mit Hilfe der Spannungsüberhöhung nach Gl. (31) und Gl. (33) Gleichstrom-Frequenz-Kurven für verschiedene Para-

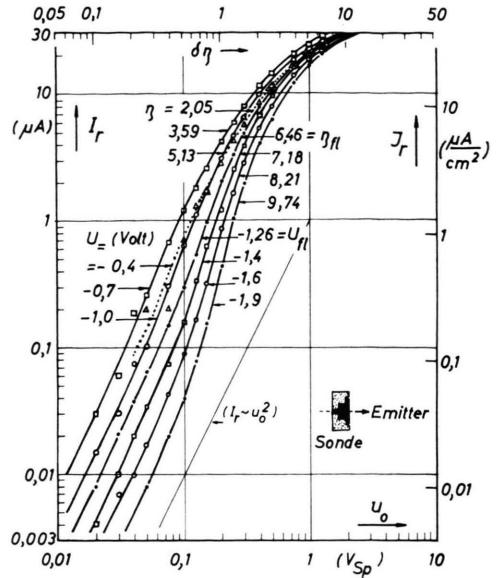


Abb. 11. Gleichstrom-Resonanzamplitude in Abhängigkeit von der Amplitude der Hochfrequenzspannung bei verschiedenen Sondengleichspannungen:  $I_r(u_0, U_+)$ . Glasrohr;  $d_{so} = 1$  cm;  $T_e = 2260$  K;  $n_e \approx 3 \cdot 10^7$  cm $^{-3}$ ;  $r_D \approx 0,06$  cm.

meter-Werte. Ihre und unsere Ergebnisse stimmen im wesentlichen mit der theoretischen Untersuchung des Gleichstromes durch WIMMEL<sup>13</sup> überein.

### II.9 Anwendungsbereich des Plasma-Simulators

Das hier behandelte Simulator-Modell der Resonanzsonde ist mit Einschränkungen auf alle Anordnungen anwendbar, bei denen eine Hochfrequenzspannung auf ein Plasma-Schicht-System einwirkt<sup>2, 3, 4</sup> oder ein solches System selbst erzeugt<sup>14, 15</sup>, also auf HF-Sonden<sup>9, 10, 11, 12, 20</sup>, HF-Transmissions-Messungen<sup>5, 6</sup> und auch auf HF-Entladungen<sup>14, 15</sup>.

Die Elektronen-Stoßfrequenz kann nicht aus der Halbwertsbreite der Resonanzkurve des Plasma-Schicht-Kreises bestimmt werden, da bei niedrigen Plasmadichten die gemessene Halbwertsbreite stets viel größer ist als die zu erwartende Elektronen-Stoßfrequenz. Ein weiterer Dämpfungsmechanismus muß deshalb in Betracht gezogen werden (s. Anm. 5, 11, 13, 24, 25, 30). Bei tiefen Frequenzen müssen auch im Schichtkreis auftretende Dämpfungen berücksichtigt werden<sup>26, 30</sup>. Bei Vorhandensein eines Magnetfeldes verwendet man vorteilhaft das Kondensator-

<sup>27</sup> H. R. SLOANE u. E. I. R. MACGREGOR, Phil. Mag. **18**, 193 [1934].

<sup>28</sup> F. W. CRAWFORD u. R. F. MLODOSKY, J. Geophys. Res. **69**, 2765 [1964]. — F. W. CRAWFORD, J. Appl. Phys. **34**, 1897 [1963].

<sup>29</sup> T. DOTE u. T. ICHIMIYA, J. Appl. Phys. **36**, 1866 [1965].

<sup>30</sup> R. W. GOULD, Phys. Letters **11**, 236 [1965].

Modell von MAYER<sup>5</sup> mit einer geänderten Dielektrizitätskonstanten<sup>22, 31, 32</sup>. Das Simulator-Modell beschreibt nicht das Auftreten von Plasmawellen.

Infolge seiner Einfachheit ist das Modell des Plasmasimulators PSK vor allem zum Studium der grundlegenden Vorgänge bei Plasma-Schicht-Resonanzen sehr gut geeignet.

### III – V. Experimentelle Untersuchung der HF-Resonanz-Sonde

#### III. Versuchsanordnung und Meßverfahren

Alle Versuche wurden im Caesium-Plasma der Apparatur „Alma I“ durchgeführt (Abb. 22 c), die bereits an anderer Stelle beschrieben wurde<sup>1, 9, 10, 33</sup>. Cs-Metall wird verdampft und an der Oberfläche eines durch Elektronenbeschuß auf etwa 2000 °K aufgeheizten Emitters von 4,5 cm Durchmesser ionisiert. Cs-Ionen und Glüh-elektronen strömen vom Emitter aus in das Plasmagefäß hinein, das entweder aus einem Glasrohr bestand, oder, falls nicht anders angegeben, aus einem Metallrohr (Abb. 22 c). In das Glas- bzw. Metallrohr wurden 15,5 bzw. 17,5 cm vom Emitter entfernt radial Sonden eingeführt. Am Ort der Sonde lag die Plasmadichte zwischen  $10^6$  und  $3 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ . Die Temperatur der Ionen und Elektronen ist annähernd gleich und von gleicher Größenordnung wie die Emittertemperatur. Der restliche Neutralgasdruck lag stets unter  $10^{-5}$  Torr. Es wurde ohne Magnetfeld gemessen.

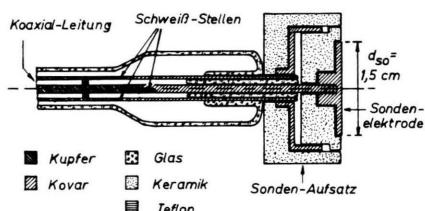


Abb. 12. Koaxiale HF-Sonde mit abgeschirmter Sondenelektrode von  $1,5 \text{ cm} \varnothing$ .

Die Sonden besaßen eine koaxiale Zuführung (Abb. 12). Auf das plasmaseitige Ende des Innenleiters konnten verschiedene Sondenaufsätze aufgesteckt werden. Meist wurden Stirnsonden mit ebener, kreisförmiger Sondenelektrode verwendet, die auf ihrer Rückseite gegen das Plasma galvanisch durch Keramik und elektrisch durch Metall abgeschirmt war (Abb. 12). Diese Metallabschirmung fehlt bei den Löffelsonden (Abb. 22 und 23) und bei den Sonden der Abb. 10, 11, 19 und

<sup>31</sup> J. URAMOTO, H. IKEGAMI u. K. TAKAYAMA, Institute of Plasma-physics, Nagoya Univ., Nagoya, Japan, Rep. IPPJ 15 (Okt. 1963).

<sup>32</sup> W. OTT, Zur Resonanzsonde im Plasma mit Magnetfeld, Institut für Plasmaphysik, Garching bei München, Interne Bericht (Febr. 1964).

(zum Teil) 20. Die Oberfläche der radial eingeführten Stirnsonden lag parallel zur Rohrachse und, falls nicht anders angegeben, 1,5 cm von ihr entfernt (vgl. Abb. 13 und 24 a). Die Löffelsonden befanden sich stets in der Mitte des Plasmagefäßes (Abb. 22 d).

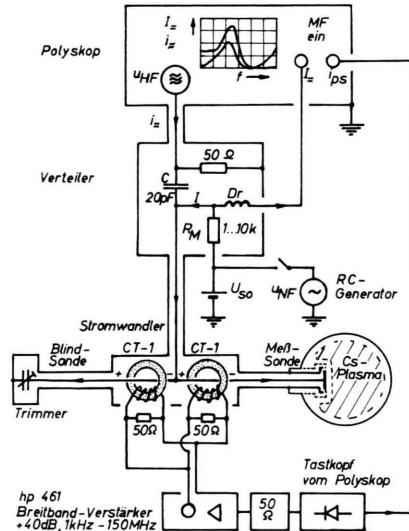


Abb. 13. Das Plasmaskop (Schema): Gleichzeitige Aufzeichnung von Gleichstrom- und Wechselstrom-Frequenz-Kurven mit dem Polyskop.

Das elektrische Prinzipschaltbild ist in Abb. 13 wiedergegeben. Gleichspannung  $U_{so}$  und Hochfrequenzspannung  $u_{HF}$  wurden über einen Verteiler (Frequenzweiche) an die Sonde gelegt. Der Gleichstrom wurde durch den Spannungsabfall an einem Ohmschen Widerstand  $R_M$ , der Wechselstrom mit einem Stromwandler (Tektronix CT-1) gemessen. Der Kabelstrom  $i_k$  konnte durch den Strom zu einer Blindsighten kompensiert werden, die durch einen Trimmer abgestimmt wurde. Der Stromwandler der Blindsighten war gegensinnig zu dem Stromwandler der Meßsonde aufgesteckt und lieferte somit eine gegenphasige Spannung. Die Ausgänge beider Stromwandler wurden parallelgeschaltet. Das so erhaltene Differenzsignal wird verstärkt, gleichgerichtet und auf dem Polyskop angezeigt. Dieses Differenzsignal gibt bei richtiger Abstimmung der Blindsighten den nur ins Plasma fließenden Wechselstrom  $i_{ps}$  an, vorausgesetzt, daß die Frequenzen nicht zu hoch sind und die Empfindlichkeiten und Kabellängen der Stromwandler genau gleich sind. Der Transmissions-Wechselstrom  $i_T$  wurde durch den Spannungsabfall an dem  $50 \Omega$ -Widerstand gemessen, mit dem die Gegensonden-Zuleitung außen abgeschlossen war. Als

<sup>33</sup> E. GUILINO, Institut für Plasmaphysik, Garching bei München, Jahresberichte 1961 und 1962. — E. GUILINO, Vortrag in Bad Nauheim (April 1963); Phys. Verh. 3, 87 [1963].

Anzeigegerät diente ebenfalls das Polyskop (oder bei Sendermessung ein Röhrenvoltmeter).

Die Messung kann bei Verwendung eines HF-Generators auch punktweise bei einzelnen Frequenzen durchgeführt werden (Abb. 18 a – d). Meist wurde jedoch das Polyskop verwendet (Fa. R o h d e & S c h w a r z, München), das eine gewobbelte Frequenz liefert und zwei Meßgrößen, also z. B. Gleich- und Wechselstrom, gleichzeitig auf einem Bildschirm in Abhängigkeit von der Frequenz aufzeichnet. Die Stromanzeige des Polyskops ist jedoch nicht linear, wie z. B. aus den Eichkurven der Abb. 19 b, c ersichtlich ist. Die Frequenzzeichnung wird durch den Kurven aufgeprägte Frequenzmarken angezeigt (Abb. 17). Falls nicht anders angegeben, wurde bei Floating-Potential, mit dem Polyskop und mit einer HF-Spannung von 0,5 V<sub>eff</sub> gemessen.

Das Polyskop vereinfachte und beschleunigte die Messungen wesentlich. Da die Meßkurven auf einen Blick die Plasmaeigenschaften erkennen lassen, wurde die in Abb. 13 aufgezeichnete Anordnung „Plasmaskop“ genannt.

Die Abstimmung der Kompensationsschaltung wurde zunächst mit Hilfe einer Kapazitätsmessung versucht. Die Kapazität der Sonde wurde hierzu vor dem Einbau der Sonde in das Plasmagefäß gemessen. Infolge der in II.3 angeführten Gründe war diese Abstimmung jedoch nicht genau genug für eine Bestimmung der Minimumsfrequenz von  $i_{ps}$ . Eine genaue Abstimmung der Kompensationsschaltung lässt sich erreichen, wenn man die Plasmafrequenz bereits kennt, z. B. aus der Brennpunktfrequenz  $f_x$  (II.4 und V.2) oder aus der Minimumsfrequenz  $f_T$  des Transmissions-Wechselstromes. Man kann dann die Blindsighten-Kapazität so einstellen, daß das Minimum des kompensierten Wechselstromes bei  $f_x$  bzw.  $f_T$  liegt.

#### IV. Messungen mit einem Plasma-Simulator

Das Ersatzschaltbild der Abb. 2 wurde mit geeigneten Werten nachgebaut und an Stelle der Meßsonde in der Anordnung von Abb. 13 verwendet. Die mit dem „Plasmaskop“ erhaltenen Meßkurven (Abb. 14) entsprechen erwartungsgemäß vollkommen denen des Plasmas (Abb. 16) und der Theorie

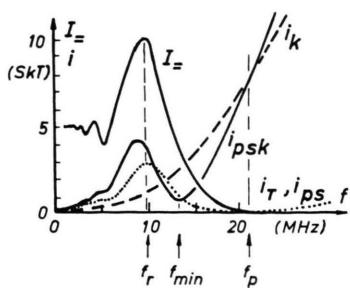


Abb. 14. Gleichstrom und Wechselströme beim Plasma-Simulator (Polyskop-Aufnahme).  $L_p=10 \mu H$ ;  $R_p=0 \Omega$ ; Diode  $G_s$ : Valvo OA 79;  $C_k=26,5 \text{ pF}$ ;  $U_{so}=0 \text{ V}$ ;  $u_{HF}=0,5 \text{ V}_{eff}$ .

(Abb. 4). Es überraschte jedoch, daß sich auch die Resonanzfrequenz  $f_r$  mit der angelegten Gleichspannung im gleichen Sinn veränderte wie bei der Plasma-Messung<sup>20, 45</sup>. Dies ist auf die Änderung der Diodenkapazität mit der Gleichspannung zurückzuführen (Early-Effekt)<sup>34</sup>. Die Kurven zeigen ferner ebenfalls Unterresonanzen (II.7). Durch Parallelschaltung zweier verschiedener Simulator-Schaltungen lassen sich Doppelresonanzen erzielen (Abb. 15) (V.4).

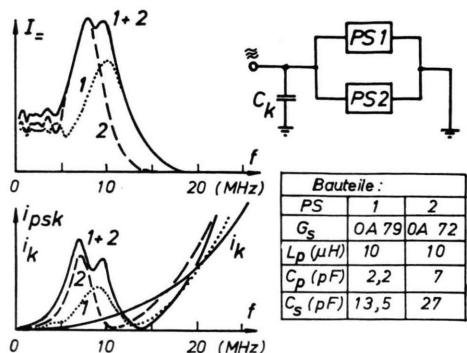


Abb. 15. Doppel-Resonanzen beim Simulator PSK.

#### V. Messungen im Cesium-Plasma

##### V.1 Einfluß der Sondengleichspannung auf Gleich- und Wechselströme

Abb. 16 c zeigt in Abhängigkeit von der Frequenz die bei Floating-Potential zur Sonde fließenden Gleich- und Wechselströme (Polyskop-Aufnahme). Der nichtkompensierte gesamte Wechselstrom  $i_{psk}$  schneidet sich mit dem Kabelstrom  $i_k$  in der Nähe der aus dem „Knickpunkt“ (V.6) der LANGMUIR-Sonde bestimmten Plasmafrequenz  $f_L$ , doch ist der Schnittpunkt infolge des flachen Schnittwinkels nur ungenau zu bestimmen. Der kompensierte Wechselstrom  $i \approx i_{psk}$  ist mit größerer Empfindlichkeit als die Ströme  $i_k$  und  $i_{psk}$  eingezeichnet, sein Maximum liegt nahezu bei derselben Frequenz wie das des Gleichstromes  $I_+$ .

Die Resonanzfrequenz  $f_{r,=}$  des Sondengleichstromes  $I_+$  zeigt das bereits bekannte Verhalten<sup>9, 10</sup>, sie wächst mit zunehmend negativer Sondengleichspannung an. Das gleiche gilt für die Wechselstrom-Resonanzfrequenz  $f_{r,\approx}$ , die in Übereinstimmung mit

<sup>34</sup> a) C. RINT, Handbuch für Hochfrequenz- und Elektrotechniker, Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik GmbH, Berlin-Borsigwalde, 1960, Bd. IV, S. 310. — b) J. BOURBIGOT, Report SRFC, EUR-CEA-FC-307 (Juni 1965).

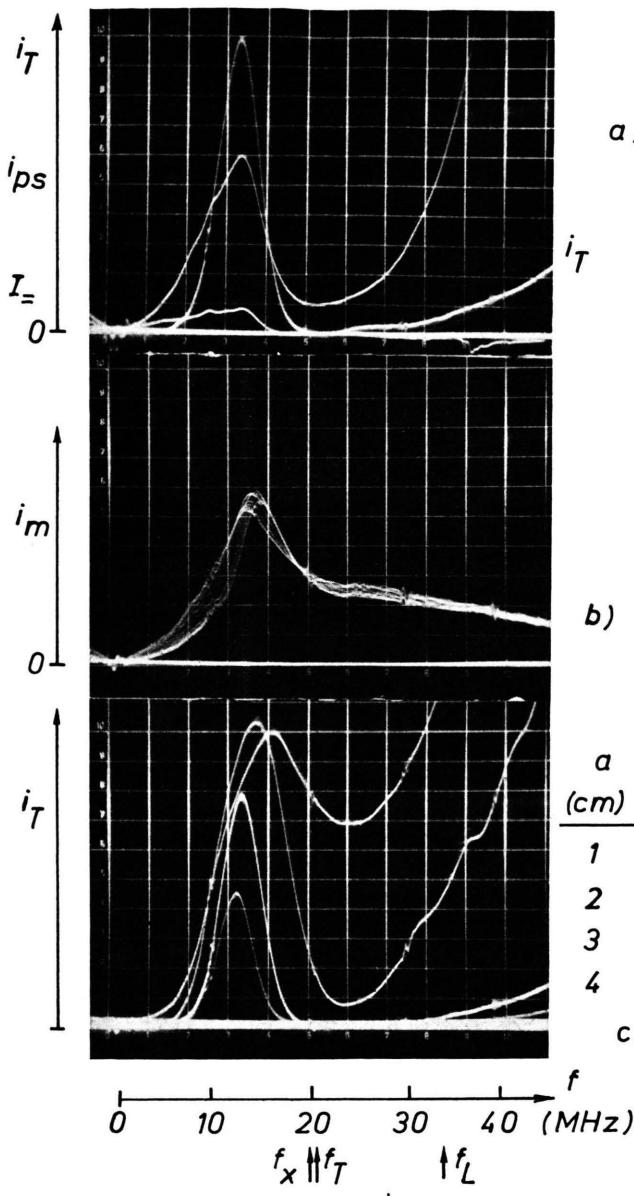


Abb. 17. Vergleich der Brennpunkt-Frequenz  $f_x$  mit der Minimum-Frequenz  $f_T$  des Transmission-Wechselstromes.  $d_{so}=1,5$  cm;  $f_b=20$  MHz;  $n_{e, HF}=5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ;  $r_{D, HF}=0,13$  cm;  $u_{HF}=0,5 V_{eff}$ ;  $b)$   $i_m(f)$ ;  $f_{NF}=90$  Hz;  $u_{NF}=0,55 V_{eff}$ ;  $c)$   $i_T(f, a)$ ;  $d)$  Schema.

Abb. 16. Resonanz-Sonde: Gleich- und Wechselströme für verschiedene Sondengleichspannungen. Glasrohr;  $d_{so}=3$  cm;  $f_L=43$  MHz;  $r_D=0,12$  cm;  $u_{HF}=0,5 V_{eff}$ . a) Gleichstrom  $I=(f, U_0)$ ; b) unvollständig kompensierter Wechselstrom  $i \approx (f, U_0)$ ; c) Ströme bei Floating-Potential  $U_{fl}=-3,9 V_0 \rightarrow$

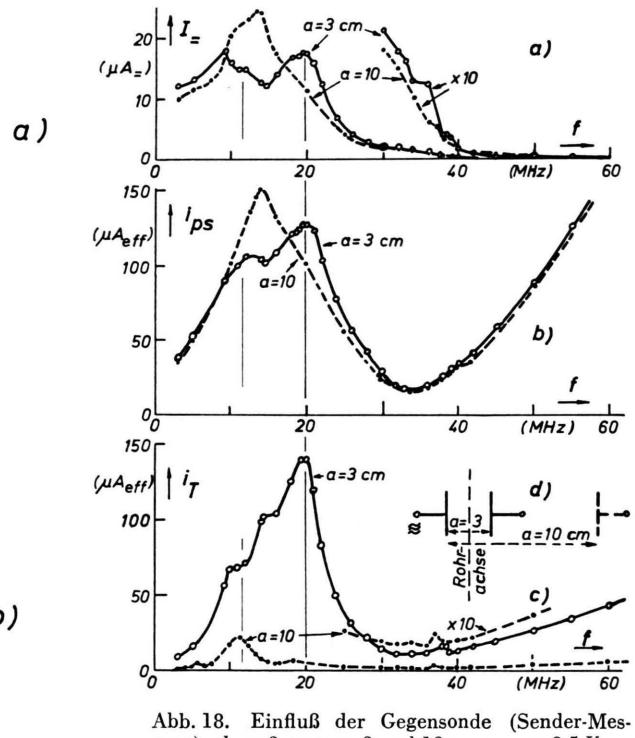
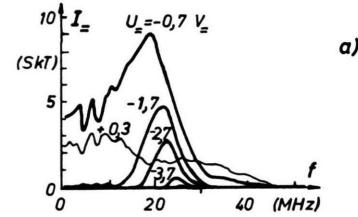


Abb. 18. Einfluß der Gegensonde (Sender-Messung).  $d_{so}=3$  cm;  $a=3$  und  $10$  cm;  $u_{HF}=0,5 V_{eff}$ ;  $n_{e, HF}=1,5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ;  $r_{D, HF}=0,08$  cm.  
a)  $I_0(f, a)$ ; b)  $i_{ps}(f, a)$ ; c)  $i_T(f, a)$ ; d) Schema.

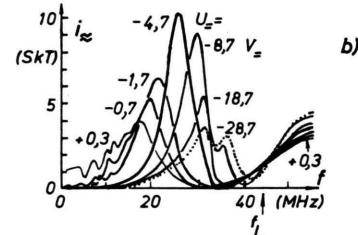
$$\begin{array}{ll} a & f_T \\ (cm) & (MHz) \end{array}$$

1	24
2	23
3	22
4	21

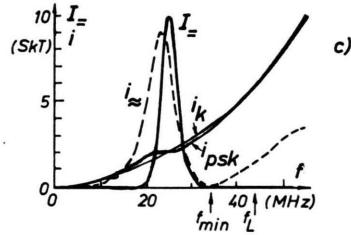
c)



a)



b)



c)

der Theorie mit der Gleichstrom-Resonanzfrequenz  $f_{r,=}$  zusammenfällt (Abb. 16 a, b). Die *Resonanzamplitude* des Wechselstromes erreicht ihren höchsten Wert nicht wie die des Gleichstromes zwischen Plasma- und Floating-Potential<sup>9, 10</sup>, sondern bei einer wesentlich negativeren Spannung (bei  $-4,7 V_{\pm}$  in Abb. 16 b). Dieses Verhalten stimmt mit dem der Simulator-Schaltung überein, bei der das größte Gleichstrom-Maximum bei  $0 V_{\pm}$ , das größte Wechselstrom-Maximum bei  $-15 V_{\pm}$  auftrat<sup>20, 45</sup>.

Wie aus einer anderen, hier nicht wiedergegebenen Meßreihe hervorging<sup>1, 20</sup>, wandert die Resonanzfrequenz des Wechselstromes für wachsende positive Sondenvorspannungen wieder zu höheren Frequenzen, so daß sie bei Plasmapotential ihren niedrigsten Wert annimmt. Dies ist auf das gleichzeitige Anwachsen der sich dann ausbildenden Elektronenschicht vor der Sonde zurückzuführen und weist auf eine Möglichkeit zur Bestimmung des Plasmapotentials  $U_p$  hin. Die Resonanzfrequenz wird man hierbei wegen des schärferen Maximums günstiger aus dem Wechselstrom bestimmen und nicht, wie es DOTE und ICHIMIYA<sup>29</sup> vorschlugen, aus dem Gleichstrom.

Die *Minimumfrequenz*  $f_{\min}$  des kompensierten Wechselstromes ändert sich in Abb. 16 b mit der Sondenvorspannung, doch schneiden sich die verschiedenen Kurven etwa in einem Punkt, der in der Nähe der mit der LANGMUIR-Sonde bestimmten Plasmafrequenz  $f_L$  (V.6) liegt. Dieser Schnittpunkt ist mit dem in II.4 beschriebenen, bei der Plasmafrequenz liegenden „Brennpunkt“ identisch. Da der Brennpunkt in Abb. 16 b nicht mit dem Minimum zusammenfällt, kann die Abstimmung der Kompen-sationsschaltung nicht genau auf  $C_k = 0$  erfolgt sein. Dies ist verständlich, da in Abb. 16 die Blindsonde noch durch eine Kapazitätsmessung abgeglichen wurde (III). Stimmt man dagegen genau ab, so fallen Minimumfrequenz  $f_{\min}$  und Brennpunktfrequenz  $f_x$  zusammen, und die Minimumfrequenz ist von der Sondenvorspannung unabhängig<sup>1, 20, 45</sup>.

## V.2 Bestimmung der Plasmadichte aus $f_x$ und $f_T$

Die Brennpunktfrequenz  $f_x$  stimmt nach II.4 mit der Plasmafrequenz  $f_p$  überein.  $f_x$  wurde nun nicht mehr durch eine Messung bei mehreren konstanten Sondenvorspannungen bestimmt, sondern, einer Anregung von HARP folgend (vgl. <sup>21</sup>), durch eine Modulation der Sondengleichspannung mit einer niedrigenen Spannung ( $f_{NF}$ ) von etwa 30 bis 90 Hz (vgl. Abb. 13). Man kann dann  $f_x$  sofort aus der

Kurvenschar  $i_m$  ablesen (Abb. 9 und 17 b). Der Kabelstrom wurde hierbei leicht überkompensiert. Die Messung mit modulierter Sondengleichspannung liefert dieselbe Frequenz  $f_x$  wie die Messung bei mehreren konstanten Sondengleichspannungen<sup>1</sup>.

Der Transmissions-Wechselstrom  $i_T$  zu einer Gegensonde ist ein Teil des gesamten, durchs Plasma zu allen Gegensonden fließenden Wechselstromes  $i_{ps}$ , sein Minimum liegt deshalb wie das von  $i_{ps}$  bei der Plasmafrequenz  $f_p$ <sup>6</sup>. Eine Vergleichsmessung ergab eine gute Übereinstimmung von  $f_x$  und der Frequenz  $f_T$  im Minimum des Transmissions-Wechselstromes:  $f_x$  fällt mit  $f_T$  zusammen oder liegt nur um maximal 5% tiefer als  $f_T$  (Abb. 17 a, b).

Die Minimumfrequenz  $f_T$  des Transmissions-Wechselstromes ist weitgehend unabhängig von dem Abstand der Gegensonde (Abb. 18 c). Erst wenn man die Gegensonde der primären Sonde so stark nähert, daß sich die Schichten gegenseitig beeinflussen, ändert sich auch  $f_T$  etwas (Abb. 17 c).

Wenn  $f_x$  und  $f_T$  mit der Plasmafrequenz übereinstimmen, so dürfen sie außer von  $f_p$  von keinem anderen Parameter, wie z. B. der Sondenvorspannung oder der Sondengeometrie abhängen, solange diese Parameter nicht selbst die Plasmadichte verändern. In zahlreichen eingehenden Versuchen, von denen im folgenden nur die aus anderen Gründen interessanten gebracht werden sollen (V.3 – 5), wurde festgestellt, daß diese Forderung tatsächlich erfüllt ist.

## V.3 Einfluß von Abstand und Größe der Gegensonde, Doppel-Resonanzen

Abb. 18 zeigt den Einfluß, den der *Abstand* einer Gegensonde auf den Gleichstrom  $I_{\pm}$ , auf den Wechselstrom  $i_{ps}$  (kompensiert auf  $f_{\min} = f_T$ ) und auf den Transmissions-Wechselstrom  $i_T$  zu dieser Gegensonde ausübt. Die Gegensonde lag auf Floating-Potential und war einmal 3 cm, ein andermal 10 cm von der primären Sonde entfernt angeordnet (Abb. 18 d). Bei entfernter Gegensonde ( $a = 10 \text{ cm}$ ) beobachten wir bei allen Strömen nur *ein* Hauptmaximum. Bei naher Gegensonde ( $a = 3 \text{ cm}$ ) treten dagegen zwei Hauptmaxima auf, ein meist kleineres in der Nähe der ursprünglichen Resonanzfrequenz und ein größeres bei einer höheren Frequenz („*Doppel-Resonanz*“). Das untere Maximum röhrt von den Strömen zu den Rohrwänden (bzw. zu der entfernten Gegensonde) her und tritt bei naher Gegensonde infolge eines Kopplungseffektes auch beim Trans-

missions-Wechselstrom zu dieser Gegensonde auf. Das obere Maximum wird von den Strömen zu der nahen Gegensonde verursacht, denn es liegt bei der gleichen Frequenz wie das Maximum des Transmissions-Wechselstromes zu dieser Sonde.

Das Auftreten der beiden Resonanzfrequenzen ist somit wie im Simulator-Versuch (IV; Abb. 15) auf das Vorhandensein zweier ungleicher Plasma-Schicht-Systeme zurückzuführen. Die beiden Resonanzfrequenzen sind im wesentlichen durch Gl. (24) (II.5) für ebene Geometrie bestimmt: Je kleiner der Gegensonden-Abstand  $a$ , um so höher liegt die Resonanzfrequenz. Die Resonanzamplituden werden bei der Doppelresonanz durch die Verteilung der Transmissions-Wechselströme auf die einzelnen Gegenelektroden der Sonde bestimmt.

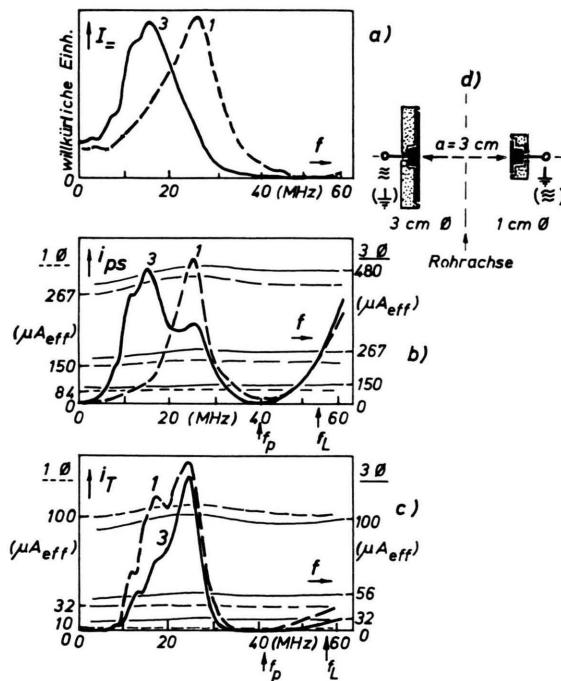


Abb. 19. Einfluß des Durchmessers der Gegensonde.  $d_{so}=1$  bzw.  $3 \text{ cm}$ ;  $n_e, HF=2 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ;  $r_D, HF=0,07 \text{ cm}$ . a)  $I_T(f, d_{so})$ ; b)  $i_{ps}(f, d_{so})$ ; c)  $i_T(f, d_{so})$ ; d) Schema.

Nicht nur der Abstand der Gegensonde spielt eine Rolle, sondern auch ihre Größe, denn diese bestimmt ebenfalls den Anteil des von der Gegensonde aufgenommenen Wechselstromes. In Abb. 19 wurden zwei Sonden von 1 bzw. 3 cm Durchmesser verwendet und die Hochfrequenz einmal an die Sonde von 1 cm (Kurven 1), ein anderesmal an die Sonde von

3 cm Durchmesser (Kurven 3) gelegt, während die jeweils andere Sonde auf Floating-Potential lag und als Gegensonde diente. Ist die Gegensonde gleich groß oder größer als die primäre Sonde, so vermag sie fast den gesamten Wechselstrom  $i_{ps}$  aufzunehmen, und wir beobachten nur *eine* Resonanz (Kurve 1). Ist die Gegensonde dagegen kleiner als die primäre Sonde, so nimmt sie nur einen *Teil* des in Plasma fließenden Gleich- und Wechselstromes auf; der Hauptstrom fließt dagegen zur Rohrwand mit einer Resonanz bei einer tieferen Frequenz, so daß es wieder zwei Resonanzfrequenzen für den Strom  $i_{ps}$  gibt (Abb. 19 b). Die unterschiedlichen Resonanzfrequenzen sind auch hier im wesentlichen auf den verschiedenen Abstand der Gegenelektroden (Gegensonde bzw. Rohrwand) nach Gl. (24) (II.5) zurückzuführen und *nicht* auf den Durchmesser der primären Sonde nach Gl. (27). Diese Deutung wird wieder durch das Verhalten des Transmissions-Wechselstromes bestätigt, dessen Resonanzkurve sich bei der Umpolung der Sonden kaum ändert (Abb. 19 c). Die LANGMUIR-Kennlinie wird von der Sondengröße nur wenig beeinflußt, lediglich die Steigung der Elektronen- und Ionen-Sättigungsströme ist bei der kleineren Sonde größer<sup>45</sup> (vgl. 35).

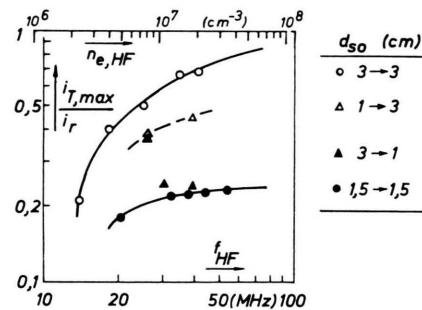


Abb. 20.  $i_T, \max / i_r = \varphi(f_{HF}, d_{so})$ . (Polyskop-Messung.)  $a=3 \text{ cm}$ .

Abb. 20 zeigt den Anteil der Resonanzamplitude  $i_T, \max$  des Transmissions-Wechselstromes an der Resonanzamplitude  $i_r$  des ins Plasma fließenden Wechselstromes  $i_{ps}$  in Abhängigkeit von Plasmadichte und Sondenanordnung: Bei günstigen Bedingungen können bis zu 70% des Wechselstromes  $i_{ps}$  zu einer einzigen Gegensonde fließen.

<sup>45</sup> G. MEDICUS, Behaviour of biassed guardring probes, VII<sup>th</sup> Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrad 1965. — G. MEDICUS, J. Appl. Phys. 37, 215 [1966].

#### V.4 Mehrfach-Resonanzen und Oberresonanzen

Mehrfachresonanzen verschiedener Art wurden bereits häufig bei Gleichströmen<sup>7, 9, 20, 36, 37</sup> und Wechselströmen<sup>5, 11, 12, 16, 20, 38</sup> beobachtet und wurden, wenn überhaupt, meist als Harmonische der Grundfrequenz oder als TONKS-DATTNER-Resonanzen gedeutet. Es wurde jedoch bisher nur vom Verf.<sup>20</sup> erkannt, daß Mehrfachresonanzen auch durch den Einfluß einer zweiten Gegensonde entstehen können („Doppelresonanzen“).

Im Vorhergehenden wurden bereits folgende Arten von Mehrfachresonanzen behandelt: „Untermaxima“ und „Unterminima“ (II.3), die nur beim Wechselstrom entstehen können; „Unterresonanzen“, die bei ganzzahligen Bruchteilen der Resonanzfrequenz auftreten (II.7 und IV, Abb. 14, 15, 16)<sup>5, 7, 9, 20</sup> und „Doppelresonanzen“ (IV, V.3)<sup>5, 12, 16, 20, 36, 38</sup>.

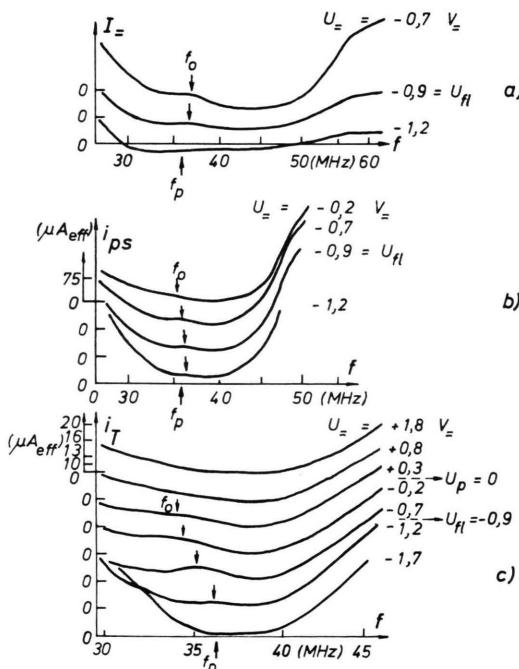


Abb. 21. Oberresonanzen ( $f_0$ ) in der Nähe von  $f_p = 36$  MHz.  $d_{so} = 3$  cm;  $a = 3$  cm;  $n_e, HF = 1,5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ;  $r_D, HF = 0,08 \text{ cm}$ .

Neben diesen drei Typen wurden auch „Oberresonanzen“ beobachtet, das sind kleine Resonanzmaxima, die in der Nähe der Plasmafrequenz er-

<sup>36</sup> S. MIYAZAKI, K. HIRAO, Y. AONO, K. TAKAYAMA, H. IKEGAMI u. T. ICHIYAMA, Rep. Ionosphere Space Res. Japan **14**, 148 [1960].

<sup>37</sup> J. URAMOTO u. K. TAKAYAMA, Institute of Plasmaphysics, Nagoya Univ., Nagoya, Japan, Rep. IPPJ 38 (1965).

scheinen können<sup>5b, 11, 38, 39</sup>. Diese Oberresonanzen wurden zuerst von HARP<sup>11ab</sup> entdeckt und von ihm als TONKS-DATTNER-Resonanzen gedeutet. MAYER<sup>5b</sup>, LEAVENS<sup>39</sup> und IKEZI und TAKAYAMA<sup>38</sup> bestätigten diese Deutung. Oberresonanzen (Frequenz  $f_0$ ) wurden von uns nur schwach und nur in einer engen Umgebung des Floating-Potentiales bei Gleich- und Wechselströmen sowohl mit wie ohne Gegensonde gefunden und zeigten eine geringe Abhängigkeit von der Sondenvorspannung (Abb. 21, vgl. Abb. 18 a b c). Unter-, Doppel- und Oberresonanzen können oft erst durch zusätzliche Versuche voneinander unterschieden werden<sup>(20), vgl. 5ab, 38</sup>.

#### V.5 Einfluß der Sonden-Orientierung: Drehung einer Löffel-Sonde

In einem weiteren Versuch wurde eine Löffelsonde radial bis zur Achse des Plasmagefäßes eingeführt (Abb. 22 c d). Durch Drehung um ihre Achse konnte die Sonde verschieden zur Rohrachse und damit zur Richtung des Plasmastromes orientiert werden:

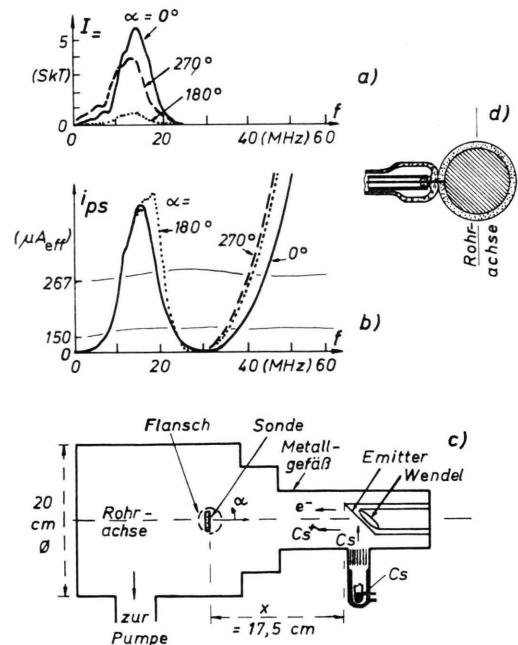


Abb. 22. Drehung einer Löffelsonde.  $d_{so} = 2$  cm;  $n_e, HF = 1 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ;  $r_D, HF = 0,08 \text{ cm}$ . a)  $I_0(f, \alpha)$ ; b)  $i_{ps}(f, \alpha)$ ; c) Schema (Metallrohr); d) Löffelsonde.

<sup>38</sup> H. IKEZI u. K. TAKAYAMA, Institute of Plasma Physics, Nagoya Univ., Nagoya, Japan, Rep. IPPJ 48 (März 1966).

<sup>39</sup> W. M. LEAVENS, Phys. Letters **19**, 118 [1965].

a) Sonde zum Emitter gewandt (Zeichen  $\perp$ , Drehwinkel  $\alpha = 0^\circ$ ), b) Sondenoberfläche parallel zur Rohrachse, nach unten schauend ( $\parallel$ ,  $\alpha = 270^\circ$ ), und c) Sonde vom Emitter abgewandt ( $\top$ ,  $\alpha = 180^\circ$ ).

Der Gleichstrom  $I_{\pm}$  zur Sonde ändert bei der Drehung im wesentlichen nur seine Höhe, der Wechselstrom  $i_{ps}$  ändert sich nur wenig (die Kompensations schaltung wurde nur für  $\alpha = 0^\circ$  auf  $f_{min} = f_x$  ab gestimmt) (Abb. 22 a b). Wurde eine Stirnsonde in die Nähe gebracht, so änderte sich bei der Drehung der Löffelsonde die Transmissions-Minimumfrequenz  $f_T$  fast nicht<sup>1</sup>. Dagegen ändern sich die Elektronen und Ionen-Sättigungsströme der LANGMUIR-Kennlinie wesentlich (Abb. 23): Die auf Plasmapotential extra polierten Elektronen-Sättigungsströme verhalten sich wie  $I_{e0,\top} : I_{e0,\parallel} : I_{e0,\perp} = 1 : 2,6 : 8,4$ . Die Deutung dieses Effektes wird in V.7 gegeben.

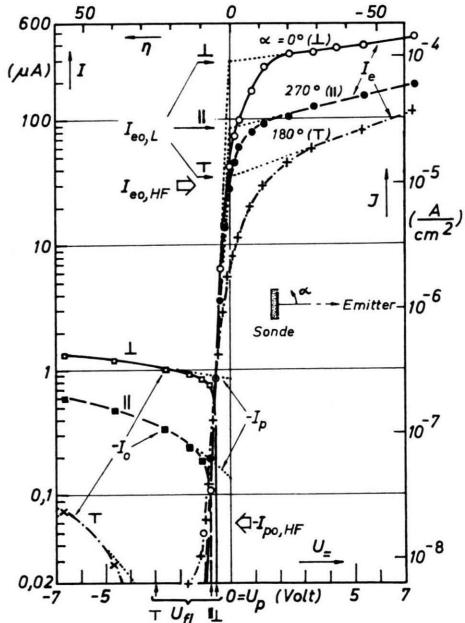


Abb. 23. Sondenkennlinien  $I_0(U_-, a)$  zu Abb. 22.  $d_{so} = 2\text{ cm}$ ;  $n_e, \text{HF} = 1 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ;  $T_e \approx 1350 \text{ }^\circ\text{K}$ ;  $r_D, \text{HF} \approx 0,08 \text{ cm}$ .

## V.6 Vergleichsmessungen mit HF- und LANGMUIR-Sonde

Bei allen Messungen wurde auch die Gleichstrom-Kennlinie (LANGMUIR-Kennlinie)  $I_0(U_0)$  der Sonde aufgenommen. Elektronen-Anlaufstrom- und -Sättigungsstrom-Geraden der halblogarithmisch aufgetragenen Kennlinie wurden extrapoliert und aus ihrem Schnittpunkt („Knickpunkt“  $K$ ) das Plasma-potential  $U_p$  und der thermische Elektronenstrom

$I_{e0,L}$  bestimmt (Index L = LANGMUIR-Wert) (Abb. 24 a). Die Plasmadichte  $n_{e,L}$  wurde dann nach Gl. (39) aus  $I_{e0,L}$ , aus der Sondenoberfläche  $F_{so}$  und der Elektronentemperatur  $T_e$  berechnet, wobei  $T_e$  der Elektronen-Anlaufstrom-Geraden entnommen wurde. Aus  $n_{e,L}$  kann dann nach Gl. (1) die Plasmafrequenz  $f_L$  berechnet werden. Andererseits konnte der thermische Elektronenstrom  $I_{e0, HF}$  auch nach der HF-Sonden-Methode aus  $f_x$  bzw.  $f_T \approx f_p$  nach Gl. (1) und Gl. (39) berechnet werden.

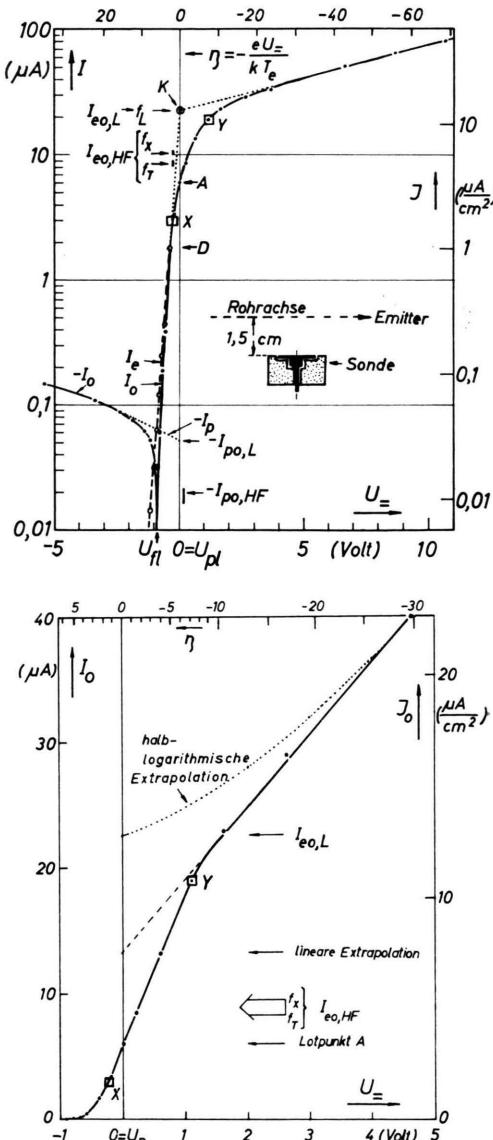


Abb. 24 a, b. Sondenkennlinie  $I_0(U_0)$  zu Abb. 17.  $d_{s0} = 1,5$  cm;  $n_e, HF = 5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ;  $T_e = 1800 \text{ }^\circ\text{K}$ ;  $r_{D, HF} = 0,13 \text{ cm}$ .  
a) Halblogarithmische, b) lineare Darstellung.

Wie Abb. 23 und 24 zeigen, liegt bei der achsenparallelen Sonde ( $\alpha = 270^\circ$ ) der aus dem Knickpunkt K bestimmte thermische Elektronenstrom etwa doppelt so hoch wie der mit der HF-Sonde bestimmte, das entsprechende gilt deshalb auch für die zugehörigen Plasmadichten. Bei der dem Emitter zugewendeten Sonde ist  $I_{e0,L}$  sogar fast zehnmal so groß wie  $I_{e0,HF}$ , und nur bei der vom Emitter abgewandten Sonde stimmt die LANGMUIR-Messung mit der von der Sondenorientierung nahezu unabhängigen HF-Messung etwa überein.

Verschiedentlich wurde vorgeschlagen, Plasmapotential und thermischen Elektronenstrom nicht dem Knickpunkt, sondern dem *Deviationspunkt* D (Abb. 24 a) zu entnehmen<sup>36, 40</sup>. Dies ist jedoch bei niedrigen Plasmadichten nicht gerechtfertigt<sup>41</sup>, und es würde auch aus dem Deviationspunkt eine viel zu niedrige Plasmadichte folgen<sup>9</sup>. Bei Zylinder- und Kugelsonden entnimmt man dagegen den thermischen Elektronenstrom nicht wie bei ebenen Sonden

dem Knickpunkt K, sondern dem „*Lotpunkt*“ A (Abb. 24 a b), d. h., man bestimmt aus dem Knickpunkt K nur das Plasmapotential und nimmt als thermischen Elektronenstrom  $I_{e0}$  den bei Plasmapotential gemessenen Elektronenstrom<sup>42</sup>. Dieser Lotpunkt A entspricht bei der in Achsenmitte angeordneten Löffelsonde (Abb. 23) für  $\alpha = 0^\circ$  und  $270^\circ$  recht gut der HF-Messung. Für die 1,5 cm von der Rohrachse entfernte achsenparallele Stirnsonde ist aber die aus dem Lotpunkt bestimmte Plasmadichte  $n_{e,A}$  im Mittel nur halb so groß wie die mit der HF-Sonde bestimmte Plasmadichte  $n_{e,HF}$  (Abb. 25), und es gilt somit für diese Sonde

$$I_{e0,A} : I_{e0,HF} : I_{e0,L} \approx 1 : 2 : 4. \quad (44)$$

### V.7 Zur Deutung der LANGMUIR-Kennlinie

Der Unterschied zwischen LANGMUIR- und HF-Sonden-Messung und der Einfluß der Sondenorientierung auf die LANGMUIR-Kennlinie lassen sich folgendermaßen erklären:

a) Elektronen und Ionen des *Cs-Plasmas* strömen vom Emitter aus in freiem Fluge etwa mit ihren thermischen Geschwindigkeiten ab, die beim Durchgang durch die Emitterschicht noch beeinflußt werden können. Infolge der niedrigen Plasmadichte erleiden die Elektronen zwischen Emitter und Sonde kaum Zusammenstöße. Die *Geschwindigkeitsverteilung* der Elektronen und Ionen hat deshalb in der Nähe der Sonde nicht mehr die Form einer idealen, isotropen MAXWELL-Verteilung (MWV)<sup>43, 44</sup>, sondern etwa die Form einer einseitig-kegelförmigen MWV mit sehr spitzem Kegelwinkel; eine solche können wir in guter Näherung durch einen Parallelstrahl von Teilchen ersetzen, wobei die Beträge der Geschwindigkeiten noch nach einer MWV verteilt sind. Wir müssen deshalb Gl. (39), die nur für eine *isotrope* MWV gilt<sup>42</sup>, durch

$$J_{e0} = I_{e0}/F_{\text{eff}} = \zeta n_e e \bar{v}_e \quad (45)$$

ersetzen, wobei  $F_{\text{eff}}$  die effektive Schichtoberfläche nach V.7 b ist und  $\zeta$  ein von der Anisotropie der Elektronen-Geschwindigkeitsverteilung abhängiger, zwischen  $\frac{1}{4}$  und 1 liegender Zahlenfaktor, der für

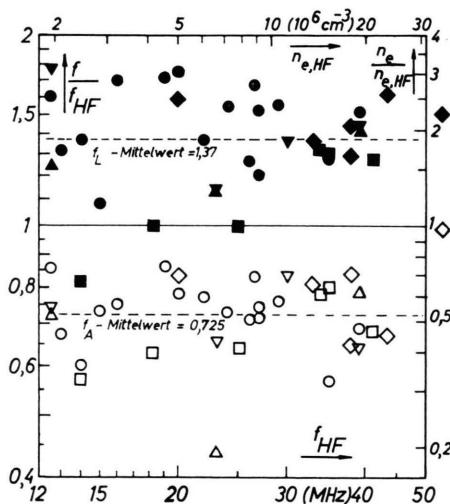


Abb. 25.  $f_L/f_{HF}$  und  $f_A/f_{HF} = \varphi(f_{HF})$ . Metallrohr; Sonde achsenparallel, 1,5 cm von der Rohrachse entfernt.

$d_{so}$ (cm)	$f_L$	$f_A$	$\sigma$ (cm)
1,5	●	○	—
1,5-1,5	◆	◇	3
3-3	■	□	3
1-3	▲	△	3
3-1	▼	▽	3

<sup>40</sup> T. ICHIMIYA, K. TAKAYAMA u. Y. AONO, Space Res. **1**, 397 [1960], Proc. First Intern. Space Science Sympos., Nizza 1960, North-Holland Publishing Co., Amsterdam.

<sup>41</sup> G. SCHULZ, Experimentelle und theoretische Untersuchungen über das Verhalten elektrischer Sonden in ionisierten Gasen, Ann. Univ. Saraviennis, Reihe: Math.-Naturw. Fakultät, Heft 3, Seiten 123–124, 135–136. Gebr. Bornträger, Berlin-Nikolassee 1965.

<sup>42</sup> A. v. ENGEL u. M. STEENBECK, Elektrische Gasentladungen, Springer, Berlin 1932/34, Bd. I, S. 235; Bd. II, S. 25–38.

<sup>43</sup> G. MEDICUS, J. Appl. Phys. **32**, 2512 [1961].

<sup>44</sup> S. v. GOELER, Vortrag in Karlsruhe (März 1964); Phys. Verh. **4**, 245 [1964]; Ann. Physik **15**, 321 [1965].

einen Parallelstrom (Konvektionsstrom) den Wert  $\zeta = 1$  hat.

b) Die Abhängigkeit der Sättigungsströme von der Sondenorientierung (V.5) lässt sich nun leicht erklären: In Gl. (45) ist  $F_{\text{eff}}$  die *effektive Oberfläche der Raumladungsschicht* vor der Sonde, die vom Plasmastrom getroffen wird, also vom Emitter aus „gesehen“ wird;  $F_{\text{eff}}$  ist deshalb von der Sondenorientierung abhängig. In Abb. 26 c d wurde diese effektive Schichtfläche für verschiedene Sondenorientierungen abgeschätzt, das Verhältnis dieser Schichtflächen stimmt gut mit dem Verhältnis der bei gleicher Sondenvorspannung gemessenen Elektronenströme überein (Abb. 26 c d).

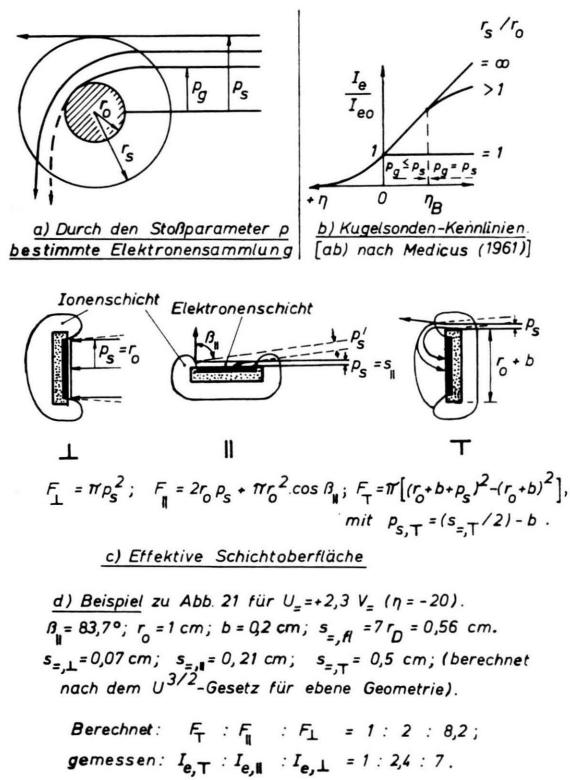


Abb. 26. Zur Deutung der LANGMUIR-Kennlinie. a) Durch den Stoßparameter  $p$  bestimmte Elektronensammlung; b) Kugelsonden-Kennlinien [a), b) nach MEDICUS<sup>43</sup>]; c) Effektive Schichtoberfläche  $F_{\text{eff}}$ ; d) Beispiel.

c) Die Sondenkennlinie besitzt bei großen Schichtdicken mehr den Charakter der *Kennlinie einer Kugelsonde* als den einer ebenen Sonde. Bei einer Kugelsonde ist die Elektronensammlung durch den Stoßparameter  $p$  bestimmt (Abb. 26 a), und die linear aufgezeichnete Sondenkennlinie zeigt bei posi-

tiven Sondenspannungen  $U_s$  einen linearen Abschnitt<sup>42, 43</sup>. Nach MEDICUS<sup>43</sup> tritt dieser lineare Abschnitt bei einer Kugelsonde für *jede* Geschwindigkeitsverteilung auf und verlängert sich bei einer *halbseitigen beschleunigten MWV* gerade um die Driftenergie  $\eta_D = (-e U_D/k T_e)$  nach negativen Sondengleichspannungen  $U_s$  hin. Eine einseitig kegelförmige MWV dürfte infolge der ähnlichen Geschwindigkeitsverteilung ebenfalls einen solchen verlängerten Teil der Kennlinie besitzen und damit eine Drift vortäuschen oder überdecken können (vgl. Abb. 2 in<sup>43</sup>). Diese Deutung stimmt mit unseren LANGMUIR-Messungen überein: In linearer Darstellung zeigt die Sondenkennlinie ebenfalls einen linearen Abschnitt, der zu beiden Seiten des Plasmapotentials liegt (zwischen den Punkten X und Y in Abb. 24 b). Der thermische Elektronenstrom ist somit am besten dem Lotpunkt A zu entnehmen, wobei eine Plasmadrift noch berücksichtigt werden muß<sup>1</sup>, z. B. nach Gl. (38 b) in<sup>43</sup>.

Diese vom Verf. vorgeschlagene neue Deutung der gemessenen LANGMUIR-Kennlinie wird durch die HF-Messung in allen Punkten bestätigt. Für die in Abb. 22 bis 25 angeführten Meßreihen wurden die Plasmadichten erneut nach den in den Punkten a) bis c) aufgeführten neuen Vorschriften aus den gemessenen LANGMUIR-Kennlinien berechnet. Das Plasmapotential wurde wie bisher aus dem extrapolierten Knickpunkt K der Kennlinien bestimmt und der thermische Elektronenstrom dem Lotpunkt A entnommen (V.6). Eine Drift wurde hierbei vernachlässigt und der Faktor  $\zeta = 1$  gesetzt. Der Vergleich der auf diese Weise nach Gl. (45) berechneten Plasmadichten mit der durch die HF-Messung bestimmten Plasmadichten ergab eine Übereinstimmung beider Dichteberechnungen innerhalb von 50%<sup>1, 45</sup>. [Lediglich die Kennlinie für  $\alpha = 180^\circ$  ( $\top$ ) in Abb. 23 wurde hierbei ausgenommen, da die Sonde dann bei Plasmapotential wohl nur noch durch Stöße rückgestreute Elektronen aufnimmt.] Da durch die HF-Methode die Plasmadichte auf etwa  $\pm 5\%$  genau bestimmt wird, dürfte durch die von uns verbesserte LANGMUIR-Sonden-Methode die Plasmadichte auf etwa  $\pm 50\%$  genau gemessen werden. Dies ist angesichts der groben Abschätzung ein befriedigendes Ergebnis. Die LANGMUIR-Sonde ist somit bei richtiger Deutung auch weiterhin als nützliches Mittel der Plasmadiagnostik anzusehen.

<sup>45</sup> G. PETER, Institut für Plasmaphysik, Garching bei München, Rep. IPP 2/54 (Dezember 1966).

### *V.8 Anwendungsbereich und Grenzen der HF-Sonden-Methode*

Die Brennpunkt-Methode (V.2) konnte von uns im Dichtebereich von  $10^6$  bis  $3 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$  erfolgreich angewendet werden<sup>1</sup>. Bei tieferen Frequenzen war die Resonanz zu schwach; die Raumladungsschichten wachsen dann bis auf die Größenordnung der Gefäßdimensionen an, die Resonanzfrequenz liegt deshalb nahe bei der Plasmafrequenz und wird durch die dort auftretende starke Dämpfung geschwächt<sup>11</sup>. Dies ist jedoch keine prinzipielle Grenze, da größere Gefäße und empfindlichere Meßanordnungen möglich sind. Nach höheren Frequenzen hin stört die Eigenresonanz der Sonde, sobald die Sondenlänge in die Nähe der Wellenlänge der HF-Schwingung kommt. Auch hier sind Verbesserungen möglich, doch wurden für höhere Plasmadichten bereits auch andere Methoden entwickelt<sup>5, 21</sup>.

Die Brennpunkt-Methode (V.2) hat gegenüber einer Transmissions-Messung den Vorteil, daß nur eine Sonde verwendet zu werden braucht. Andererseits ist die Transmissions-Messung einfacher zu handhaben, und man kann bei höheren Frequenzen die Frequenz konstant halten und statt dessen die Plasmadichte verändern<sup>6</sup>.

## **VI. Beschuß und Ausblick**

Durch unsere Untersuchungen konnte nicht nur das Verhalten der HF-Resonanzsonde grundlegend

geklärt werden, sondern auch eine neue Methode zur Bestimmung der Plasmadichte mit der HF-Sonde entwickelt werden. Die Untersuchungen führten ferner zu neuen Erkenntnissen über die Sondenkennlinie und das verwendete Caesium-Plasma.

Die hier beschriebene HF-Sonden-Methode erlaubt eine direkte und genaue Bestimmung der Plasmadichte und ist deshalb zu Vergleichsmessungen mit anderen Methoden besonders geeignet. Zur Deutung und Auswertung der LANGMUIR-Kennlinie ist eine genaue Kenntnis des Plasmapotentials von besonderem Interesse. Weitere Aufgaben wären die Erweiterung des Frequenzbereiches der HF-Sonden-Methode mit einer Anwendung auf die verschiedensten Probleme und schließlich die Entwicklung einer einfachen Hochfrequenz-Methode zur Dichtemessung im Magnetfeld.

Der Verfasser dankt Herrn Prof. Dr. A. SCHLÜTER für die Förderung dieser Arbeit und für wertvolle Anregungen. Herrn Dr. G. v. GIERKE und Herrn Dr. G. MÜLLER sei für ihr Interesse und für hilfreiche Diskussionen gedankt, Herrn Prof. Dr. ROLLWAGEN für sein förderndes Interesse und den Herren Dr. A. HEISEN, Dr. H. M. MAYER, Dr. H. H. RABBEN und Dr. H. K. WIMMEL für klärende Diskussionen. Der Verfasser dankt ferner Fr. H. CLAUSING für das Programmieren der numerischen Rechnungen und für die Mitarbeit bei einem Teil der Versuche.

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