

DIE HOCHFREQUENZ-RESONANZ-SONDE

THE RADIO-FREQUENCY RESONANCE PROBE

G. Peter

IPP 2/54

Dezember 1966

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

G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

Inhaltsverzeichnis

GARCHING BEI MÜNCHEN

	Seite	
<u>I.</u> <u>Vorbemerkungen</u>		III
I.1 Verzeichnis der wichtigsten Abkürzungen		III
I.2 Zusammenfassung		1
I.3 Einführung		2
I.4 Historisches		3
<u>II.</u> <u>Theorie</u> DIE HOCHFREQUENZ-RESONANZ-SONDE		5
II.1 THE RADIO-FREQUENCY RESONANCE PROBE		5
II.2 Der Leitwert des Plasma-Simulators PSK		7
II.3 Die Variation der Kabelkapazität		8
II.4 Die Variation d-G. Peter Kapazität. Die Brennpunkt-Frequenz.		9
II.5 Der Einfluß der Sondengeometrie		10
II.6 Der Einfluß der Sondengleichspannung		12
IPP 2/54	Dezember 1966	
II.7 Der Wechselstrom zur Sonde. Unterresonanzen		13
II.8 Der Gleichstrom zur Sonde		16
II.9 Der Anwendungsbereich des Plasma-Simulators		17
<u>III - V.</u> <u>Experimentelle Untersuchung der HF-Resonanz-Sonde</u>		19
<u>III.</u> <u>Versuchsanordnung und Messverfahren</u>		19
<u>IV.</u> <u>Messungen mit einem Plasma-Simulator</u>		22
<u>V.</u> <u>Messungen im Caesium-Plasma</u>		23
V.1 Der Einfluß der Sondengleichspannung auf Gleich- und Wechselströme		23
V.2 Die Bestimmung der Plasmadichte aus f_x und f_T		24
V.3 Der Einfluß von Abstand und Größe der Degensonde		26
V.4 Mehrfach-Resonanzen		28
V.5 Der Einfluß der Sonden-Orientierung: Drehung einer Löffel-Sonde		29
V.6 Vergleichsmessungen mit HF- und Langmuir-Sonde		30
V.7 Zur Deutung der Langmuir-Kennlinie		32
V.8 Anwendungsbereich und Grenzen der HF-Sonden-Methode		37
<u>VI.</u> <u>Schlußbemerkungen</u>		38
<i>Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.</i>		38 39 40

Inhaltsverzeichnis

<u>I.</u>	<u>Vorbemerkungen</u>	Seite	III
I.1	Verzeichnis der wichtigsten Abkürzungen (Abb. 2d)		III
I.2	Zusammenfassung (Abb. 10b)		1
I.3	Einführung		2
I.4	Historisches (V.1)		3
<u>II.</u>	<u>Theorie der HF-Resonanz-Sonde</u>		5
II.1	Das Modell des Plasma-Simulators		5
II.2	Der Leitwert des Plasma-Simulators PSK		7
II.3	Die Variation der Kabelkapazität (V.2)		8
II.4	Die Variation der Schichtkapazität. Die Brennpunkt-Frequenz.		9
II.5	Der Einfluß der Sondengeometrie		10
II.6	Der Einfluß der Sondengleichspannung		12
II.7	Der Wechselstrom zur Sonde. Unterresonanzen		13
II.8	Der Gleichstrom zur Sonde		16
II.9	Der Anwendungsbereich des Plasma-Simulators		17
III - V.	Experimentelle Untersuchung der HF-Resonanz-Sonde		19
<u>III.</u>	<u>Versuchsanordnung und Meßverfahren</u>		19
<u>IV.</u>	<u>Messungen mit einem Plasma-Simulator</u>		22
<u>V.</u>	<u>Messungen im Caesium-Plasma</u>		23
V.1	Der Einfluß der Sondengleichspannung auf Gleich- und Wechselströme		23
V.2	Die Bestimmung der Plasmadichte aus f_x und f_T		24
V.3	Der Einfluß von Abstand und Größe der Gegensonde		26
V.4	Mehrfach-Resonanzen (Abb. 10a, 20c)		28
V.5	Der Einfluß der Sonden-Orientierung: Drehung einer Löffel-Sonde		29
V.6	Vergleichsmessungen mit HF- und Langmuir-Sonde		30
V.7	Zur Deutung der Langmuir-Kennlinie		32
V.8	Anwendungsbereich und Grenzen der HF-Sonden-Methode		37
<u>VI.</u>	<u>Schlußbemerkungen</u>		38
VI.1	Beschluß und Ausblick (Sonden-Methode bestimmt)		38
VI.2	Dank (Schichtkreis, Sonden-zuleitung)		39
VI.3	Literatur (in Knickpunkt K der Langmuir-Kennlinie (V.6))		40

max. min In Maximum bzw. Minimum eines Stromes

HF Niederfrequenz (II.8); Modulationsfrequenz (V.7)

pl Plasma; Plg Schichtkreis; positive Ionen

pl Raumladungsschicht; Schichtkreis

I.1 Verzeichnis der wichtigsten Abkürzungen

a	Abstand der Sonde von der Gegensonde (Abb. 7a)
C	(Vakuum-)Kapazität
C_{ab}	Kapazität der Reihenschaltung von C_a und C_b (Abb. 2d)
d_{so}	Durchmesser der Sondenelektrode (Abb. 10b)
f	Frequenz (siehe Indizes)
f_r	($\approx f_{ps}$), Maximum-"Resonanzfrequenz" (V.1)
f_T	Frequenz im Minimum von i_T
f_x	"Brennpunkt"-Frequenz (II.4; V.2)
i, i_{\approx}	Wechselstrom
i_m	Wechselströme bei NF-modulierter Sondengleichspannung (V.2)
i_T	Transmissions-Wechselstrom zu einer Gegensonde
I	= $I_o + I_{=}$, gesamter Gleichstrom zur Sonde
I_{eo}	thermischer Elektronenstrom (II.7; V.7)
I_o	statischer Sondengleichstrom (ohne HF)
$I_{=}$	durch u_{HF} bewirkter Zusatzgleichstrom zur Sonde
J	Gleichstromdichte
n_e	Elektronendichte (siehe Indizes)
r_D	Debye-Radius (II.7; Gl. (34b))
s	Wechselfeld-Schichtdicke (II.6)
$s_{=}$	Gleichfeld-Schichtdicke (II.6)
T_e	Elektronentemperatur
u, u_{HF}	Wechselspannung
U, $U_{=}$	= $U_{so} - U_p$, auf U_p bezogene Sondengleichspannung
U_{fl}	Floatingpotential
U_p	Plasmapotential
U_{so}	gegen Erdpotential gemessene Sondengleichspannung
x	Abstand der Sonde vom Emitter (Abb. 10a, 20c)
y, Y	Scheinleitwert (Admittanz) (Abb. 2g)
γ	= C/C_p , normierte Kapazität
η	= $-eU_{=}/kT_e$, normierte Sondengleichspannung
ν	= f/f_p , normierte Frequenz

Indizes

A	(im) Lotpunkt der Kennlinie (V.6)
HF	Hochfrequenz; mit der HF-Sonden-Methode bestimmt
k	Kabel, Kabelkreis, Sondenzuleitung
L	Langmuir-Sonde, im Knickpunkt K der Langmuir-Kennlinie (V.6)
max, min	Im Maximum bzw. Minimum eines Stromes
NF	Niederfrequenz (II.8); Modulationsfrequenz (V.2)
p	Plasma; Plasmakreis; positive Ionen
s	Raumladungsschicht; Schichtkreis

I.2 Zusammenfassung

Gleich- und Wechselströme zu einer Hochfrequenz-Resonanz-Sonde werden im Frequenzbereich von 1 bis 100 MHz in einem Cäsium-Plasma experimentell untersucht. Die Meßergebnisse werden durch Rechnungen und Messungen an einer einfachen Ersatzschaltung ("Plasma-Simulator") gedeutet.

Es wird gezeigt, daß die Kapazität der Sondenzuführung den Wechselstrom zur Sonde wesentlich beeinflußt. Eine Anordnung zur Kompensation dieser Zuleitungskapazität wird entwickelt und verwendet. Ferner wird erstmals gezeigt, daß das bei Gleich- und Wechselströmen zur Resonanzsonde häufig auftretende doppelte (oder geteilte) Haupt-Resonanzmaximum meist auf den Einfluß einer zweiten Gegenseide zurückzuführen ist.

Eine einfache und direkte ("Brennpunkt"-)Methode, die Plasmadichte sehr genau (aus dem Schnittpunkt der in Abhängigkeit von der Frequenz bei verschiedenen Sondenvorspannungen gemessenen HF-Ströme zur Sonde) zu bestimmen, wird entwickelt und bei Plasmadichten von $2 \cdot 10^6$ bis $3 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ mit Transmissions-Wechselstrom- und Langmuir-Sonden-Messungen verglichen. Es ergibt sich eine Übereinstimmung der drei Meßmethoden innerhalb ihrer Fehlergrenzen. Der Vergleich führt ferner zu einem besseren Verständnis der gemessenen Langmuir-Kennlinie und des Cs-Plasmas der Apparatur "Alma I".

I.3 Einführung

Legt man an eine gewöhnliche Langmuir-Sonde zusätzlich zur Sondengleichspannung U_{SO} eine Hochfrequenzspannung u_{HF} an (Abb. 1a), so fließen zusätzlich zum ursprünglichen Gleichstrom I_0 ein Transmissions-Wechselstrom i_T und ein Zusatzgleichstrom $I_{\underline{}}$ über die Sonde in das Plasma. Transmissions-Wechselstrom i_T und Zusatzgleichstrom $I_{\underline{}}$ zeigen, in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen, ein Resonanzmaximum bei der Resonanzfrequenz f_r (Abb. 1cd), die in der Nähe, aber stets unterhalb der Elektronen-Plasmafrequenz

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

liegt (n_e bzw. m_e = Elektronendichte bzw. -masse, e = positive Elementarladung). Der Zusatzgleichstrom $I_{\underline{}}$ ist unterhalb der Resonanz (für $f \ll f_r$) nahezu konstant und sinkt oberhalb der Resonanzfrequenz rasch auf den Wert Null ab (Abb. 1c). 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 (Abb. 1d).

Das Resonanzmaximum von Gleich- und Wechselstrom bei der Resonanzfrequenz f_r ist auf eine Reihenresonanz zwischen dem sich unterhalb der Plasmafrequenz induktiv verhaltendem Plasma (P) und der als Kapazität wirkenden Raumladungsschicht (S) vor der Sondenelektrode zurückzuführen (Abb. 1b). 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 (Abb. 1b).

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 Wechselstromes i_{\approx} wesentlich tiefer als die Plasmafrequenz (Abb. 1e).

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.

Die vorliegende Arbeit ist die Zusammenfassung einer ausführlicheren Arbeit (1).

I.4 H i s t o r i s c h e s

Der Wechselstrom-Leitwert und die Wechselstrom-Resonanzfrequenz von Plasma-Schicht-Systemen wurden bereits von Tonks (2) und später von anderen (3, 4) berechnet. Erst Mayer (5a) und Levitskii und Shashurin (6) 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 (7) 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_c mit der Plasmafrequenz übereinstimme und ihre Gleichstrom-Resonanzsonde deshalb ein einfaches und genaues Mittel zur Plasmadichte-Bestimmung sei (7, 8).

Es konnte jedoch zuerst von uns (9, 10) und später von anderen (11, 12) 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 Sonden-
elektroden zurückzuführen sind. Wimmel (13) berechnete in einer theoretischen Arbeit den Gleichstrom zur Resonanzsonde in Übereinstimmung mit unseren Messungen.

Wie die Arbeiten von Schneider (14) und Taillet (15) 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. (12) und von Brown et al. (16) untersucht. Diese Autoren beobachteten ein doppeltes Haupt-Resonanzmaximum, das sie jedoch nicht erklären konnten. Während Uramoto et al. unter Anwendung des Plasma-Schicht-Modelles von Mayer (5a) folgerten, daß das Minimum des Wechselstromes stets bei der Plasmafrequenz liege, zeigten Brown et al., daß bei einer speziellen Dipol-Geometrie (halbierte 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 Arbeit des Verfassers geklärt.

Die Vakuumkapazität C_p des ungestörten Plasmas ist in beiden Fällen gleich der geometrischen Kapazität des Plasmas. $\omega_p = R_p/L_p$ 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.2), wie bereits Tonks (2) zeigte.

II. Theorie der HF-Resonanz-Sonde (2)

Die HF-Resonanz-Sonde und damit verwandte Probleme wurden bisher mehrfach theoretisch behandelt. Eine Zusammenfassung und Kritik dieser Theorien findet man bei Hellberg (17). Im folgenden wird ein einfaches Ersatzschaltbild für das Plasma-Schicht-Kabel-System der Resonanzsonde verwendet (Abb. 1b), das auf Tonks (2) zurückgeht. Wesentlich neu ist hierbei die Berücksichtigung der Kabelkapazität.

II.1 Das Modell des Plasma-Simulators

Das ungestörte Plasma (P) kann entweder nach Eccles (18) und Mayer (5) durch einen Kondensator mit der Vakuumkapazität C_p beschrieben werden, der von einem Medium der komplexen Dielektrizitätskonstanten

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

erfüllt ist, oder nach Tonks (2) durch einen gedämpften Parallel-Resonanzkreis (Abb. 1b), wobei die Eigenfrequenz ω_p des ungedämpften Kreises gegeben ist durch

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

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.2), wie bereits Tonks (2) 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 F. Schneider (14) 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. 35) 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. 1b). Bei einer Einzelsonde mit weit entfernter, großflächiger Gegensonde können wir die Schicht vor der Gegensonde vernachlässigen und das Ersatzschaltbild der Abb. 1b mit nur einer Schicht (S) und dem Schichtgleichrichter G_s auch auf das Gleichstromverhalten der Sonde anwenden. Bei einer gleichflächigen Doppelsonde müssen wir dagegen für das Gleichstromverhalten zwei getrennte Schichten berücksichtigen. (14).

Die Kabelkapazität C_k wird von der Kapazität der Sondenzuleitung und des Sondenaufsatzes gebildet. Ein kleiner Teil dieser Kapazität ist durch jene elektrischen Feldlinien bestimmt, die von der Sonden-
elektrode aus nicht über das Plasma, sondern über das Vakuum von Raumladungsschichten zur Gegensonde verlaufen (oder zu geerdeten, als Gegensonde wirkenden Teilen der Sonde oder Apparatur). Diese "äußere" Kabelkapazität ist abhängig von der Ausdehnung der Raumladungsschichten und damit auch von Plasmadichte und -temperatur; sie ist aber meist, wenn auch nicht immer (2, 16), gegenüber der restlichen

("inneren") Kabelkapazität zu vernachlässigen.

Plasmakreis (P) und Schichtkreis (S) bilden zusammen den Plasma-Schicht-Kreis PS, Plasma-Schicht- und Kabelkreis zusammen den Plasma-Schicht-Kabel-Kreis PSK (Abb. 1b).

II.2 Der Leitwert des Plasma-Simulators PSK.

Die Resonanzfrequenzen der ungedämpften Kreise P, PS und PSK sind in Abb. 2 (Gl. (3) bis (13)) 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 ν_{ps} für beliebige Sondengeometrien und Plasma-Schicht-Systeme verwendet werden (II.5)(11, 13, 19).

Die normierten Leitwerte y der Kreise P, S, K, PS und PSK sind in Abb. 2 (Gl. (14) bis (23)) berechnet. In Abb. 3 sind Realteil $\text{Re}(y)$, Imaginärteil $\text{Im}(y)$ und Betrag $|y|$ dieser Leitwerte für ein numerisches Beispiel ($\gamma_s=3$, $\gamma_k=30$, $\rho \equiv \rho_p = \sigma_p/\omega_p = 1/8$) 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 ν_p schneidet sich $|y_{psk}|$ mit $|y_k|$, etwas unterhalb der Frequenz ν_{ps} erreicht $|y_{psk}(\nu)|$ ein Maximum und bei der Minimumfrequenz $\nu_{\min} \approx \nu_{psk}$ des Kreises PSK besitzt $|y_{psk}(\nu)|$ ein Minimum. Die Minimumfrequenz ist nur dann mit einer "echten" Parallelresonanz verbunden

(d.h. $\text{Im}(y_{\text{psk}}) = \text{Im}(y_{\text{ps}}) + \text{Im}(y_{\text{k}}) = 0$ für $\nu_{\text{min}} \approx \nu_{\text{psk}}$), wenn die Dämpfung g_{p} bzw. die Kabelkapazität γ_{k} gering ist (vgl. Abb. 3a). In unserem Beispiel (Abb. 3b) ist dies nicht mehr der Fall.

Aus dem Schnittpunkt von $|y_{\text{psk}}|$ mit $|y_{\text{k}}|$ ließe sich somit die Plasmafrequenz bestimmen. Meist ist jedoch γ_{k} sehr viel größer als γ_{ps} und diese "Schnittpunkt-Methode" damit zu ungenau. Durch Abschalten des Plasmas läßt sich $|y_{\text{k}}|$ nicht bestimmen, sondern nur der Leitwert $|y_{\text{o}}| = \nu(\gamma_{\text{k}} + \gamma_{\text{ps}})$, dem sich $|y_{\text{psk}}(\nu)|$ für hohe Frequenzen nähert (Abb. 3b).

II.3 Die 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. 4 wurde deshalb der Leitwert $|y_{\text{psk}}(\nu)|$ für Werte von $\gamma_{\text{k}} = C_{\text{k}}/C_{\text{p}}$ zwischen -5 und +3 berechnet. Abb. 5 gibt eine Übersicht über den Einfluß der Kabelkapazität: Abb. 5a ist als Grundriß der Funktion $y_{\text{psk}}(\nu, \gamma_{\text{k}})$ anzusehen, Abb. 5b zeigt in einer Art Aufriß das Verhalten der Resonanzamplituden.

Die Maximum-Resonanzfrequenz $\nu_{\text{max}} \approx \nu_{\text{ps}}$ von $|y_{\text{psk}}|$ wandert mit zunehmender Kabelkapazität γ_{k} zu niedrigeren Frequenzen. Die Minimumfrequenz ν_{min} von $|y_{\text{psk}}|$ nimmt zunächst zu und dann wieder ab (Abb. 5a). Die Amplitude $|y_{\text{psk}}|_{\text{max}}$ des Resonanzmaximums nimmt mit wachsendem γ_{k} zunächst ab und dann wieder zu (Abb. 5b). Der Wert $\gamma_{\text{k}} = -\gamma_{\text{ps}}$ ist besonders ausgezeichnet, bei ihm ist $\nu_{\text{max}} = \nu_{\text{ps}}$, $\nu_{\text{min}} = \infty$ und $|y_{\text{psk}}|_{\text{max}} = \text{Re}(y_{\text{psk}}) = \text{Minimum}$, d.h. die Resonanzamplitude $|y_{\text{psk}}(\nu)|_{\text{max}}$ nimmt ihr Minimum bei $C_{\text{k}} = -C_{\text{ps}}$ an. Ist nun gleichzeitig f_{p} bekannt (und damit die Abstimmung der Kompensationsschaltung auf

$C_k=0$), so ist auch der Wert von C_{ps} bestimmt. Da $f_{ps} \approx f_r$ stets meßbar ist, läßt sich hieraus die Schichtkapazität C_s nach Gl. (7) in Abb. 2 experimentell bestimmen (1).

Da $|y_{psk}(\nu)|$ im Nullpunkt die Steigung der Kurve $(\gamma_k + \gamma_s)\nu$ besitzt, ist $|y_{psk}|$ für $\gamma_k < -\gamma_s$ bei niedrigen Frequenzen induktiv, d.h. $\text{Im}(y_{psk}) < 0$ (vgl. Abb. 3). Es entsteht dann ein "Untermaximum" und ein "Unterminimum" bei den Frequenzen $\nu_{\max,u}$ und $\nu_{\min,u}$ (Abb. 5), die bei höherer Dämpfung zu einem Wendepunkt verschleift werden (vgl. die Kurve $|y_{psk}(\nu)|$ für $\gamma_k = -5$ in Abb. 4).

Ziel dieser Untersuchung der γ_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 $|y_{psk}(\nu, \gamma_k)|$ ausgezeichnet ist, wohl aber die Werte $\gamma_k = -\gamma_{ps}$ und $\gamma_k = -\gamma_s$. Darüber hinaus folgt aus Abb. 5a, daß die Minimumfrequenz $\nu_{psk} \approx \nu_{\min}$ gerade in der Nähe von $\gamma_k=0$ sehr stark von γ_k abhängt, weshalb eine kleine Ungenauigkeit in der Abstimmung der Kompensationsschaltung bereits einen großen Fehler bei der Bestimmung der Plasmafrequenz aus der Minimumfrequenz f_{\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 Die Variation der Schichtkapazität. Die Brennpunkt-Frequenz.

Ändert man die Sondenvorspannung, so ändert sich mit der Schichtdicke (II.6) auch die Schichtkapazität und damit der Leitwert y_{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_{psk} . Alle bei verschiedenem γ_s aufgezeichneten Kurven $|y_{psk}(\nu)|$ schneiden sich somit bei der Plasmafrequenz in einem Punkt, aus dem die Plasmafrequenz bestimmt werden kann ("Brennpunkt-Methode") (Abb. 6a). Dieser "Brennpunkt" wurde vom Verfasser zuerst experimentell beobachtet (Abb. 14b) (20), die Erklärung hierzu verdankt der Verf. Herrn Dr. R. S. Harp. (vgl. (21)). Die Rechnung ergab, daß infolge der Dämpfung z w e i eng bei einander und zu beiden Seiten der Plasmafrequenz liegende Brennpunkte entstehen ("Hängematte") (Abb. 6b), die bei fehlender Dämpfung ($\rho=0$) zu einem Berührungspunkt bei ν_p verschmelzen.

In Abb. 6 wurde γ_k negativ gewählt. Eine solche leichte Überkompensation ist auch im Experiment günstig, da für $\gamma_k \approx 0$ der Brennpunkt in das Minimum von $|y_{psk}(\nu)|$ fällt und damit schlecht zu bestimmen ist.

II.5 Der Einfluß der Sondengeometrie

Wie bereits erwähnt, läßt sich die Resonanzfrequenz ν_{ps} eines Plasma-Schicht-Systemes nach Gl.(7) in Abb. 2 für beliebige Geometrien aus den Vakuumkapazitäten von Schicht- und Plasma-Räumen bestimmen (13b, 19, 20, 22a). Berücksichtigt man, daß $1/C_s = 1/C_{s1} + 1/C_{s2}$ (II.1), so erhält man daraus mit den Bezeichnungen von

Abb. 7a (r_o = Radius der Sondenelektrode) die Formeln

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

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

für Zylinder-Geometrie und

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

für Kugelgeometrie.

Formel (24) würde von Mayer (5a) für die HF-Doppelsonde und von anderen Verfassern in verschiedenen Zusammenhängen abgeleitet (3c, 4, 14, 15). Bei Zylinder- und Kugelgeometrie kann man meist die Gegenschicht vernachlässigen und $s_2=0$ (bzw. $a=s_1+p$) setzen. Für Zylindergeometrie wurde die Näherungsformel für $s_2=0$ zuerst von Schumann abgeleitet (3a). Ist die Gegensonde weit entfernt, so kann man diese bei Kugelgeometrie überhaupt vernachlässigen und man erhält mit $s_2=0$, $a=\infty$, anstelle der von uns (19) abgeleiteten genauen Formel (26) die zuerst von Harp (11) aufgestellte Formel für eine einzelne Kugelsonde:

$$v_{ps}^2 = s_1 / (r_0 + s_1) \quad (26a)$$

Vergleicht man die Resonanzfrequenzen für die verschiedenen Geometrien (Gl. (24) bis (26)), so stellt man fest: Bei gleichem r_0 , s_1 , s_2 und p liegt die Resonanzfrequenz für Kugelgeometrie höher als die für Zylindergeometrie und beide Resonanzfrequenzen (unabhängig von r_0) liegen stets höher als die Resonanzfrequenz für ebene Geometrie (19). Diese Voraussage wird durch das Experiment bestätigt (19). 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 (19).

II.6 Der Einfluß der Sondengleichspannung

Ändert man die Sondengleichspannung, so ändert sich die Dicke der Raumladungsschicht vor der Sonde und nach II.5 damit die Resonanzfrequenz (9, 10). Nach Harp (11) unterscheiden wir nun zwischen der Dicke $s_{=}$ der Gleichfeldschicht und der in II,5 verwendeten Dicke s der Wechselfeldschicht.

Die Gleichfeldschichtdicke $s_{=}$ ist bei höheren negativen, auf Plasmapotential U_p bezogenen Sondenvorspannungen $U_{=} \ll U_{f1}$ durch das Child-sche $U^{3/2}$ -Gesetz bestimmt. In der Nähe des Floatingpotentials U_{f1} fließt jedoch bereits ein merklicher Elektronenstrom zur Sonde und die Verhältnisse werden dann bei ebener Geometrie nach Ott (23) und Harp (11) besser durch einen linearen Verlauf des Gleichfeldes in der Schicht beschrieben (Abb. 7b), aus dem ein parabolischer Verlauf des Schichtpotentials folgt:

$$s_{1=} / s_{1=,f1} = \sqrt{U_{=} / U_{f1}} \quad (27)$$

Die Gleichfeldschichtdicke bei Floatingpotential, $s_{1=,f1}$, beträgt hierbei nach Ott (23) und Harp (11) etwa sieben Debye-Radien r_D (vgl. Gl. (34b)), während das normierte Floatingpotential $\eta_{f1} = -eU_{f1}/kT_e$ zwischen 5 und 7 liegt ($k =$ Boltzmannkonstante, $T_e =$ Elektronentemperatur).

Analog zur Gleichfeldschichtdicke definierte Harp die Wechselfeldschichtdicke s durch den Nulldurchgang des idealisierten Wechselfeldes (Abb. 7b) (11). Harp stellte fest, daß die von ihm abgeleitete einfache Formel für Kugelgeometrie (Gl. (26a)) am besten mit den Ergebnissen einer Theorie von Pavkovich ((24), vgl. auch (25)) übereinstimmte, wenn bei Floatingpotential für die Dicke der Wechselfeldschicht $s_1 = 5r_D$ gesetzt wurde (11). Die Wechselfeldschichtdicke s ist somit um etwa zwei Debye-Radien r_D kleiner als die Gleichfeldschichtdicke $s_{=}$. Aus Gl. (27) folgt dann mit $\eta = -(eU_{=})/(kT_e)$

$$(s_1/r_D) = (s_{1=}/r_D) - 2 = (\sqrt{\eta/\eta_{fl}} - 2) \quad (28)$$

Setzt man Gl. (28) in Gl. (26a) ein, so erhält man nach Harp (11) eine Formel für die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz ν_{ps} von der normierten Sondengleichspannung η und dem Radius r_0 der Kugelsonde, die in Abb. 8 für $\eta_{fl} = 7$ aufgezeichnet wurde. Gleichzeitig sind in Abb. 8 experimentelle Kurven eingezeichnet, die mit drei ebenen Sonden (E) von 1, 2 und 3 cm Durchmesser aufgenommen wurden (19). Die experimentelle Kurvenschar wurde hierbei in ihrer Gesamtheit 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. Die HF-Spannung u_{HF} ist hierbei möglichst niedrig zu wählen (19, 28). Die Meßergebnisse stimmen in unserem Beispiel überraschend gut mit späteren Bestimmungen der Plasmafrequenz nach der Brennpunktmethode (II.5) überein.

Gl. (27) und (28) gelten für etwa $2 \lesssim \eta \lesssim 10$ (11, 23). Für $\eta \gtrsim 10$ gilt das $U^{3/2}$ -Gesetz (10), für $\eta \lesssim 2$ überwiegt der Elektronenstrom bereits den Ionenstrom um ein Vielfaches und bestimmt damit die Schichtverhältnisse (11).

II.7 Der Wechselstrom zur Sonde. Unterresonanzen.

Die an dem Plasma-Schicht-Kreis PS (Abb. 1b) 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:

$$i_{ps} = i_s = i_p = Y_{ps} \cdot u = Y_s \cdot u_s = Y_p \cdot u_p \quad (29)$$

Mit $u_o = |u|$ und $u_{s,o} = |u_s|$ folgt daraus

$$\ddot{u} = \frac{u_{s,o}}{u_o} = \frac{|Y_{ps}|}{|Y_s|} \quad (30)$$

Der Überhöhungsfaktor \ddot{u} gibt an, in welchem Maß die Spannungsamplitude $u_{s,o}$ an der Schicht gegenüber der an der Sonde anliegenden Wechselspannungsamplitude u_o 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. 3a und Gl. (29) hervorgeht. Diese Aussage stimmt mit den Ergebnissen der theoretischen Arbeit von Wimmel (13) überein.

Wir berücksichtigen nun wieder den Einfluß der Sondenkennlinie mit Hilfe des Gleichrichters G_s (Abb. 1b). 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 :

$$i_s = i_{Gs} + i_{Cs} \quad (31)$$

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

$$\varphi(U_ + u_s(t)) = I_o(U_) + I_-(U_-, u_{s,o}) + i_{Gs}(U_-, u_s(t)) \quad (32)$$

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

setzen

$$u_s(U_-, f, t) = u_{s,o}(U_-, f) \cdot \sin \omega t \quad (32a)$$

und erhalten wegen $\varphi(U_-) = I_o(U_-)$ durch Zusammenfassen der zeitabhängigen Glieder für den durch G_s fließenden Wechselstrom (vgl. z.B. (25))

$$i_{Gs} = \left[u_{s,o} \cdot \left(\frac{dI_o}{dU_-} \right) \right] \sin \omega t - \left[\frac{u_{s,o}^2}{4} \cdot \left(\frac{d^2 I_o}{dU_-^2} \right) + \dots \right] \cos 2 \omega t - \left[\dots \right] \sin 3 \omega t + \left[\dots \right] \cos 4 \omega t + \dots \quad (32b)$$

In erster Näherung gilt somit wegen Gl. (30)

$$i_{Gs} = \left(\frac{dI_o}{dU_-} \right) \cdot u_s = \left(\frac{dI_o}{dU_-} \right) \cdot (Y_{ps}/Y_{Cs}) \cdot u \quad (33a)$$

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

$$|i_{Gs}| / |i_{Cs}| = \left(\frac{dI_o}{dU_-} \right) / |Y_{Cs}| \quad (33)$$

Für eine Maxwellverteilung der Elektronengeschwindigkeiten lautet die Sondenkennlinie bei negativen Sondenvorspannungen U_-

$$I_o(U_-) = I_{po} + I_{eo} \cdot \exp(-\eta) \quad ; \quad \eta = (-eU_-) / (kT_e) > 0, \quad (34)$$

wobei I_{po} bzw. I_{eo} die thermischen Ströme von Ionen bzw. Elektronen sind.

Setzen wir nun in Gl. (33) die Gl. (1) und (34) und die bekannten

Beziehungen für $I_{eo} = J_{eo} \cdot F_{so}$ (F_{so} = Sondenoberfläche) und r_D ein,

$$J_{eo} = \frac{1}{4} e n_e \bar{v}_e = e n_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} = \frac{n_e \sqrt{T_e}}{4,02 \cdot 10^{13}} \quad ; \quad (A/cm^2; cm^{-3}; ^\circ K); \quad (34a)$$

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

$$r_D = \sqrt{\frac{kT_e}{4\pi e^2 n_e}} = \frac{1}{\omega_p} \cdot \sqrt{\frac{kT_e}{m_e}} = 7 \cdot \sqrt{\frac{T_e}{n_e}} ; \text{ (cm; } ^\circ\text{K; cm}^{-3}\text{)}, \quad (34b)$$

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

$$\frac{|i_{Gs}|}{|i_{Cs}|} = \frac{e}{kT_e} \cdot \frac{I_{e0} \cdot \exp(-\eta)}{\omega C_s} \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{\omega_p}{\omega} \cdot \frac{s}{r_D} \cdot \exp(-\eta). \quad (35)$$

Dieses Verhältnis $|i_{Gs}|/|i_{Cs}|$ hat bei Floatingpotential ($\eta_{fl}=6,2$; $s_{fl}/r_D = 5$) und bei $\omega_p/\omega = 10$ den Wert 0,04. Bereits bei $f_p/10$ und Floatingpotential 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. (32b) zeigt ferner, daß der Wechselstrom durch die Gleichrichtung an der nichtlinearen Sondenkennlinie verzerrt wird: Wir erhalten ein Spektrum von Oberwellen, die bereits bei $1/2, 1/3, 1/4 \dots$ der Resonanzfrequenz f_{ps} die Maximum-Resonanz anregen und Anlaß zu kleinen Unterresonanzen geben können, wie sie bereits mehrfach bei Gleichströmen (7, 9, 20) und Wechselströmen (5, 20) beobachtet wurden.

II.8 Der Gleichstrom zur Sonde.

Faßt man bei der Taylor-Entwicklung des Gesamtstromes (Gl. (32)) die zeitunabhängigen Glieder zusammen, so erhält man für den Zusatzgleichstrom $I_{\underline{=}}$ in erster Näherung für kleine Wechselspannungsamplituden ($e u_{s,0} \ll kT_e$) die Beziehung (26; 27)

$$I_{\underline{=}}(U_{\underline{=}}, u_{s,0}) \approx (1/4) \cdot u_{s,0}^2 \cdot (d^2 I_0 / dU_{\underline{=}}^2). \quad (36)$$

Unsere in Abb. 9 dargestellten Meßergebnisse zeigen die Gültigkeit

von Gl. (36) für den Grenzwert $u_o \rightarrow 0$ (28).

Für sehr niedrige Frequenzen ist in Gl. (36) $u_{s,o} \approx u_o$ zu setzen und der niederfrequente Zusatzgleichstrom $I_{=,NF}$ ist frequenzunabhängig. Aus Gl. (30) und (36) folgt dann, daß

$$I_r/I_{=,NF} \approx (u_{s,o} / u_o)^2 = \ddot{u}^2, \quad (eu_{s,o} \ll kT_e); \quad (37)$$

d.h. die Gleichstrom-Überhöhung ist gleich dem Quadrat der Spannungs-Überhöhung. \ddot{u} kann hieraus leicht bestimmt werden (28).

Dote und Ichimiya (29) berechneten mit Hilfe der Spannungsüberhöhung nach Gl. (30) und (32) Gleichstrom-Frequenz-Kurven für verschiedene Parameter-Werte. Ihre und unsere Ergebnisse stimmen im wesentlichen mit der theoretischen Untersuchung des Gleichstromes durch Wimmel (13) überein.

II.9 Der 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 (2, 3, 4) oder ein solches System selbst erzeugt (14, 15), also auf HF-Sonden, (9, 10, 11, 12, 20), HF-Transmissions-Messungen (5, 6) und auch auf HF-Entladungen (14, 15).

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 (5, 11, 13, 24, 25, 30). Bei tiefen Frequenzen müssen auch im Schichtkreis auftretende Dämpfungen berücksichtigt werden (26, 30). Bei Vorhan-

densein eines Magnetfeldes verwendet man vorteilhaft das Kondensator-Modell von Mayer (5) mit einer geänderten Dielektrizitätskonstanten (22, 31, 32). 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.

Das Plasma wird durch einen auf etwa 1000°K aufgeheizten Draht erzeugt, der sich in einem Glas- bzw. Metallrohr befindet. Die Dichten der Plasmaschichten liegen zwischen 10^{18} und 10^{20} cm^{-3} . Die Temperatur der Plasmaschichten liegt annähernd gleichmäßig bei 10^4 bis 10^5 $^\circ\text{K}$. Die Dichten der Plasmaschichten liegen bei etwa 10^{18} cm^{-3} . Es wurde ein Magnetfeld von 10^4 G angelegt.

Die Bohrerlöcher sind teilweise abgedeckt (Abb. 10b). Auf der plasmaverfügbaren Seite des Isolierleiters konnten verschiedene Sondenaufbauten aufgestellt werden. Meist wurden Stabsonden mit ebener, kreisförmiger Bohreröffnung verwendet, die auf ihrer Rückseite gegen das Plasma gelagert, durch einen elektrischen Kontakt (zur Verkleinerung der Kapazität) durch Metall abgestimmt war (Abb. 10b). Diese Metallabstimmung fehlte bei den Löffelsonden (Abb. 20 und 21) und bei den Sonden der Abb. 8, 9, 17 und (zum Teil) 18b. Die Oberfläche der radial eingeführten Stabsonden lag parallel zur Bohrachse und, falls nicht anders angegeben, 1,5 cm von ihr

III - V . Experimentelle Untersuchung der HF-Resonanz-Sonde
=====

III. Versuchsanordnung und Meßverfahren

Alle Versuche wurden im Caesium-Plasma der Apparatur "Alma I" durchgeführt (Abb. 10a und 20c), die bereits an anderer Stelle beschrieben wurde (1, 9, 10, 33). 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 (Abb. 10a) oder, falls nicht anders angegeben, aus einem Metallrohr (Abb. 20c). 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.

Die Sonden besaßen eine koaxiale Zuführung (Abb. 10b). Auf das plasmaseitige Ende des Innenleiters konnten verschiedene Sonden-aufsätze aufgesteckt werden. Meist wurden Stirnsonden mit ebener, kreisförmiger Sondenelektrode verwendet, die auf ihrer Rückseite gegen das Plasma galvanisch durch Keramik und elektrisch (zur Verkleinerung der "äußeren" Kabelkapazität (II,1)) durch Metall abgeschirmt war (Abb. 10b). Diese Metallabschirmung fehlte bei den Löffelsonden (Abb. 20 und 21) und bei den Sonden der Abb. 8, 9, 17 und (zum Teil) 18b. Die Oberfläche der radial eingeführten Stirnsonden lag parallel zur Rohrachse und, falls nicht anders angegeben, 1,5 cm von ihr

entfernt (vgl. Abb. 11 und 22a). Die Löffelsonden befanden sich stets in der Mitte des Plasmagefäßes (Abb. 20d).

Das elektrische Prinzipschaltbild ist in Abb. 11 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 Blindsonde kompensiert werden, die durch einen Trimmer abgestimmt wurde. Der Stromwandler der Blindsonde war gegensinnig zu dem Stromwandler der Meßsonde aufgesteckt und lieferte somit eine gegenphasige Spannung. Die Ausgänge beider Stromwandler wurden parallel geschaltet. Das so erhaltene Differenzsignal wird verstärkt, gleichgerichtet und auf dem Polyskop angezeigt. Dieses Differenzsignal gibt bei richtiger Abstimmung der Blindsonde 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. Kleine Ungleichheiten der Stromwandler bewirken einen mit wachsender Frequenz ansteigenden, nicht abgleichbaren Reststrom (man vgl. Abb. 18a mit Abb. 4), der jedoch durch die Auswahl möglichst gleicher Stromwandler gering gehalten werden konnte. Der Transmissions-Wechselstrom i_T wurde durch den Spannungsabfall an dem 50-Ohm-Verhältnisses ($C \approx 30 \text{ pF}$ oder $C < 0,2 \text{ pF}$) und den in II.3 angeführten Gründe war diese Bestimmung jedoch nicht genau genug für eine Bestimmung der Kapazität. Eine genauere Bestimmung der Kapazität ist möglich, wenn man die Plasmafrequenz

Als 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. 16a-d).

Meist wurde jedoch das Polyskop verwendet (Fa. Rohde & Schwarz, 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. 17bc ersichtlich ist. Die Frequenzzeichnung wird durch den Kurven aufgeprägte Frequenzmarken angezeigt (Abb. 15). Falls nicht anders angegeben, wurde von Abb. 12 an bei Floatingpotential, mit dem Polyskop und mit einer HF-Spannung von $0,5 V_{\text{eff}}$ gemessen.

Das Polyskop vereinfachte und beschleunigte die Messungen wesentlich. Da die Meßkurven auf einen Blick die Plasmaeigenschaften erkennen lassen, wurde die in Abb. 11 aufgezeichnete Anordnung "Plasmaskop" genannt.

Die Abstimmung der Kompensationsschaltung wurde zunächst mit Hilfe einer Kapazitätsmessung versucht. Die Kapazität der Sonde wurde hierzu vor und nach dem Einbau der Sonde in das Plasmagefäß gemessen. Die erste Messung gibt etwa die Kabelkapazität C_k , auf die die Blindsonde dann abgestimmt wurde. Die zweite Messung nach dem Einbau liefert die Kapazität $C_o = C_k + C_{ps}$ (II,2) und dient zur Kontrolle der zeitlichen Konstanz von C_k . Infolge des ungünstigen Kapazitätsverhältnisses ($C_k \approx 30 \text{ pF}$, $C_{ps} \lesssim 0,2 \text{ pF}$) und der in II.3 angeführten Gründe war diese Abstimmung jedoch nicht genau genug für eine Bestimmung der Minimumfrequenz 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 Minimumfrequenz f_T des Transmissions-Wechselstromes.

Man kann dann die Blindsonden-Kapazität so einstellen, daß das Minimum des kompensierten Wechselstromes bei f_x bzw. f_T liegt.

Die Langmuir-Kennlinie der Sonde wurde punktweise und in der Regel mit derselben Sonde gemessen, die auch für die HF-Messung verwendet wurde. Die Kennlinien waren reproduzierbar und zeigten keine Hysterese.

IV. Messungen mit einem Plasma-Simulator.

Das Ersatzschaltbild der Abb. 1b wurde mit geeigneten Werten nachgebaut und an Stelle der Meßsonde in der Anordnung von Abb. 11 verwendet. Die mit dem "Plasmaskop" erhaltenen Meßkurven (Abb. 12a und 13) entsprechen erwartungsgemäß vollkommen denen des Plasmas (Abb. 14) und der Theorie (Abb. 3). Es überraschte jedoch, daß sich auch die Resonanzfrequenz f_r mit der angelegten Gleichspannung im gleichen Sinn veränderte wie bei der Plasma-Messung (Abb. 13). Dies ist auf die Änderung der Diodenkapazität mit der Gleichspannung zurückzuführen (Early-Effekt) (34). Die Kurven zeigen ferner ebenfalls Unterresonanzen (II,7). Durch Parallelschaltung zweier verschiedener Simulator-Schaltungen lassen sich Doppelresonanzen erzielen (Abb. 12b) (V.4d).

Wie aus einer anderen, hier nicht wiedergegebenen Meßreihe hervorging, (1, 20), wandert die Resonanzfrequenz des Wechselstromes

V. Messungen im Caesium-Plasma

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

Abb. 14c zeigt in Abhängigkeit von der Frequenz die bei Floatingpotential 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 $i_{\approx} \approx i_{ps}$ 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_0 .

Die Resonanzfrequenz $f_{r,=}$ des Sondengleichstromes I_0 zeigt das bereits bekannte Verhalten (9, 10), sie wächst mit zunehmender negativer Sondengleichspannung an. Das gleiche gilt für die Wechselstrom-Resonanzfrequenz $f_{r,\approx}$, die in Übereinstimmung mit der Theorie mit der Gleichstrom-Resonanzfrequenz $f_{r,=}$ zusammenfällt (Abb. 14ab). Die Resonanzamplitude des Wechselstromes erreicht ihren höchsten Wert nicht wie die des Gleichstromes zwischen Plasma- und Floatingpotential, (9, 10), sondern bei einer wesentlich negativeren Spannung (bei $-4,7 V_0$ in Abb. 14b). Dieses Verhalten stimmt mit dem der Simulator-Schaltung überein (Abb. 13). Während nun das Resonanzmaximum des Gleichstromes in der Nähe des Plasmapotentials verschwindet, ist das des Wechselstromes weiterhin deutlich ausgeprägt und die Resonanzfrequenz daraus gut zu bestimmen.

Wie aus einer anderen, hier nicht wiedergegebenen Meßreihe hervorgeht, (1, 20), wandert die Resonanzfrequenz des Wechselstromes

für wachsende positive Sondenvorspannungen wieder zu höheren Frequenzen, sodaß 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 (29) vorschlugen, aus dem Gleichstrom.

Die Minimumfrequenz f_{\min} des kompensierten Wechselstromes ändert sich in Abb. 14b 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. 14b nicht mit dem Minimum zusammenfällt, kann die Abstimmung der Kompensationsschaltung nicht genau auf $C_k=0$ erfolgt sein. Dies ist verständlich, da in Abb. 14 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 (1, 20).

V.2 Die 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 Herrn Dr. R. S. Harp folgend (vgl. (21)), durch eine Modulation der Sondengleichspannung mit einer niederfrequenten Spannung (f_{NF}) von etwa 30 bis 90 Hz (vgl. Abb. 11). Man kann dann f_x sofort aus der Kurvenschar i_m ablesen (Abb. 6a und 15b). Der Kabelstrom wurde hierzu leicht überkompensiert (II.4). Die Messung mit modulierter Sondengleichspannung liefert dieselbe Frequenz f_x wie die Messung bei mehreren konstanten Sondengleichspannungen (1).

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 (6). 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. 15ab).

Die Minimumfrequenz f_T des Transmissions-Wechselstromes ist weitgehend unabhängig von dem Abstand der Gegensonde (Abb. 16c). Erst wenn man die Gegensonde der primären Sonde so stark nähert, daß sich die Schichten gegenseitig beeinflussen, ändert sich auch f_T etwas (Abb. 15e).

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 Der Einfluß von Abstand und Größe der Gegensele sondern

Abb. 16 zeigt den Einfluß, den der Abstand einer Gegensele auf den Gleichstrom $I_{=}$, auf den Wechselstrom i_{ps} (kompensiert auf $f_{\min} = f_{\top}$) und auf den Transmissions-Wechselstrom i_{\top} zu dieser Gegensele ausübt. Die Gegensele lag auf Floatingpotential und war einmal 3 cm, ein andermal 10 cm von der primären Sele entfernt angeordnet (Abb. 16d). Bei entfernter Gegensele ($a = 10$ cm) beobachten wir bei allen Strömen nur ein Hauptmaximum. Bei naher Gegensele ($a = 3$ 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 rührt von den Strömen zu den Rohrwänden (bzw. zu der entfernten Gegensele) her und tritt bei naher Gegensele infolge eines Kopplungseffektes auch beim Transmissions-Wechselstrom zu dieser Gegensele auf. Das obere Maximum wird von den Strömen zu der nahen Gegensele verursacht, denn es liegt bei der gleichen Frequenz wie das Maximum des Transmissions-Wechselstromes zu dieser Sele.

Das Auftreten der beiden Resonanzfrequenzen ist somit wie im Simulator-Versuch (IV; Abb. 12b) 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 Gegensele-Abstand a , um so höher liegt die Resonanzfrequenz. Die Resonanzamplituden werden bei der Doppelresonanz durch die Verteilung der Transmissions-Wechselströme auf die einzelnen Gegenselektroden der Sele bestimmt.

Plasma fließenden Wechselstromes i_{ps} in Abhängigkeit von Plasma-dichte und Sondenordnung: Bei günstigen Bedingungen können bis zu 70 % des Wechselstromes i_{ps} zu einer einzigen Gegensele fließen.

Nicht nur der Abstand der Gegenselektrode spielt eine Rolle, sondern auch ihre Größe, denn diese bestimmt ebenfalls den Anteil des von der Gegenselektrode aufgenommenen Wechselstromes. In Abb. 17 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 Floatingpotential lag und als Gegenselektrode diente. Ist die Gegenselektrode 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 Gegenselektrode dagegen kleiner als die primäre Sonde, so nimmt sie nur einen Teil des ins 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. 17b). Die unterschiedlichen Resonanzfrequenzen sind auch hier im wesentlichen auf den verschiedenen Abstand der Gegenselektroden (Gegenselektrode bzw. Rohrwand) nach Gl. (24) (II.5) zurückzuführen und nicht auf den Durchmesser der primären Sonde nach Gl. (26a). Diese Deutung wird wieder durch das Verhalten des Transmissions-Wechselstromes bestätigt, dessen Resonanzkurve sich bei der Umpolung der Sonden kaum ändert (Abb. 17c). Die Langmuir-Kennlinie wird von der Sondengröße nur wenig beeinflusst, lediglich die Steigung der Elektronen- und Ionen-Sättigungsströme ist bei der kleineren Sonde größer (Abb. 17e).

Abb. 18b 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 Plasmaträgheit und Sondenanordnung: Bei günstigen Bedingungen können bis zu 70 % des Wechselstromes i_{ps} zu einer einzigen Gegenselektrode fließen.

V.4 Mehrfach-Resonanzen

Mehrfachresonanzen verschiedener Art wurden bereits häufig bei Gleichströmen (7, 9, 20, 36, 37) und Wechselströmen (5, 11, 12, 16, 20, 38) beobachtet und wurden, wenn überhaupt, meist als Harmonische der Grundfrequenz oder als Tonks-Dattner-Resonanzen gedeutet. Der Einfluß einer zweiten Gegensonde wurde jedoch bisher nur von Peter (20) erkannt. Aus unseren Untersuchungen ergeben sich folgende Möglichkeiten und Deutungen:

a) "Untermaxima" und "Unterminima", die nur bei Überkompensation des Kabelstromes und nur beim Wechselstrom auftreten können, und nur beim Gleichstrom auftritt, berichtet Brasato und Takayama wurden bereits in II.3 besprochen (Abb.4).

b) "Unterresonanzen" bei $1/2$, $1/3$, $1/4$... der Resonanzfrequenz (5, 7, 9, 20) werden durch die Harmonischen des Wechselstromes erregt. Diese Harmonischen entstehen durch die Verzerrung des Wechselstromes in der Gleichrichter-Diode G_s (Schicht-Kennlinie)(5a). Unterresonanzen treten bei allen Gleichströmen (7, 9, 20) und Wechselströmen (5, 20) auf (Abb. 14) und auch beim Simulator-Experiment (Abb. 12 und 13) (20).

c) "Doppelresonanzen", d.h. doppelte und geteilte Hauptresonanzen (5, 12, 16, 20, 36, 38) entstehen, wenn mehr als eine Gegenelektrode zur Sonde wirksam ist (IV; V.3) (20). Frequenzen und Amplituden der Doppelresonanzen werden durch die Plasma-Schicht-Geometrie bestimmt: Die Resonanzfrequenzen insbesondere durch die Entfernung, die Resonanzamplituden insbesondere durch Entfernung und Größe der Gegensonden. Diese Doppelresonanzen können leicht mit Unterresonanzen (5a) und Oberresonanzen (5b, 38) verwechselt werden (20).

d) "Oberresonanzen" sind kleine Resonanzmaxima, die in der

Nähe der Plasmafrequenz auftreten können (5b, 11, 38, 39). Sie wurden zuerst von Harp (11ab) entdeckt und von ihm als Tonks-Dattner-Resonanzen gedeutet. Diese Deutung wurde von Mayer (5b), Leavens (39) und von Ikezi und Takayama (38) bestätigt. Oberresonanzen (f_0) wurden von uns nur schwach und nur in einer engen Umgebung des Floatingpotentials bei Gleich- und Wechselströmen sowohl mit, wie ohne Gegenselektionssonde gefunden und zeigten eine geringe Abhängigkeit von der Sondenvorspannung (Abb. 19, vgl. Abb. 16abc) (Abb. 19 und 16 sind bei den gleichen Plasmabedingungen aufgenommen). Von einer anderen Oberresonanz, die beim Einwirken der HF-Sonde auf einen Plasmastrahl und nur beim Gleichstrom auftritt, berichten Uramoto und Takayama (37).

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

In einem weiteren Versuch wurde eine Löffelsonde radial bis zur Achse des Plasmagefäßes eingeführt (Abb. 20cd). Durch Drehung um ihre Achse konnte die Sonde verschieden zur Rohrachse und damit zur Richtung des Plasmastromes orientiert werden: 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_0 zur Sonde ändert bei der Drehung im wesentlichen nur seine Höhe, der Wechselstrom i_{ps} ändert sich nur wenig (die Kompensationsschaltung wurde nur für $\alpha = 0^\circ$ auf $f_{\min} = f_x$ abgestimmt) (Abb. 20ab). Wurde eine Stirnsonde in die Nähe gebracht, so änderte sich bei der Drehung der Löffelsonde die Transmissions-Minimumfrequenz f_T fast nicht (1). Dagegen ändern sich die Elektronen- und Ionen-Sättigungsströme der Langmuir-Kennlinie

wesentlich (Abb. 21): Die auf Plasmapotential extrapolierten und Elektronen-Sättigungsströme I_{eo} verhalten sich wie $I_{eo,T} : I_{eo,\parallel} : I_{eo,\perp} = 1 : 2,6 : 8,4$. Die Deutung dieses Effektes wird in VI.7 gegeben.

V.6. Vergleichsmessungen mit HF- und Langmuir-Sonde

Bei allen Messungen wurde auch die Gleichstrom-Kennlinie (Langmuir-Kennlinie) $I_o(U_{\underline{=}})$ der Sonde aufgenommen. Elektronen-Anlaufstrom und Elektronen-Sättigungsstrom-Geraden der halblogarithmisch aufgetragenen Kennlinie wurden extrapoliert und aus ihrem Schnittpunkt ("Knickpunkt" K) das Plasmapotential U_p und der thermische Elektronenstrom $I_{eo,L}$ bestimmt (Index L = Langmuir-Wert) (Abb. 22a). Die Plasmadichte $n_{e,L}$ wurde dann nach Gl. (34a) aus $I_{eo,L}$, aus der Sondenoberfläche F_{so} und aus 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 $I_{eo,HF}$ auch nach der HF-Sonden-Methode aus f_x bzw. $f_T \approx f_p$ nach Gl. (1) und Gl. (34a) berechnet werden.

Wie Abb. 17e, 21 und 22 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 $I_{eo,L}$ sogar fast zehnmal so groß wie $I_{eo,HF}$ 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. 22a) zu entnehmen (36, 40). Dies ist jedoch bei niedrigen Plasmadichten nicht gerechtfertigt (41) und es würde auch aus dem Deviationspunkt eine viel zu niedrige Plasmadichte folgen (9). Bei Zylinder- und Kugelsonden entnimmt man dagegen den thermischen Elektronenstrom nicht wie bei ebenen Sonden dem Knickpunkt K, sondern dem "Lotpunkt" A (Abb. 22ab), d.h. man bestimmt aus dem Knickpunkt K nur das Plasmapotential und nimmt als thermischen Elektronenstrom I_{eo} den bei Plasmapotential gemessene Elektronenstrom (42). Dieser Lotpunkt A entspricht bei der in Achsenmitte angeordneten Löffelsonde (Abb. 21) für $\alpha = 0^\circ$ und 270° 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. 23a) und es gilt somit für diese Sonde

$$I_{eo,A} : I_{eo,HF} : I_{eo,L} = 1 : 2 : 4 \quad . \quad (38)$$

Wie Abb. 23b zeigt, liegen die in den verschiedenen Meßreihen bestimmten Resonanzfrequenzen f_r (abhängig von den speziellen Geometrien) im Mittel bei $0,6 \cdot f_p$ und das Verhältnis f_r/f_{HF} nimmt mit f_{HF} ab (9, 10). Abweichungen von diesem Verhalten ergeben sich in Abb. 23 nur bei sehr niedrigen Plasmadichten, wenn sich die Schichten bereits gegenseitig beeinflussen.

$$J_{eo} = I_{eo} / F_{eff} = \zeta n_e e v_{th} \quad (39)$$

wobei F_{eff} die effektive Schichtoberfläche nach 4.7a ist und ζ ein von der Teilchenart abhängiger Faktor ist, der die Verteilung

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 ab, und zwar etwa mit ihren thermischen Geschwindigkeiten, die beim Durchgang durch die Emitterschicht noch beeinflußt werden können. Infolge der niedrigen Plasmadichte treten im Raum zwischen Emitter und Sonde so gut wie keine Stöße auf. Der Hauptstrom des Plasmas fließt zu der um den Emitter befindlichen Rohrwand (Abb. 10a) und das Plasma wird durch diesen Strom stabilisiert (bestimmt). Die Sonde nimmt nur einen geringen Teil des Plasmastromes auf und stört das Plasma deshalb nur wenig. Eine Änderung der Sondenvorspannung wirkt sich nur auf die sondennächsten Bereiche aus (43).

b) Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen in der Nähe der Sonde hat nicht mehr die Form einer idealen, isotropen Maxwellverteilung (MWV). In der Nähe des Emitters haben die Elektronen etwa eine halbseitige MWV (44, 45). In der Nähe der Sonde (Emitter-Durchmesser 4,5 cm; Abstand Sonde-Emitter $a = 17,5$ cm) haben sie nur noch eine etwa kegelförmige MWV mit sehr spitzem Kegelwinkel, die wir in guter Näherung durch einen Parallelstrom der Teilchen ersetzen können, wobei die Beträge der Elektronengeschwindigkeiten jedoch noch nach einer MWV verteilt sind. Gl. (34a), die nur für eine isotrope MWV gilt (42), ist deshalb zu ersetzen durch

$$J_{eo} = I_{eo} / F_{eff} = \zeta n_e e \bar{v}_e, \quad (39)$$

wobei F_{eff} die effektive Schichtoberfläche nach V.7d ist und ζ ein von der Anisotropie der Elektronen-Geschwindigkeitsverteilung

abhängiger, zwischen $1/4$ und 1 liegender Zahlenfaktor. Bei einer halbseitigen MWV ist $\zeta = 1/2$ zu setzen (46), bei einem Parallelstrom von Teilchen erhalten wir mit $\zeta = 1$ die bekannte Formel für den Konvektionsstrom.

c) Die Sonde verhält sich nicht immer wie eine ebene Sonde, sondern bei großen Schichtdicken auch wie eine Kugelsonde. Hiervon haben wir bereits bei der Theorie der HF-Sonde Gebrauch gemacht, indem wir manchmal die Sonde als Kugelsonde behandelten (II.5 und 6). Die Kennlinie einer endlichen Kugelsonde zeigt bei positiven Sondenvoltspannungen U_{S} in linearer Darstellung einen linearen Abschnitt (für $\eta_{\text{B}} < \eta < 0$) (Abb. 24b), da die Elektronensammlung der Kugelsonde durch den Stoßparameter p bestimmt ist (Abb. 24a): Bei niedrigen positiven Sondenspannungen (im linearen Teil der Kennlinie) gelangen nicht alle in die Raumladungsschicht vor der Sondenelektrode ein-tretenden Elektronen zur Sonde (Abb. 24a), dies ist erst bei höheren Saugspannungen der Fall (42, 44). Wie Medicus (44) zeigt, tritt dieser lineare Teil der Kennlinie bei einer Kugelsonde für jede Geschwindigkeitsverteilung auf, also auch für eine halbseitige MWV oder für einen Parallelstrom von Teilchen. Bei einer halbseitigen beschleunigten MWV (Drift) verlängert sich nach Medicus (44) dieser geradlinige Teil der Kennlinie auch nach negativen Sondengleichspannungen U_{S} hin und zwar gerade um die Driftenergie $\eta_{\text{D}} = (-eU_{\text{D}}/kT_{\text{e}})$. Bei einer einseitig kegelförmigen MWV dürfte auch ohne Drift ein solcher nach negativen Sondenspannungen hin verlängerter linearer Teil der Kennlinie zu erwarten sein.

Diese Deutung stimmt mit unseren Messungen überein: In linearer Darstellung (Abb. 21b, 22b) zeigt die Sondenkenlinie einen linearen

Abschnitt, der zu beiden Seiten des Plasmapotentials liegt (zwischen den Punkten X und Y in Abb. 22b). In Übereinstimmung mit von Goeler (45) ist dieser lineare Teil nicht als Verschleifung des Knickpunktes der Kennlinie einer ebenen Sonde, sondern als Teil einer Kugelsonden-Kennlinie zu deuten (Abb. 24b). Das Plasmapotential kann dann zwar weiterhin angenähert aus dem Knickpunkt K bestimmt werden, der thermische Elektronenstrom I_{e0} ist jedoch weder aus dem Knickpunkt K noch aus dem unteren Endpunkt des geradlinigen Teiles der Kennlinie zu entnehmen, sondern aus dem zwischen diesen beiden Punkten liegenden Lotpunkt A (Abb. 22ab, V.6). Eine zusätzliche Plasmadrift ist hierbei noch zu berücksichtigen (1, 44).

d) Die Abhängigkeit der Sättigungsströme von der Sondenorientierung läßt sich nun leicht erklären durch die Änderung der effektiven Schichtfläche F_{eff} bei der Sondendrehung (Abb. 24ac). Nicht die Sondenoberfläche F_{so} ist in Gl. (34a) einzusetzen, sondern die effektive Schichtoberfläche F_{eff} der Raumladungsschicht vor der Sonde, die von dem Plasmastrom getroffen, also vom Emitter aus "gesehen" wird. In Abb. 24cd ist diese effektive Sondenoberfläche für die drei Stellungen der Löffelsonde von Abb. 20 und 21 und für eine Sondengleichspannung von $U_{\underline{}} = + 2,3 \text{ V}_{\underline{}}$ ($\eta = -20$) berechnet worden. Bei dieser Spannung ist der Elektronen-Sättigungsstrom erreicht und fast alle in die Schicht eintretenden Teilchen gelangen auch zur Sonde. Die Schichtdicke $s_{\underline{}}$ wurde hierbei aus den Sondenströmen (Abb. 21) nach dem $U^{3/2}$ -Gesetz für ebene Geometrie abgeschätzt. In dem Beispiel der Abb. 24cd ergibt sich dann für die drei Sondenorientierungen ein Verhältnis von $1 : 2 : 8,2$, das mit dem Verhältnis der bei gleicher Sondenspannung gemessenen Elektronenströme ($1 : 2,4 : 7$) sehr gut übereinstimmt.

Wir prüfen nun die in den Punkten a) bis d) angeführten Aussagen durch einen erneuten Vergleich von Langmuir- und HF-Sonde. Für die von der Rohrachse 1,5 cm entfernte achsenparallele Stirnsonde erhalten wir nach dem Schema von Abb. 24c bei Plasmapotential ($p_s = s_{||} = 0$) als effektive Schichtfläche $F_{\text{eff}} = F_{\text{so}} \cdot \cos \beta_{||}$ und daraus nach Gl. (39) für den thermischen Elektronenstrom I_{eo}

$$I_{\text{eo}} / F_{\text{so}} = (\zeta \cdot \cos \beta_{||}) \cdot n_e e \bar{v}_e ; \quad \frac{1}{2} \leq \zeta \leq 1. \quad (39a)$$

In Gl. (39a) lautet der Zahlenfaktor somit $(\zeta \cdot \cos \beta_{||})$ gegenüber $1/4$ in Gl. (34a). Der thermische Elektronenstrom I_{eo} ist jetzt dem Lotpunkt zu entnehmen; der Mittelwert der daraus früher nach Gl. (34a) für Abb. 23a berechneten Plasmadichten $n_{e,A}$, der bei $0,52 \cdot n_{e, \text{HF}}$ lag, ist nun mit dem Faktor $1/(4 \zeta \cos \beta_{||})$ zu multiplizieren und liegt damit für $\zeta = 1$ und $\cos \beta_{||} = 0,2$ bei $0,625 \cdot n_{e, \text{HF}}$. Eine Übereinstimmung mit $n_{e, \text{HF}}$ ergäbe sich für $\zeta = 0,625$. Dies ist angesichts unserer groben Abschätzung ein befriedigendes Ergebnis.

Bei der in Rohrmitte liegenden Löffelsonde (Abb. 21) berechnen wir nun den thermischen Elektronenstrom I_{eo} aus $n_{e, \text{HF}}$ ebenfalls nicht mehr nach Gl. (34a), sondern nach Gl. (39). Wir erhalten für die achsenparallele Löffelsonde (\parallel) für $\cos \beta_{||} = 0,12$ und wieder durch einen Vergleich von Gl. (34a) mit Gl. (39), daß $I_{\text{eo, HF}}$ nicht bei $28,75 \mu\text{A}$, sondern mit dem Faktor $(4 \zeta \cos \beta_{||}) = 0,48 \cdot \zeta$ multipliziert bei $13,8 \cdot \zeta \mu\text{A}$ liegen müßte, mit $\zeta = 1$ also gerade halb so groß wäre wie der Elektronenstrom im Lotpunkt. Für die dem Emitter zugewandte Löffelsonde (\perp) ist $F_{\text{eff}} \approx F_{\text{so}}$ und der Korrekturfaktor somit gleich 4ζ . Für $\zeta = 1$ müßte dann $I_{\text{eo, HF}}$ in Abb. 21 nicht bei $25 \mu\text{A}$, sondern bei $100 \mu\text{A}$ liegen und wäre damit mehr als doppelt so groß wie der Lotpunktstrom von $42 \mu\text{A}$. Diese Abweichung

ist aber jetzt bereits wesentlich geringer als früher ($I_{eo,HF} = 25 \mu A$; $I_{eo,L} = 292 \mu A$ in Abb. 21 für $\alpha = 0^\circ$) und vielleicht auf eine Verschleifung des Knickpunktes der Sonde zurückzuführen, da der ebene Charakter der dem Emitter zugewandten Sonde in der Nähe des Plasmapotentials besonders stark ausgeprägt ist (vgl. Abb. 24c). Die vom Emitter abgewandte Sonde (\top) nimmt in der Nähe des Plasmapotentials wahrscheinlich fast nur noch Elektronen auf, die nicht mehr in freiem Fluge vom Emitter kommen, sondern durch Stöße rückgestreut sind.

Zusammenfassend kann deshalb gesagt werden, daß der Charakter (ebene oder Kugel-Geometrie) einer endlichen ebenen Sonde bei niedrigen Plasmadichten und anisotroper Geschwindigkeitsverteilung nicht nur von der Sondenorientierung abhängt, sondern sich auch noch mit der Sondenanspannung selbst ändert.

Bei der Auswertung der Kennlinie muß somit zunächst überlegt werden, aus welchem Punkt der Kennlinie der thermische Elektronenstrom I_{eo} zu entnehmen ist. Der Einfluß einer Plasmadrift ist hierbei noch zu berücksichtigen (1, 44). Die wirksame Schichtfläche ist entsprechend Abb. 24 abzuschätzen. $J_{eo} = I_{eo}/F_{eff}$ und n_e können dann aus Gl. (39) berechnet werden, wobei noch der Faktor ζ abzuschätzen ist, der die Anisotropie der Geschwindigkeitsverteilung berücksichtigt. Bei einer Kugelsonde kompensieren sich zum größten Teil der Einfluß der Anisotropie und die Änderung von F_{eff} (44). Man verwendet dennoch als Langmuir-Sonde bei tiefen Drucken selten Kugelsonden, da die Sättigung des Elektronenstromes dann schlecht ausgeprägt ist und damit Knickpunkt und Plasmapotential nur ungenau bestimmt werden können.

Für die richtige Auswertung der Kennlinie spielt somit die

einer Transmissions-Messung den Vorteil, daß nur eine Sonde verwendet zu werden braucht und die Störung des Plasmas somit gering ist. Obwohl das Plasmapotential durch den Knickpunkt (V.6) der Kennlinie auf etwa $\pm kT_e/2e$ genau bestimmt werden dürfte, beeinflußt ein solcher Fehler gerade den Lotpunktstrom wesentlich (vgl. z.B. Abb. 22b). Berücksichtigt man dies und die Ungenauigkeit in der Abschätzung von F_{eff} und des Faktors ζ in Gl. (39), so können wir von einer guten Übereinstimmung zwischen HF-Sonden- und verbesserter Langmuir-Sonden-Methode innerhalb der Fehlergrenzen dieser Methoden sprechen. Die Plasmadichte war hierbei in unseren Versuchen mit der HF-Sonde auf etwa $\pm 5\%$, mit der Langmuir-Sonde nach unserer neuen Deutung auf etwa $\pm 50\%$ genau bestimmbar. Die Langmuir-Sonde ist somit bei richtiger Deutung auch weiterhin als nützliches Mittel der Plasma-diagnostik anzusehen.

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 (1). Bei tieferen Frequenzen war die Resonanz zu schwach; die Resonanzfrequenz liegt dann infolge der geringen Gefäßdimensionen zu nahe bei der Plasmafrequenz und wird durch die dort auftretende starke Dämpfung geschwächt (11), außerdem wachsen die Raumladungsschichten dann bis auf die Größenordnung der Gefäßdimensionen an. 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 (5, 21).] Die Brennpunktmethode hat gegenüber

einer Transmissions-Messung den Vorteil, daß nur eine Sonde verwendet zu werden braucht und die Störung des Plasmas somit gering ist. Die Transmissions-Messung hat wiederum den Vorteil der Einfachheit. Bei höheren Frequenzen kann bei der Transmissions-Messung die Frequenz konstant gehalten und statt dessen die Plasmadichte verändert werden (6).

VI. S c h l u ß b e m e r k u n g e n

VI.1 B e s c h l u ß u n d A u s b l i c k

Durch unsere Untersuchungen konnte nicht nur das Gleichstrom- und Wechselstrom-Verhalten der HF-Resonanz-Sonde grundlegend geklärt werden, sondern auch eine einfache und direkte Methode zur Plasmadichte-Bestimmung mit der HF-Sonde entwickelt werden. Die Untersuchungen brachten neue Aufschlüsse über die Sondenkennlinie und das verwendete Cs-Plasma.

Die hier beschriebene HF-Sonden-Methode erlaubt eine direkte und genaue Bestimmung der Plasmadichte und ist damit auch zur Prüfung anderer Methoden, z.B. der Langmuir-Sonden-Methode geeignet. Hierbei ist insbesondere noch die genaue Lage des Plasmopotentials von Interesse, das hier aus dem Knickpunkt der Kennlinie (V.6) bestimmt wurde, im Prinzip aber auch mit der HF-Sonde (V.1) bestimmt werden kann. Eine weitere Aufgabe wäre die Erweiterung des Frequenzbereiches der HF-Sonden-Methode und deren Anwendung auf die verschiedensten Probleme. Von besonderem Interesse wäre schließlich die Entwicklung einfacher Methoden zur Dichtemessung im Magnetfeld (vgl.(47)) und deren Vergleich mit Langmuir-Sonden-Messungen und anderen Methoden der Plasmadiagnostik.

VI.2 D a n k

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, 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.

4. F. v. Gierke, G. Müller, A. Heisen, H.M. Mayer, H.K. Wimmel, A. Schlüter, *Z. Naturforsch.* **19**, 1964.
5. G. v. Gierke, G. Müller, A. Heisen, H.M. Mayer, H.K. Wimmel, A. Schlüter, *Z. Naturforsch.* **19**, 1964.
6. G. v. Gierke, G. Müller, A. Heisen, H.M. Mayer, H.K. Wimmel, A. Schlüter, *Z. Naturforsch.* **19**, 1964.
7. G. v. Gierke, G. Müller, A. Heisen, H.M. Mayer, H.K. Wimmel, A. Schlüter, *Z. Naturforsch.* **19**, 1964.
8. G. v. Gierke, G. Müller, A. Heisen, H.M. Mayer, H.K. Wimmel, A. Schlüter, *Z. Naturforsch.* **19**, 1964.
9. G. v. Gierke, G. Müller, A. Heisen, H.M. Mayer, H.K. Wimmel, A. Schlüter, *Z. Naturforsch.* **19**, 1964.
10. G. v. Gierke, G. Müller, A. Heisen, H.M. Mayer, H.K. Wimmel, A. Schlüter, *Z. Naturforsch.* **19**, 1964.
11. a) R. S. Harp, Rep. 1117 (Nov. 1963), Microwave Lab., Stanford Univ., Stanford, Calif., USA.

VI.3 Literatur

1. G. Peter: "Die Hochfrequenz-Resonanz-Sonde". (April 1966).
Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München.
2. L. Tonks. Phys. Rev. 37, 1458 (1931).
3. a) W.O. Schumann. Archiv f. Elektrotechnik 35, 437 (1941).
b) W.O. Schumann. Z. Phys. 121, 7 (1942/43).
c) W.O. Schumann. Annalen der Physik 43, 369 (1943).
d) W.O. Schumann. Sitzungsberichte math.-naturw. Klasse,
Bayer. Akad. d. Wiss. (1948), S. 255 und 281.
e) W.O. Schumann. Z. Naturforschg. 13a, 888 (1958)
4. P.E. Vandenplas, R.W. Gould. Proc. Vth Int. Conf. on Ionization
Phen. in Gases, München 1961, Bd. II, 1470.
5. a) H.M. Mayer. C.R. de la VI^e Conf. int. sur les phén. d'ioni-
sation dans les gaz, Paris, Juli 1963, Bd. IV, 129.
b) H.M. Mayer. Rep. MPI-PA 24/64 und 25/64 (Sept. 1964). Max-Planck-
Institut für Physik und Astrophysik, 8 München 23.
6. S.M. Levitskii, I.P. Shashurin. Zh.T.F. 33, 429 (1963);
Sov. Phys. - Techn. Phys. 8, 319 (1963).
7. K. Takayama, H. Ikegami, S. Miyazaki. Phys. Rev. Letters 5, 238 (1960).
8. Y.H. Ichikawa, H. Ikegami. Progr. Theoret. Phys. 28, 315 (1962).
9. G. Peter, G. Müller, H.H. Rabben. C.R. de la VI^e Conf. int. sur
les phén. d'ionisation dans les gaz, Paris, Juli 1963, Bd. IV, 147;
Rep. IPP 2/32 (Juli 1963), Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching
bei München; Rep. EUR 1817.d.
10. G. v. Gierke, G. Müller, G. Peter, H.H. Rabben. Z.Naturforschg.
19a, 1107 (1964).
11. a) R. S. Harp. Rep. 1117 (Nov. 1963), Microwave Lab., Stanford
Univ., Stanford, Calif. USA.

- b) R.S. Harp. Applied Physics Letters 4, 186 (1964).
- c) R.S. Harp, F.W. Crawford. J. Appl. Phys. 35, 3436 (1964).
12. J. Uramoto, J. Fujita, H. Ikegami, K. Takayama. Rep. IPPJ 19 (Dez. 1963). Institute of Plasmaphysics, Nagoya Univ., Nagoya, Japan.
13. a) H.K. Wimmel. Rep. IPP 6/11 (Dez. 1963) und IPP 6/16 (März 1964), Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München; Vortrag in Karlsruhe (März 1964), Phys. Verh. 4, 246 (1964).
- b) H.K. Wimmel. Z. Naturforschg. 19a, 1099 (1964).
14. F. Schneider. Z. angewandte Physik 6, 456 (1954).
15. J. Taillet. Rep. CEA-R 2502 (Juni 1964). Centre d'Étude Nucléaires de Saclay. Gif-sur-Yvette.
16. S.C. Brown et al. Quarterly Progress Report No. 74 (15. Juli 1964), S. 91-98. Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Mass., USA.
17. M. A. Hellberg. Rep. CLM-M 49 (Juli 1965). Culham Laboratory, Culham, Abingdon, Berkshire, England.
18. W.H. Eccles, Proc. Roy. Soc. London A 87, 79 (1912).
19. G. Müller, G. Peter. Vortrag in Karlsruhe (März 1964), Phys. Verh. 4, 246 (1964).
20. G. Peter. Vortrag in München (April 1965), Phys. Verh. 5, 70 (1965).
21. A. Messiaen, P.E. Vandenplas. J. Appl. Phys. 37, 1718 (1966).
22. a) F.W. Crawford, R.S. Harp. J. Geophys. Res. 70, 587 (1965).
- b) F.W. Crawford, R.S. Harp. Phys. Letters 11, 126 (1964).
- c) F.W. Crawford. J. Appl. Phys. 36, 3142 (1965).
23. a) G. v. Gierke, W. Ott, F. Schwirzke. Proc. Vth Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases, München 1961, Bd. II, 1412.
- b) W. Ott. Z. Naturforschg. 17a, 962 (1962).

24. a) J. M. Pavkovich. Rep. 1093 (Okt. 1963). Microwave Lab., Stanford Univ., Stanford, Calif., USA.
- b) J. Pavkovich, G.S. Kino. C.R. de la VI^e Conf. int. sur les phén. d'ionisation dans les gaz, Paris, Juli 1963, Bd. III, 39.
25. R.S. Harp, G.S. Kino. C. R. de la VI^e Conf. int. sur les phén. d'ionisation dans les gaz, Paris, Juli 1963, Bd. III, 45.
26. F. W. Crawford, R.F. Mlodnosky. J.Geophys. Res. 69, 2765 (1964).
- F.W. Crawford, J. Appl. Phys. 34, 1897 (1963).
27. H. R. Sloane, E.I.R. MacGregor. Phil. Mag. 18 193 (1934).
28. G. Peter: " Der Einfluß der HF-Spannungsamplitude auf die Resonanzfrequenz und den Resonanzgleichstrom bei der HF-Resonanzsonde." Interner Bericht (Dez. 1964). Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München.
29. T. Dote, T. Ichimiya. J. Appl. Phys. 36, 1866 (1965).
30. R. W. Gould. Phys. Letters 11, 236 (1965).
31. J. Uramoto, H. Ikegami, K. Takayama. Rep. IPPJ 15 (Okt. 1963). Institute of Plasmaphysics, Nagoya Univ., Nagoya, Japan.
32. W. Ott: "Zur Resonanzsonde im Plasma mit Magnetfeld." Interner Bericht (Febr. 1964). Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München.
33. E. Guilino. Jahresberichte 1961 und 1962 des Institutes für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München.
- E. Guilino. Vortrag in Bad Nauheim (April 1963). Phys. Verh. 3, 87 (1963).
34. 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).

35. G. Medicus. "Behaviour of biased guardring probes." VIIth Int. Conf. on Phen. in Ionized Gases. Belgrad 1965.
G. Medicus. J. Appl. Phys. 37, 215 (1966).
36. S. Miyazaki, K. Hirao, Y. Aono, K. Takayama, H. Ikegami, T. Ichiyama. Report of Ionosphere and Space Research in Japan. 14, 148 (1960).
37. J. Uramoto, K. Takayama. Rep. IPPJ 38 (1965). Institute of Plasmaphysics, Nagoya Univ., Nagoya, Japan.
38. H. Ikezi, K. Takayama. Rep. IPPJ 48 (März 1966). Institute of Plasma Physics, Nagoya Univ., Nagoya, Japan.
39. W.M. Leavens. Physics Letters 19, 118 (1965).
40. T. Ichimiya, K. Takayama, Y. Aono. Space Research 1, 397 (1960). Proc. of the First Int. Space Science Symp., Nizza 1960.
North-Holland Publishing Co., Amsterdam.
41. G. Schulz: "Experimentelle und theoretische Untersuchungen über das Verhalten elektrischer Sonden in ionisierten Gasen" Annales Universitatis Saraviennis. Reihe: Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, Heft 3, Seiten 123-124, 135-136.
Gebrüder Bornträger, Berlin-Nikolassee. (1965).
42. A. v. Engel, M. Steenbeck: "Elektrische Gasentladungen."
J. Springer, Berlin. (1932/34). Bd. I, S. 235; Bd. II, S. 25 - 38.
43. G. Peter: "Die Störung eines Caesium-Plasmas durch eine Langmuir-Sonde." Interner Bericht (Sept. 1965). Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München.
44. G. Medicus. J. Appl. Phys. 32, 2512 (1961).
45. S. v. Goeler. Vortrag in Karlsruhe (März 1964). Phys. Verh. 4, 245 (1964); Ann. d. Physik 15, 321 (1965).
46. W. Ott. Private Mitteilung. (1966).
47. R. S. Harp. Appl. Phys. Lett. 6, 51 (1965); VIIth Int. Conf. on Phen. in Ionized Gases. Belgrad 1965; Rep. IPP 2/43 (Aug. 1963). Institut für Plasmaphysik, 8046 Garching bei München.

Abb. 2: Plasma-Simulator-PSK (Formeln)

e) Plasmefrequenzen der ungedämpften Kreis

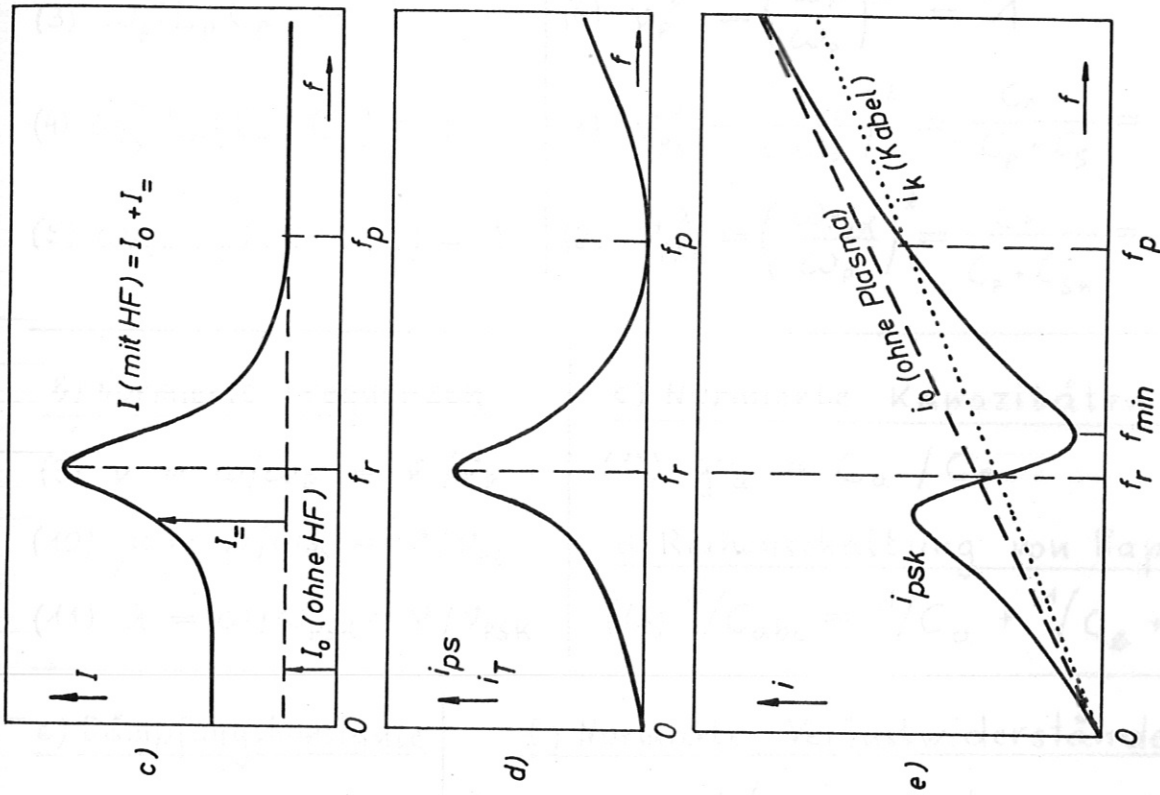


Abb. 1 c - e : Ströme zur Resonanzsonde (Schemd).
 c) Gleichstrom I_{Σ} ;
 d) ins Plasma fließender Wechselstrom i_{ps} ;
 e) gesamter Wechselstrom $i_{psk} = i_{ps} + i_k$.

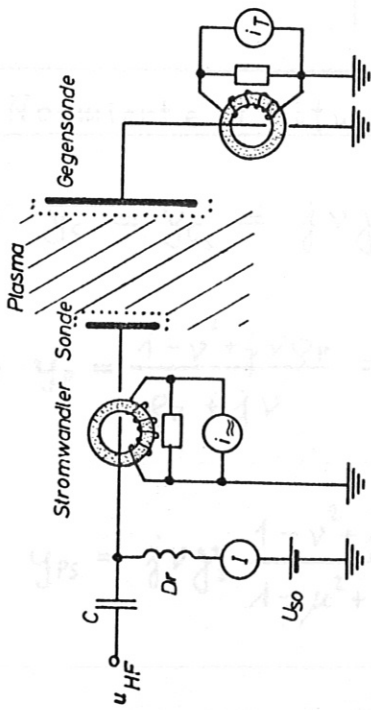


Abb. 1a: Prinzipschaltung der HF-Sonde.

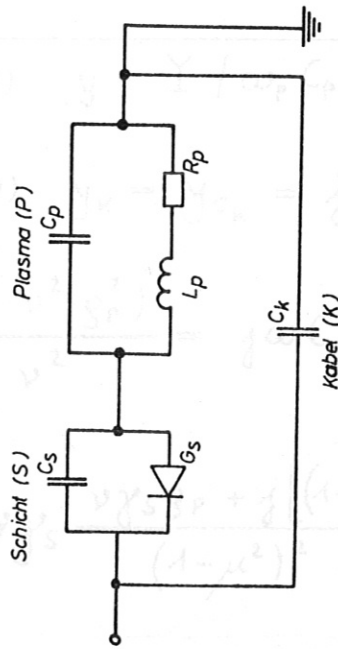


Abb. 1b: Ersatzschaltbild der HF-Sonde ("Plasma-Simulator" PSK).

Abb. 2 : Plasma - Simulator PSK (Formeln).

a) Eigenfrequenzen der ungedämpften Kreise

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

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

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

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

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

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

b) Normierte Frequenzen

$$(9) v = \omega / \omega_p = v / v_p$$

$$(10) \mu = \omega / \omega_{ps} = v / v_{ps}$$

$$(11) \lambda = \omega / \omega_{psk} = v / v_{psk}$$

c) Normierte Kapazitäten

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

d) Reihenschaltung von Kapazitäten

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

e) Dämpfungskonstante

$$(14) \tilde{\sigma}_p = \frac{R_p}{L_p}$$

f) Normierte Verlustwiderstände

$$(15) g_p = \sigma_p / \omega_p = g_p / v_p = g_p \cdot 1$$

$$(16) \delta_p = \sigma_p / \omega_{ps} = g_p / v_{ps} = g_p \cdot \sqrt{1 + \gamma_s}$$

$$(17) \tilde{c}_p = \sigma_p / \omega_{psk} = g_p / v_{psk} = g_p \cdot \sqrt{1 + \gamma_{sk}}$$

g) Normierte Leitwerte

$$(18) y = Y / \omega_p C_p = Y \cdot \omega_p L_p$$

$$(19) y_s = y_{c_s} = j v \gamma_s$$

$$(20) y_k = y_{c_k} = j v \gamma_k$$

$$(21) y_p = \frac{1 - v^2 + j v g_p}{g_p + j v} = \frac{g_p - j v (1 - v^2 - g_p^2)}{g_p^2 + v^2} = j \omega C_p \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - j \omega \tilde{\sigma}_p}\right)$$

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

$$(23) y_{psk} = j v (\gamma_s + \gamma_k) \frac{1 - \lambda^2 + j \lambda \tilde{c}_p}{1 - \mu^2 + j \mu \delta_p} = \frac{v^2 \gamma_s^2 g_p + j v (\gamma_s + \gamma_k) [(1 - \mu^2)(1 - \lambda^2) + (\lambda \delta_p)^2]}{(1 - \mu^2)^2 + (\mu \delta_p)^2}$$

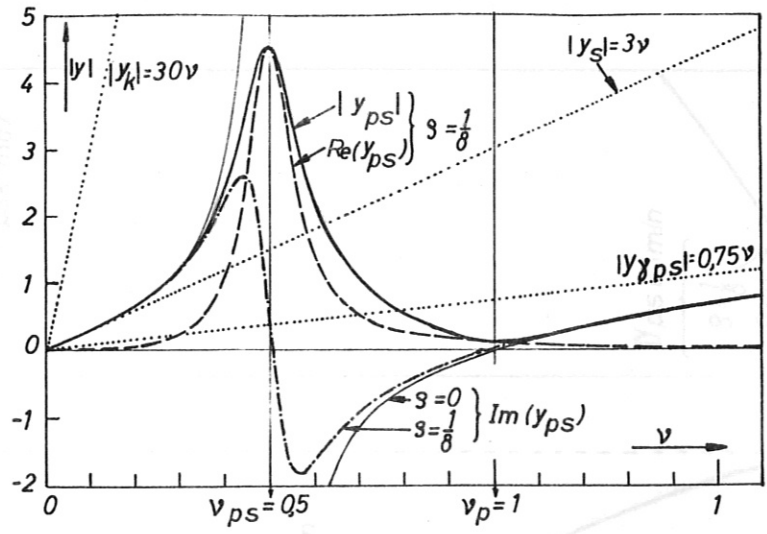


Abb.3a: Leitwerte des Simulators PS. ($\gamma_S = 3$).

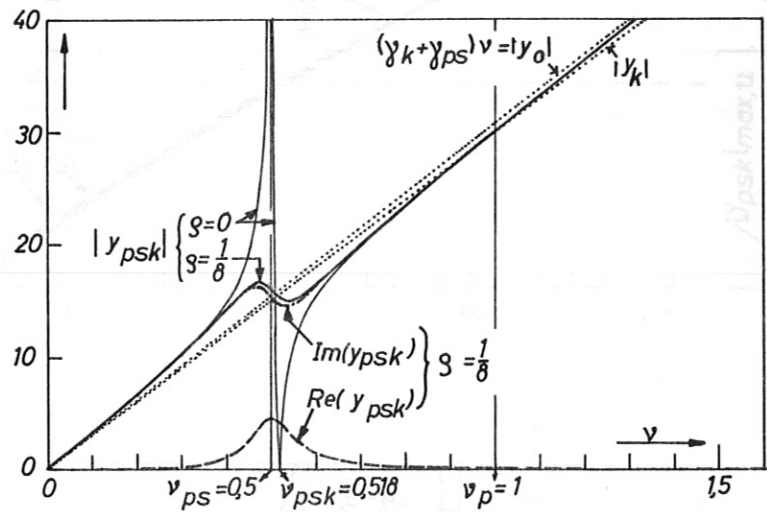


Abb.3b: Leitwerte des Simulators PSK. ($\gamma_S = 3$; $\gamma_K = 30$).

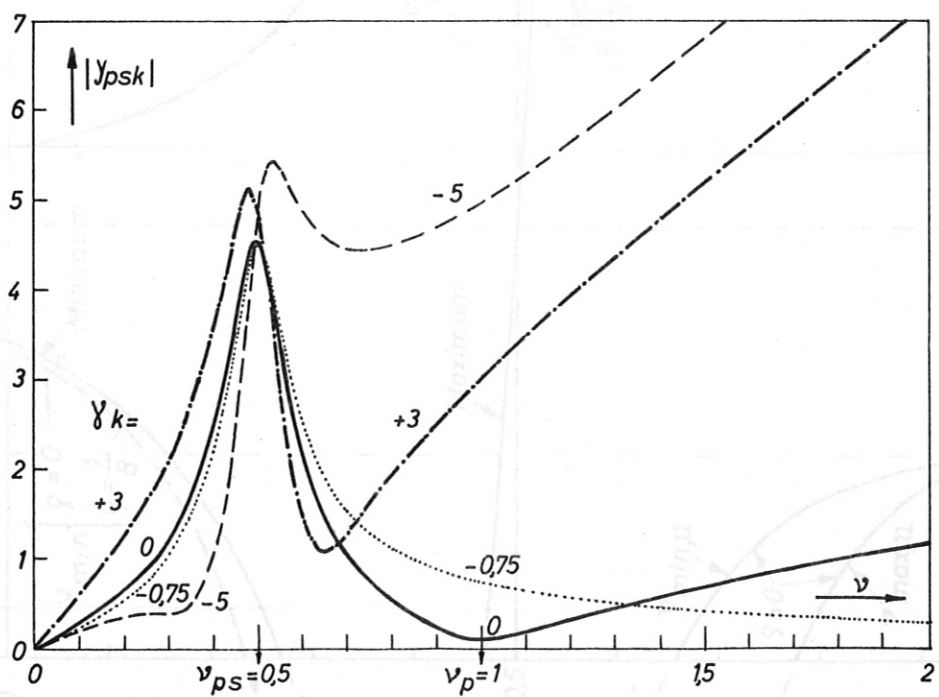


Abb. 4 : Einfluß der Kabelkapazität γ_k auf $|y_{psk}(v, \gamma_k)|$. $\gamma_S = 3$; $s = \frac{1}{8}$.

Abb. 5. b.: v - δ_k -Diagramm für die Amplituden der Extrema von $|y_{psk}(v, \gamma_k)|$. $\gamma_S = 3$.

Abb 5 a : v - δ_k -Diagramm für die Frequenzen der Extrema von $|y_{psk}(v, \gamma_k)|$. $\gamma_S = 3$.

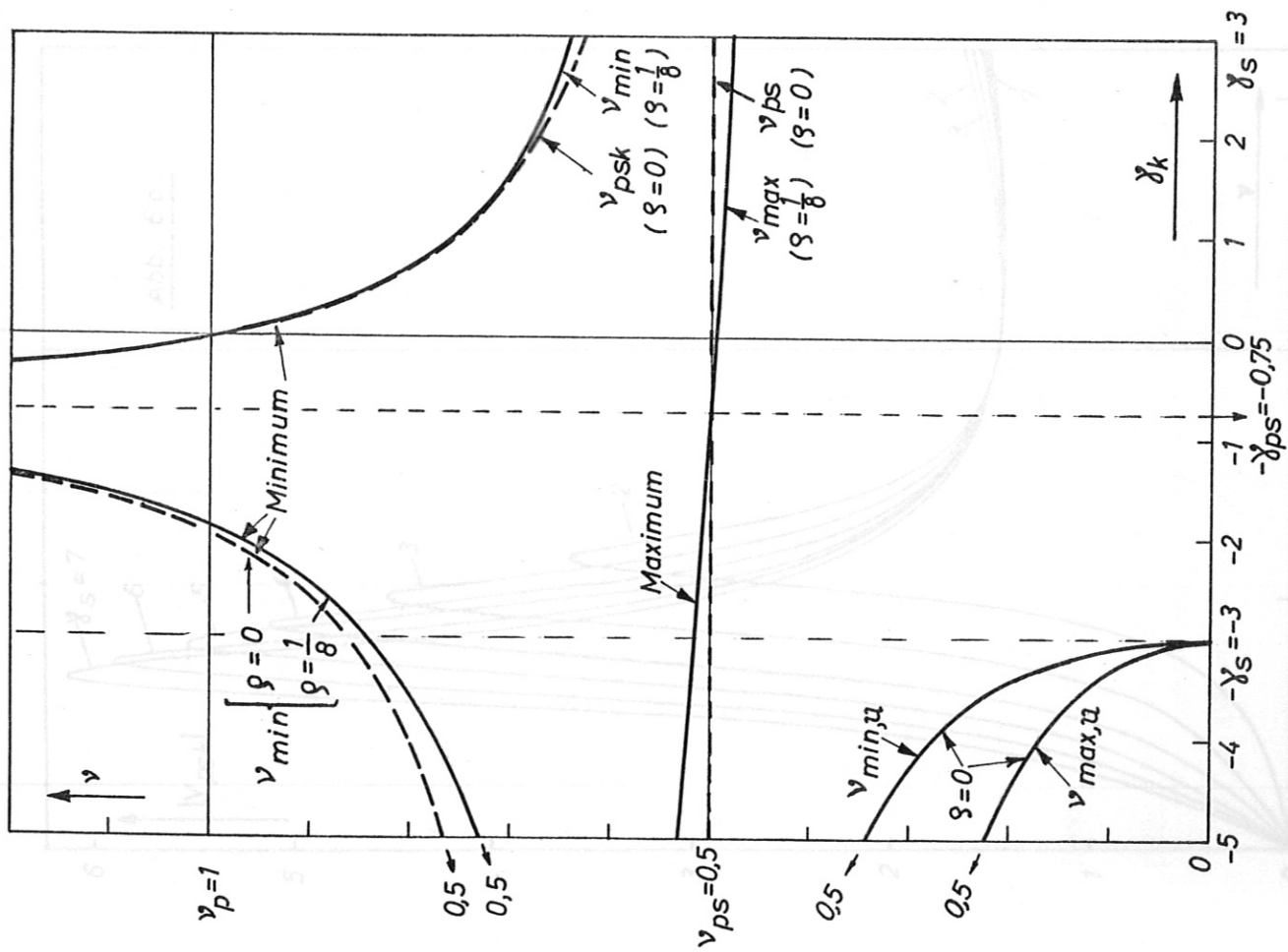


Abb 5 a : γ - γ_k -Diagramm für die Frequenzen der Extrema von $|Y_{psk}| \cdot \gamma_s = 3$.

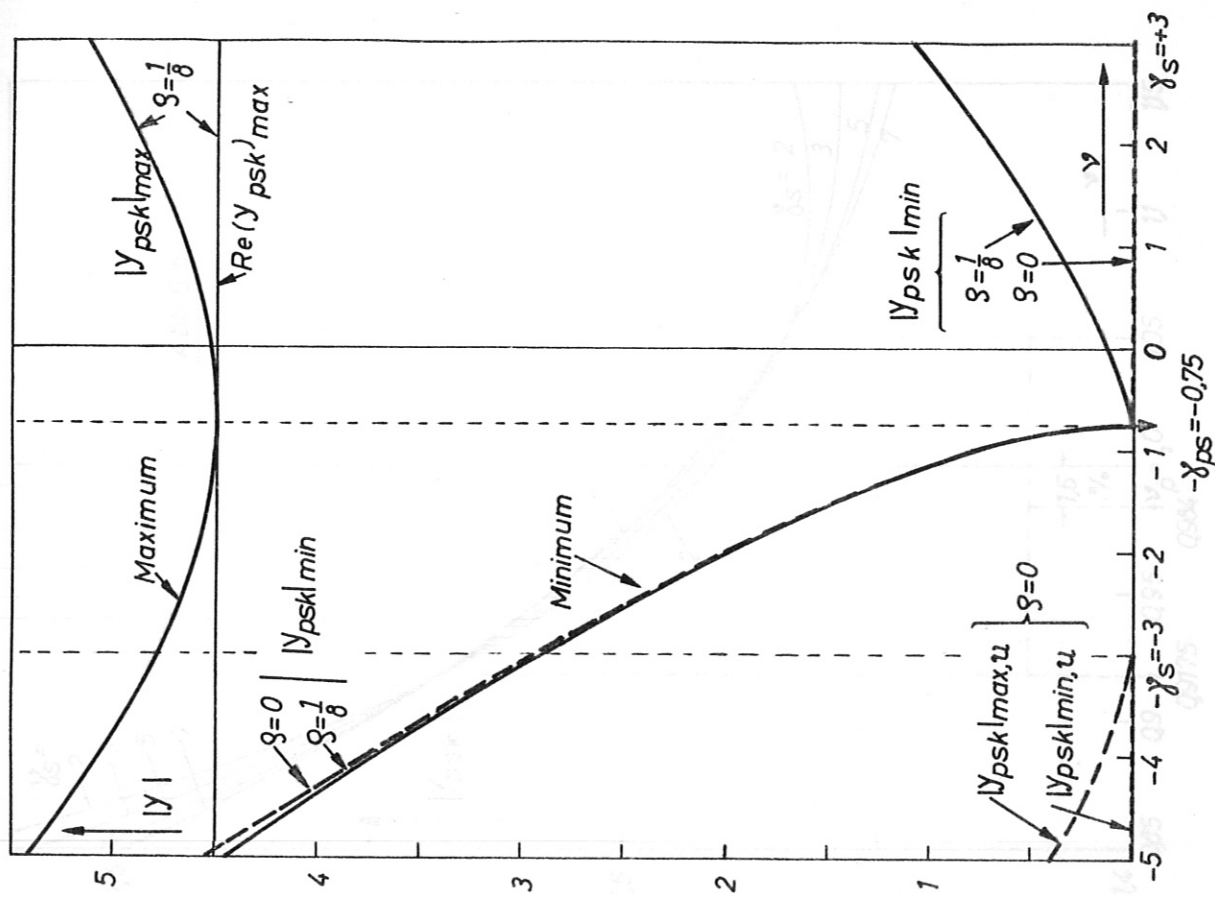


Abb. 5 b: $|Y_{psk}| - \gamma_k$ -Diagramm für die Amplituden der Extrema von $|Y_{psk}| \cdot \gamma_s = 3$.

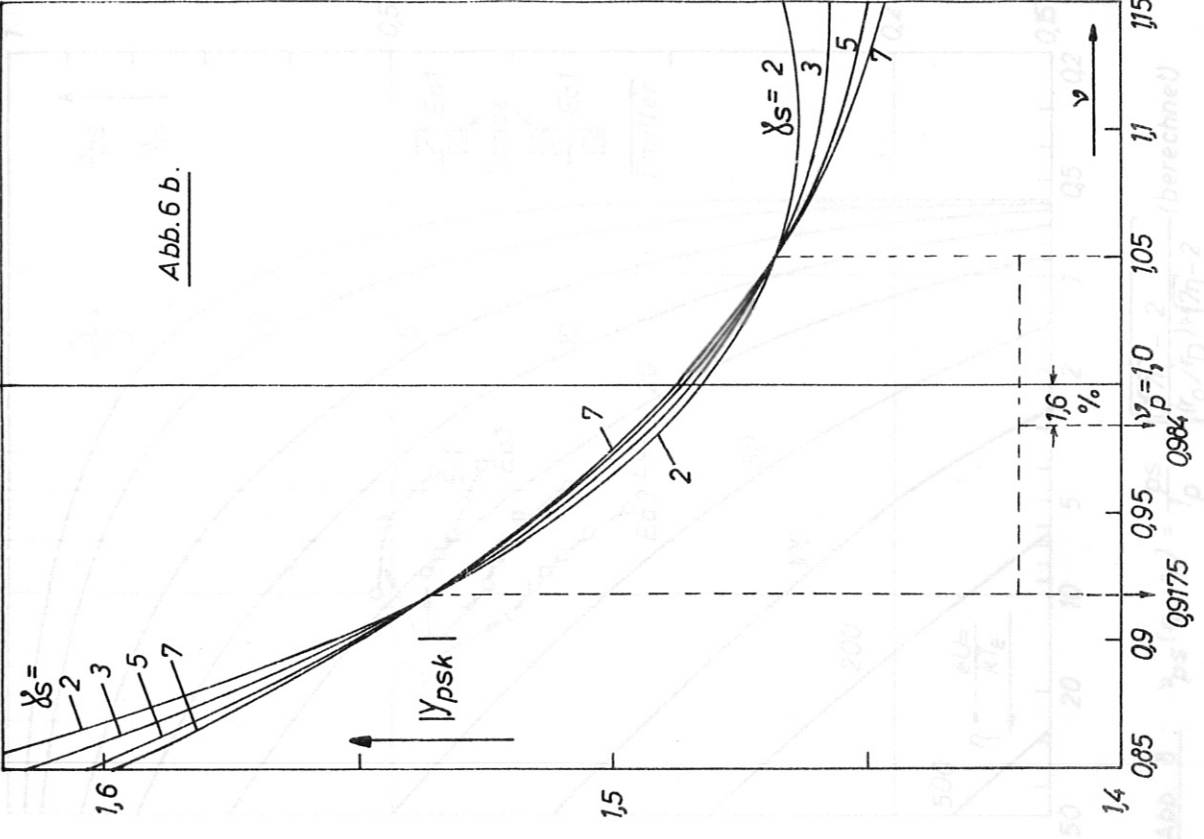
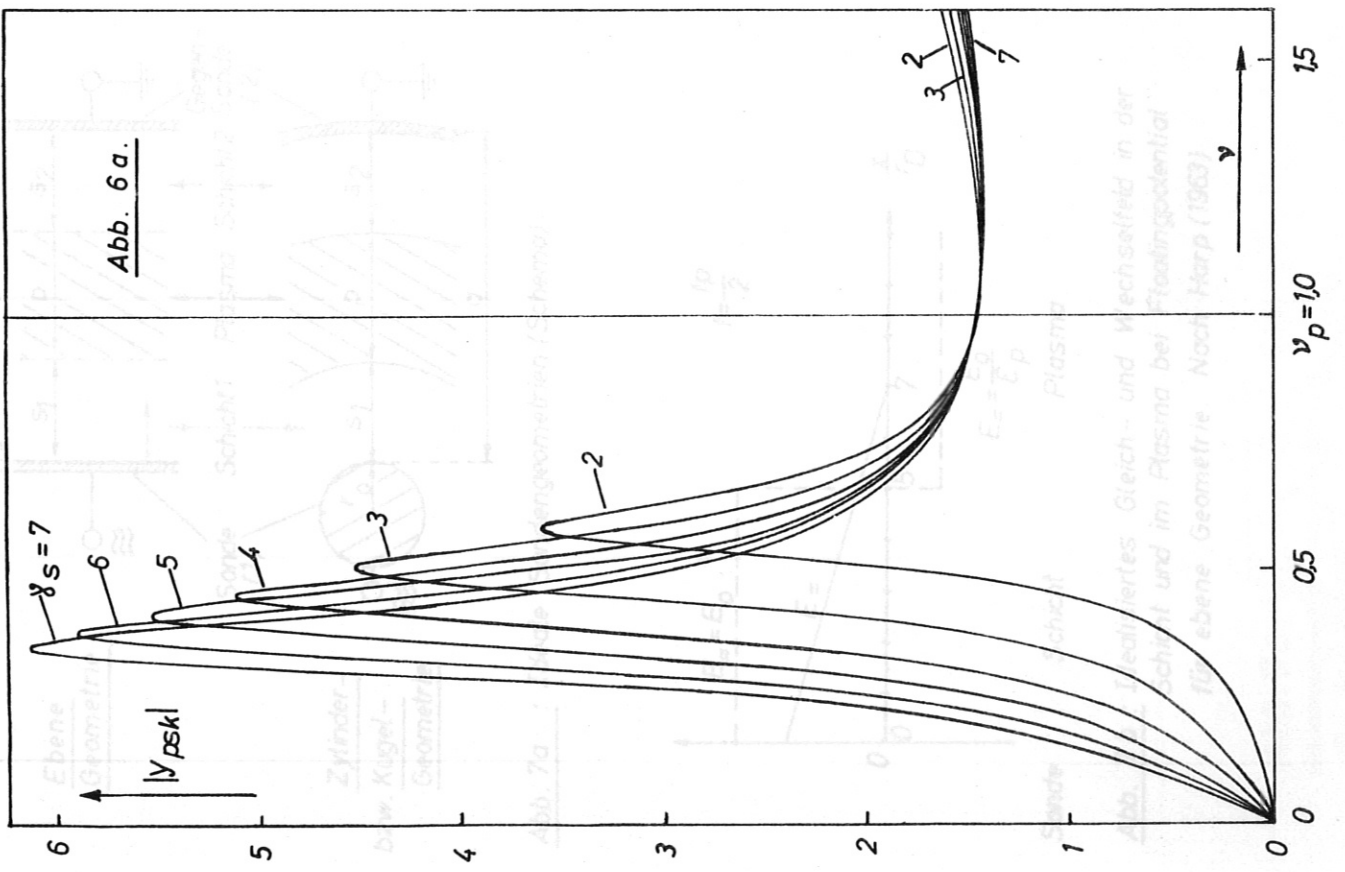


Abb. 6 : Variation der Schichtkapazität γ_s :
 $|\gamma_{psk}(\gamma, \gamma_s)|$ $\gamma_k = -1.5$; $S = \frac{1}{8}$.

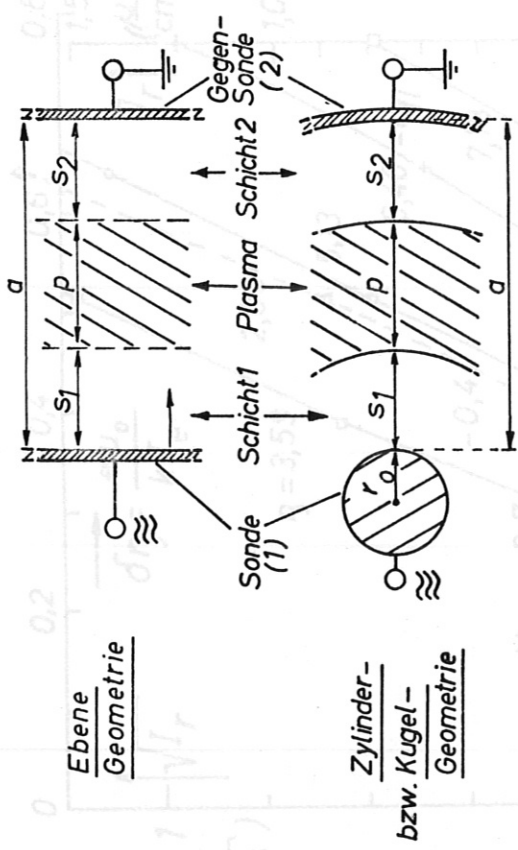


Abb. 7a : Ideale Sondengeometrien (Schema).

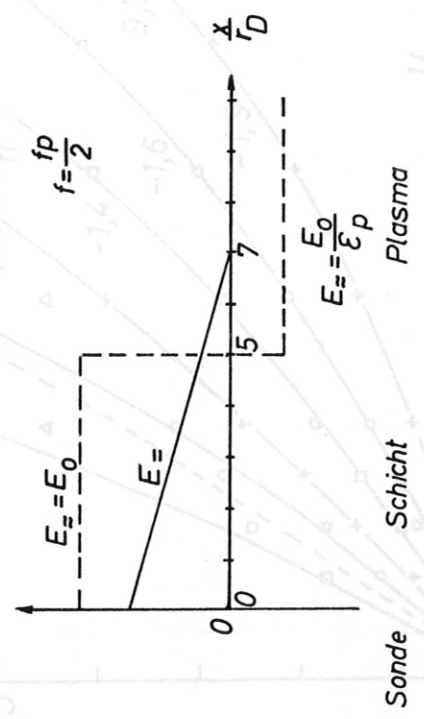


Abb. 7 b : Idealisertes Gleich- und Wechselfeld in der Schicht und im Plasma bei Floatingpotential für ebene Geometrie. Nach Harp (1963)

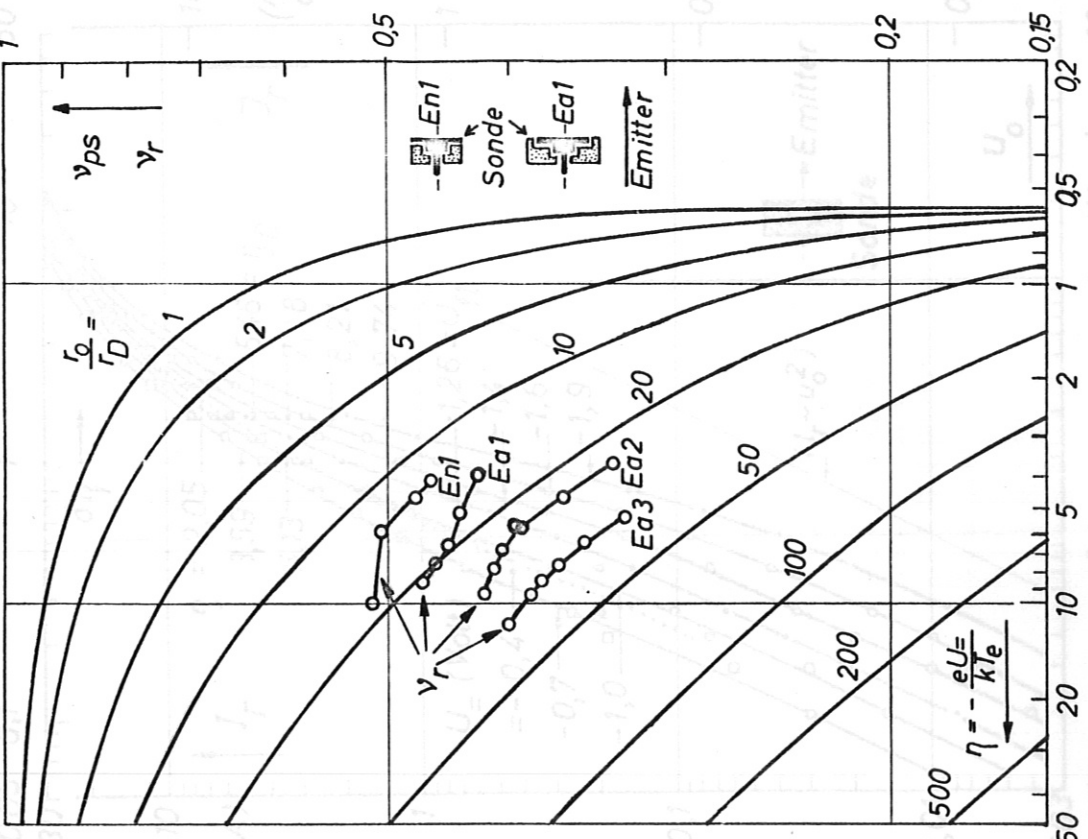


Abb. 8 : $\gamma_{ps}(\eta, r_0) = \frac{f_{ps}}{f_p} = \frac{1}{\sqrt{17\eta - 2}}$ (berechnet) und $\gamma_r(\eta, r_0) = \frac{f_r}{f_p}$ für $\chi_f = 0.03 V_{eff}$ (gemessen im Glasrohr).

Abb. 9a $\sqrt{I_r}(u_0, U_r)$. Glasrohr, $d_{s0} = 1 \text{ cm}$.
 $n_e = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; $T_e = 2260 \text{ }^\circ\text{K}$; $r_D = 0,06 \text{ cm}$.

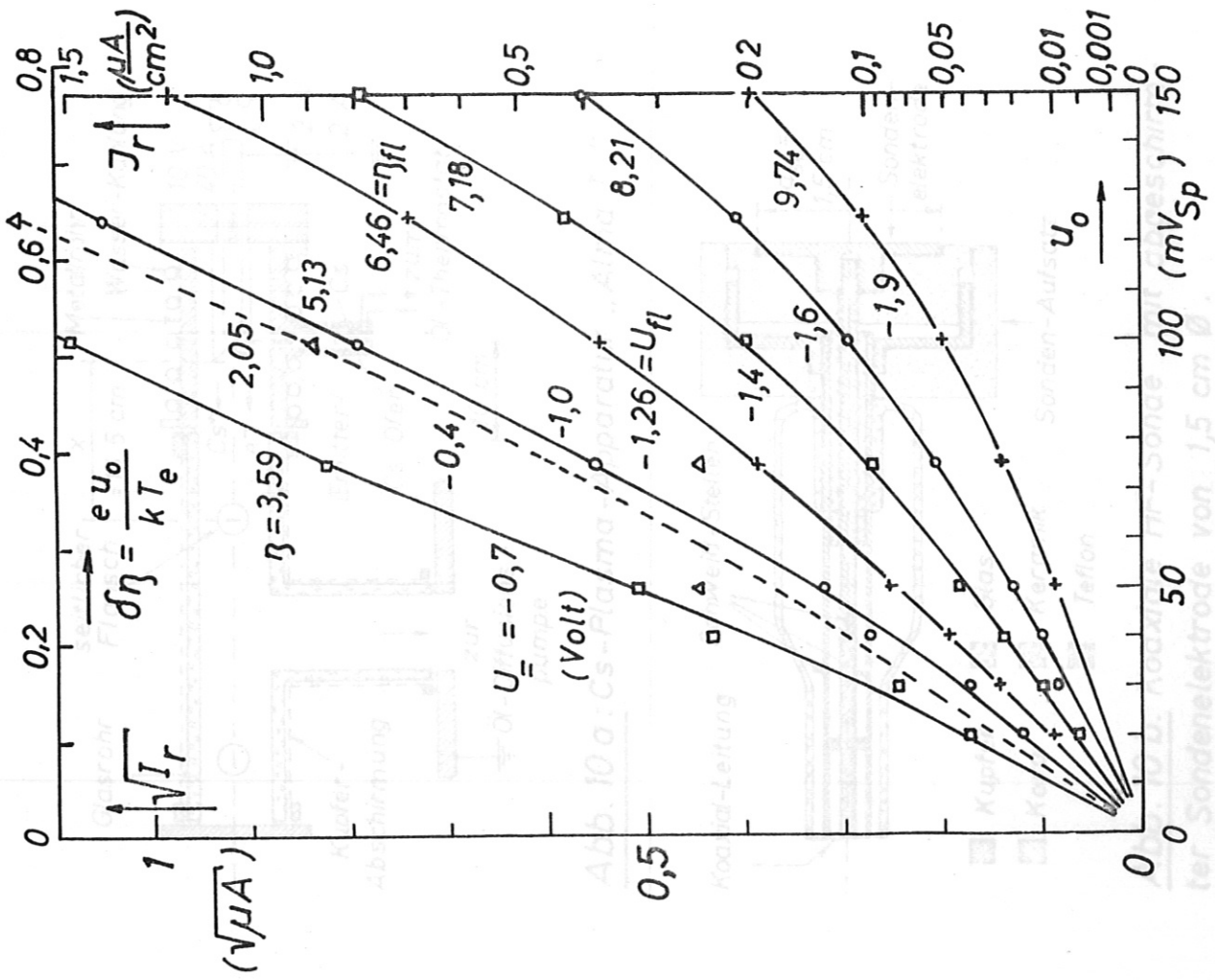


Abb. 9a: $\sqrt{I_r(u_0, U_-)}$. Glasrohr; $d_{so} = 1$ cm.
 $n_e \approx 3 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$; $T_e = 2260 \text{ }^\circ\text{K}$; $r_D \approx 0,06$ cm.

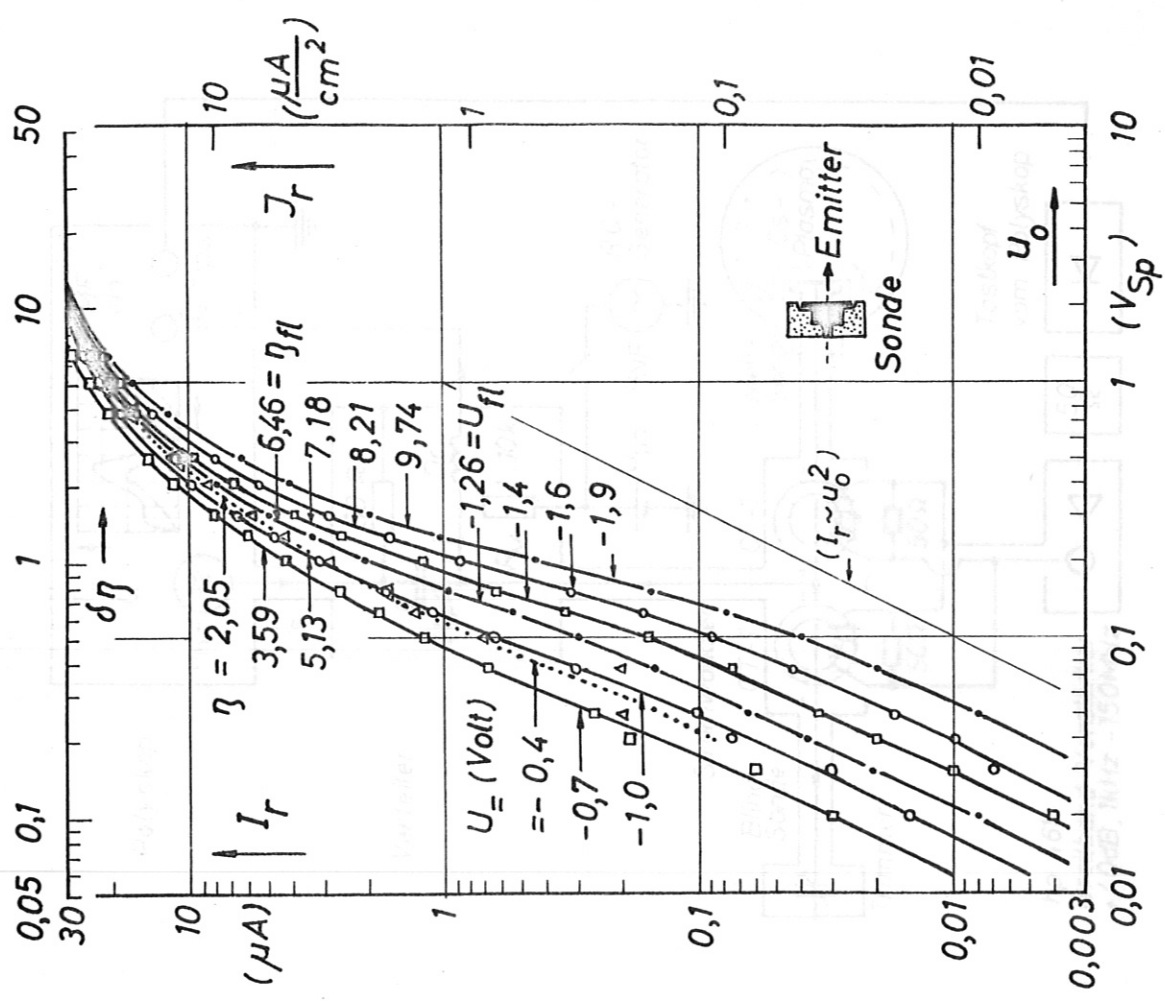


Abb. 9b: $I_r(u_0, U_-)$. Glasrohr; $d_{so} = 1$ cm;
 $n_e \approx 3 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$; $T_e = 2260 \text{ }^\circ\text{K}$; $r_D \approx 0,06$ cm.

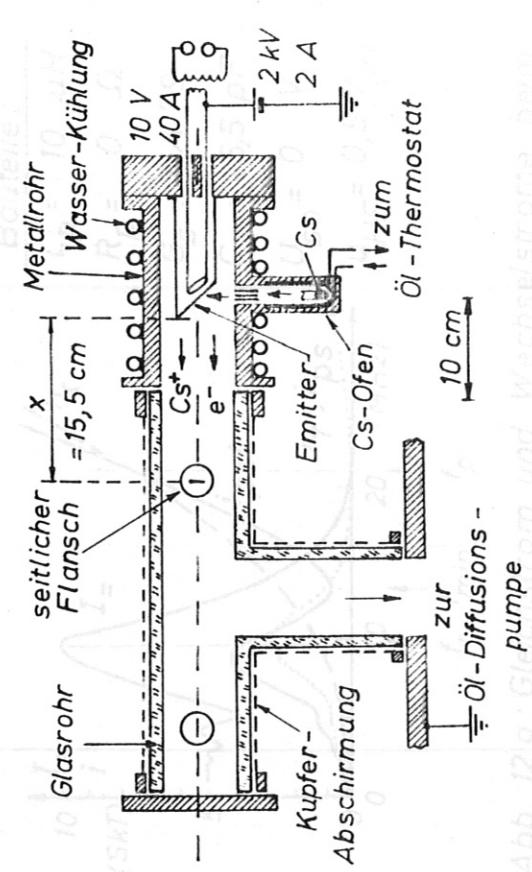


Abb. 10 a: Cs-Plasma-Apparatur „Alma I.“

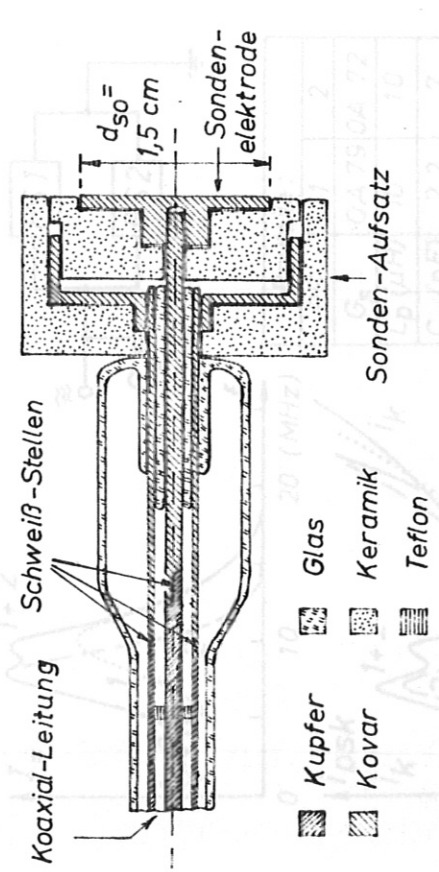


Abb. 10 b: Koaxiale HF-Sonde mit abgeschirmter Sonderelektrode von 1,5 cm Ø.

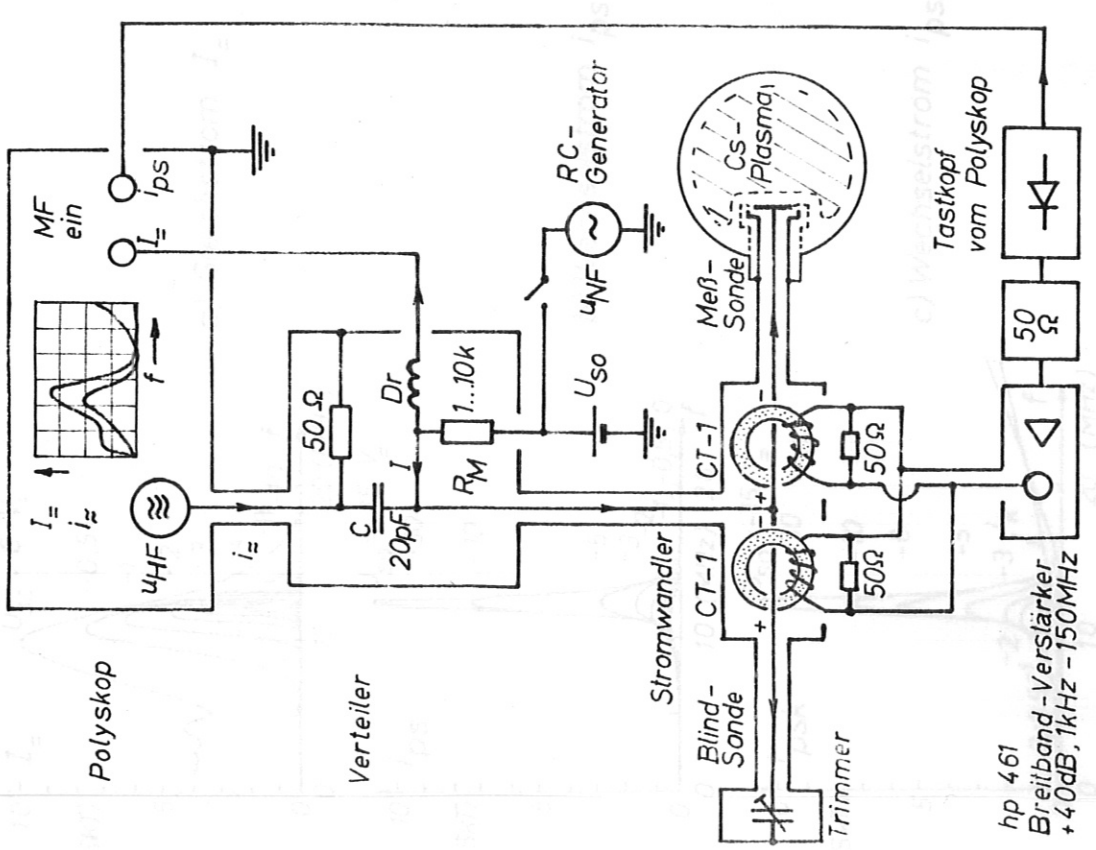


Abb. 11: Das Plasmaskop (Schema): Gleichzeitiges Aufzeichnen von Gleichstrom- und Wechselstrom-Frequenz-Kurven mit dem Polyskop.

- Bauteile:**
 $L_p = 10 \mu\text{H}$
 $R_p = 0 \Omega$
 $G_s : \text{OA 79}$
 $C_k = 26,5 \text{ pF}$
 $U_{so} = 0 \text{ V}$
 $u_{HF} = 0,5 \text{ V eff}$

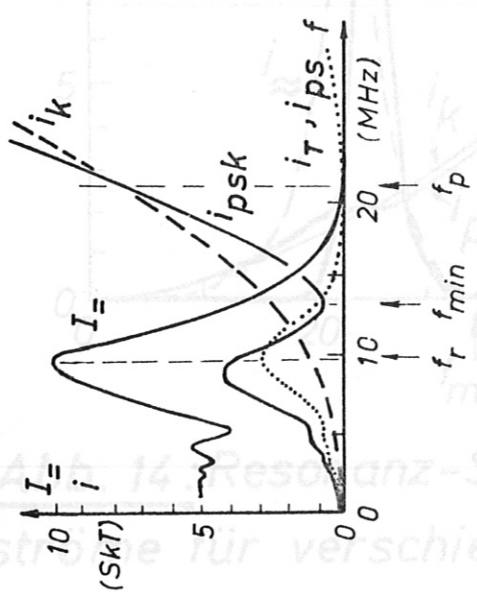
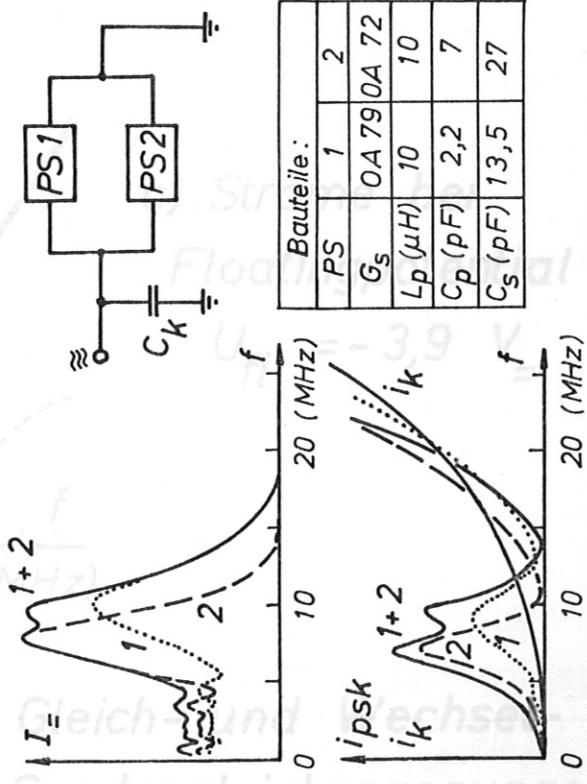
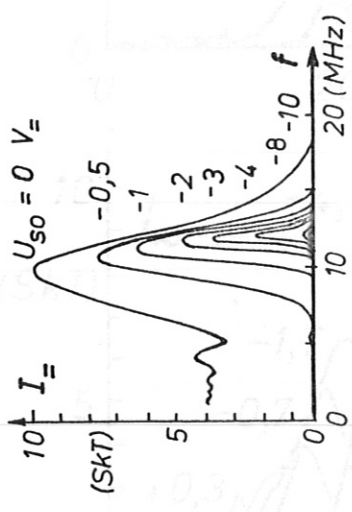


Abb. 12 a: Gleichstrom und Wechselströme beim Plasma-Simulator (Polyskop-Aufnahme).

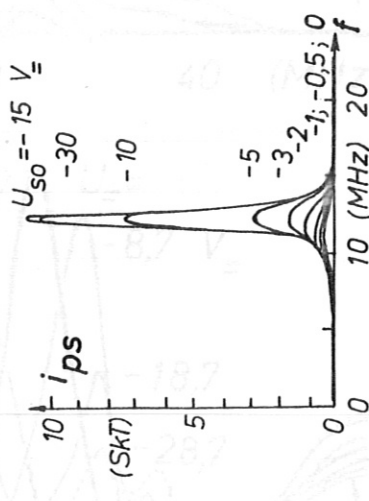


Bauteile:	
PS	1 2
G_s	OA 79 OA 72
L_p (μH)	10 10
C_p (pF)	2,2 7
C_s (pF)	13,5 27

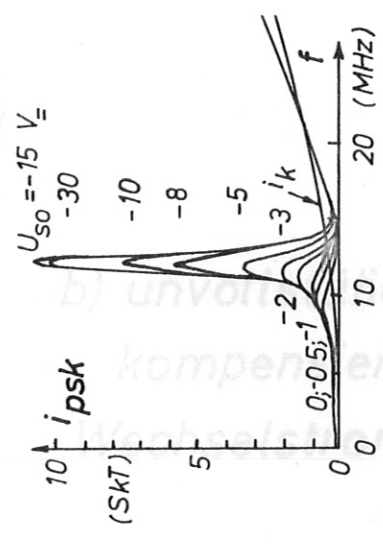
Abb. 12 b: Doppel-Resonanzen beim Simulator PSK.



a) Gleichstrom $I=$



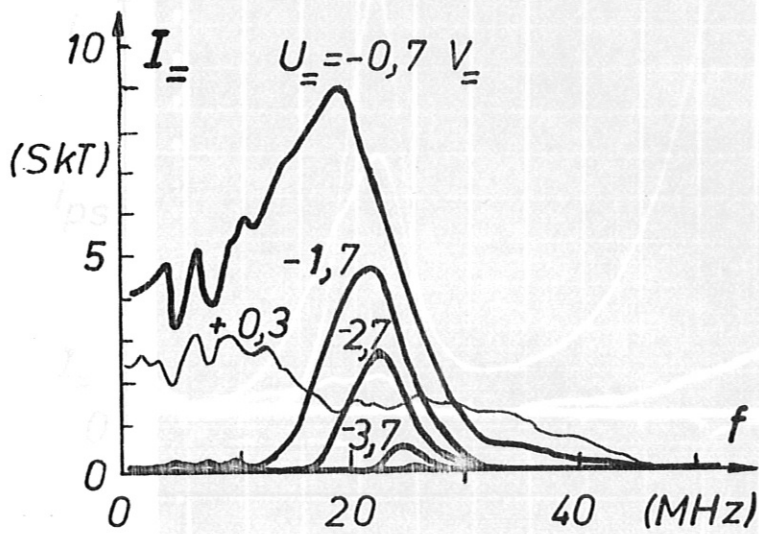
b) Wechselstrom i_{ps}



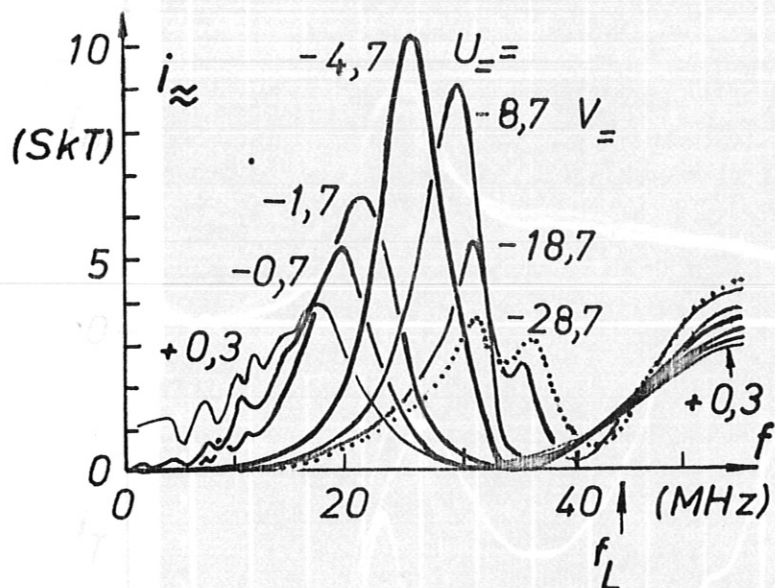
c) Wechselstrom i_{psk}

Abb. 13 : Plasma-Simulator: Gleich- und Wechselströme für verschiedene Gleichspannungen.

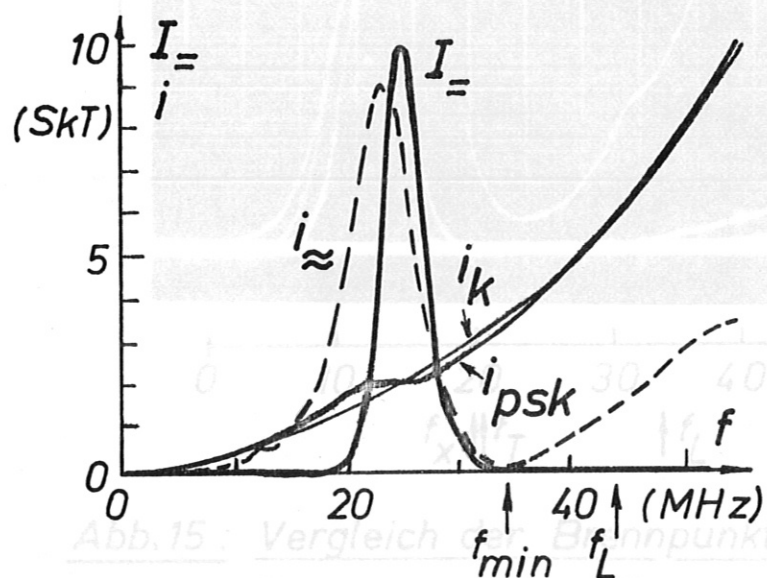
$L_p = 10 \mu\text{H}$; $R_p = 0 \Omega$; Diode $G_s : \text{OA 79}$; $C_k = 26,5 \text{ pF}$; $f_p = 19,5 \text{ MHz}$.



a) Gleichstrom I_{\approx}



b) unvollständig kompensierter Wechselstrom i_{\approx}



c) Ströme bei Floatingpotential $U_{fl} = -3,9 V_{\approx}$

Abb. 14: Resonanz-Sonde: Gleich- und Wechselströme für verschiedene Sondengleichspannungen.

Glasrohr; $d_{so} = 3 \text{ cm}$; $f_L = 43 \text{ MHz}$; $r_D = 0,12 \text{ cm}$; $u_{HF} = 0,5 V_{eff}$.

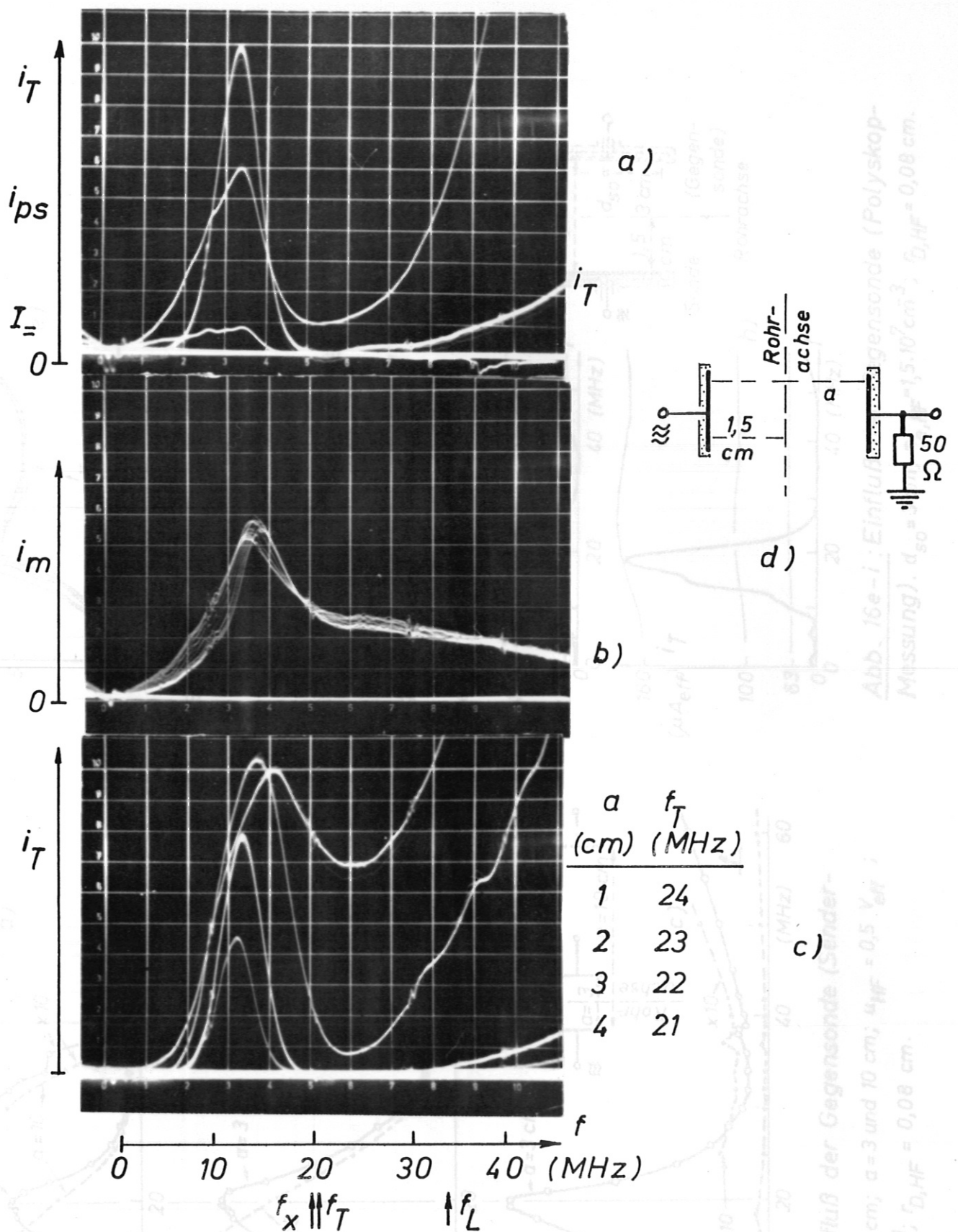


Abb.15: Vergleich der Brennpunkt-Frequenz- f_x mit der Minimum-Frequenz f_T des Transmissions-Wechselstromes.
a) $i_T(f)$; $i_{ps}(f)$; $I_=(f)$. b) $i_m(f)$; $f_{NF} = 90$ Hz; $u_{NF} = 0,55$ V_{eff}.
c) $i_T(f, a)$; $a = 1, 2, 3, 4$ cm. d) Schema.
 $d_{so} = 1,5$ cm \emptyset ; $f_p = 20$ MHz; $n_{e, HF} = 5 \cdot 10^6$ cm⁻³; $r_{D, HF} = 0,13$ cm.

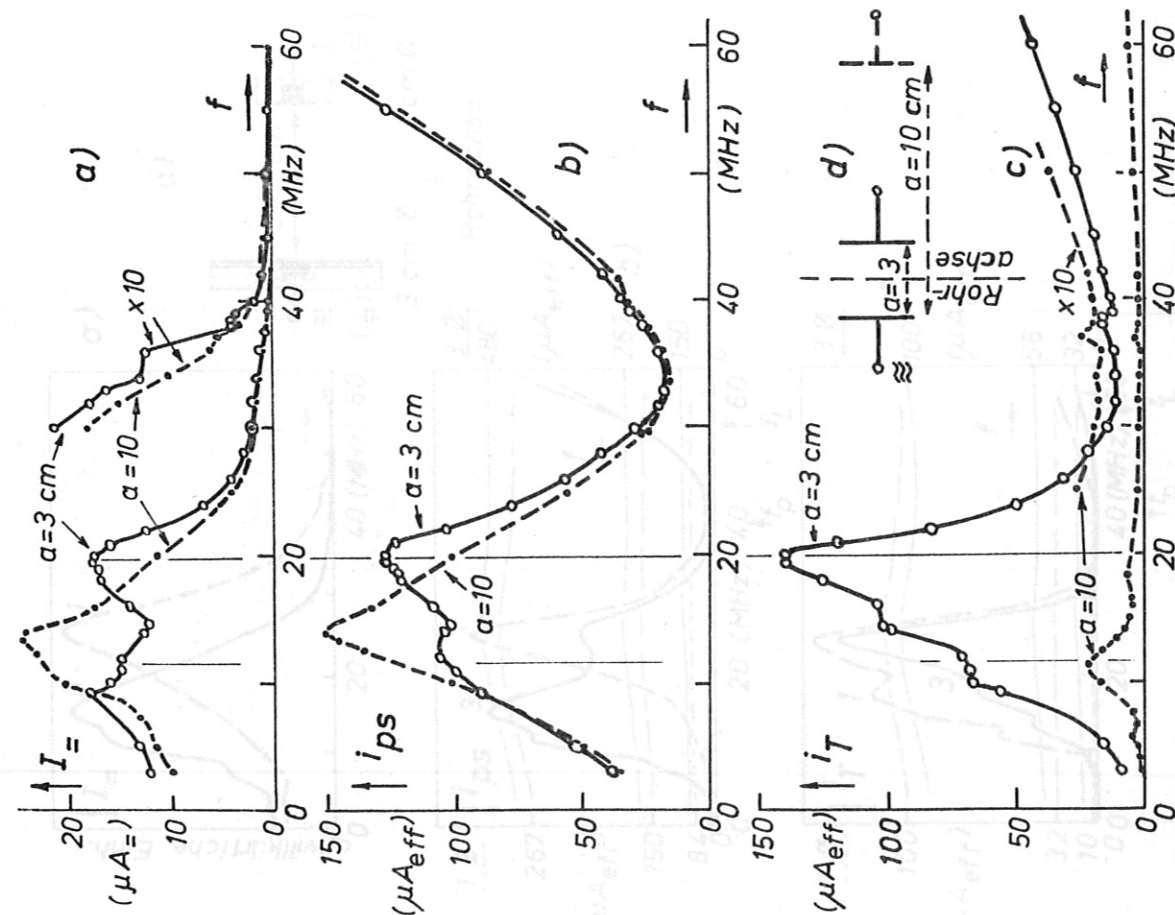


Abb. 16a-d: Einfluß der Gegensonde (Sender-

Messung). $d_{so} = 3$ cm; $a = 3$ und 10 cm; $u_{HF} = 0,5$ V_{eff}; $n_{e,HF} = 1,5 \cdot 10^7$ cm⁻³; $r_{D,HF} = 0,08$ cm.

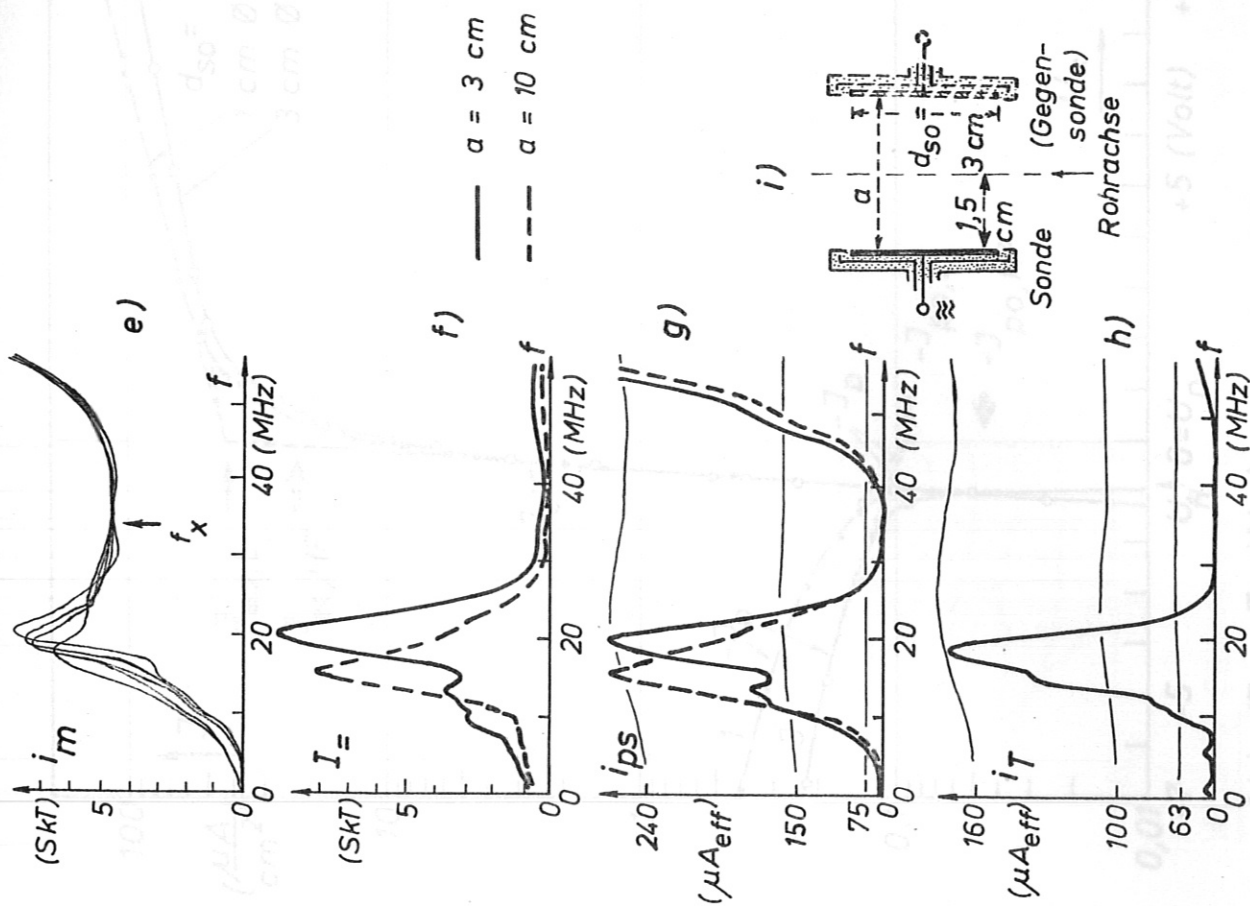


Abb. 16e-i: Einfluß der Gegensonde (Polyskop-

Messung). $d_{so} = 3$ cm; $n_{e,HF} = 1,5 \cdot 10^7$ cm⁻³; $r_{D,HF} = 0,08$ cm.

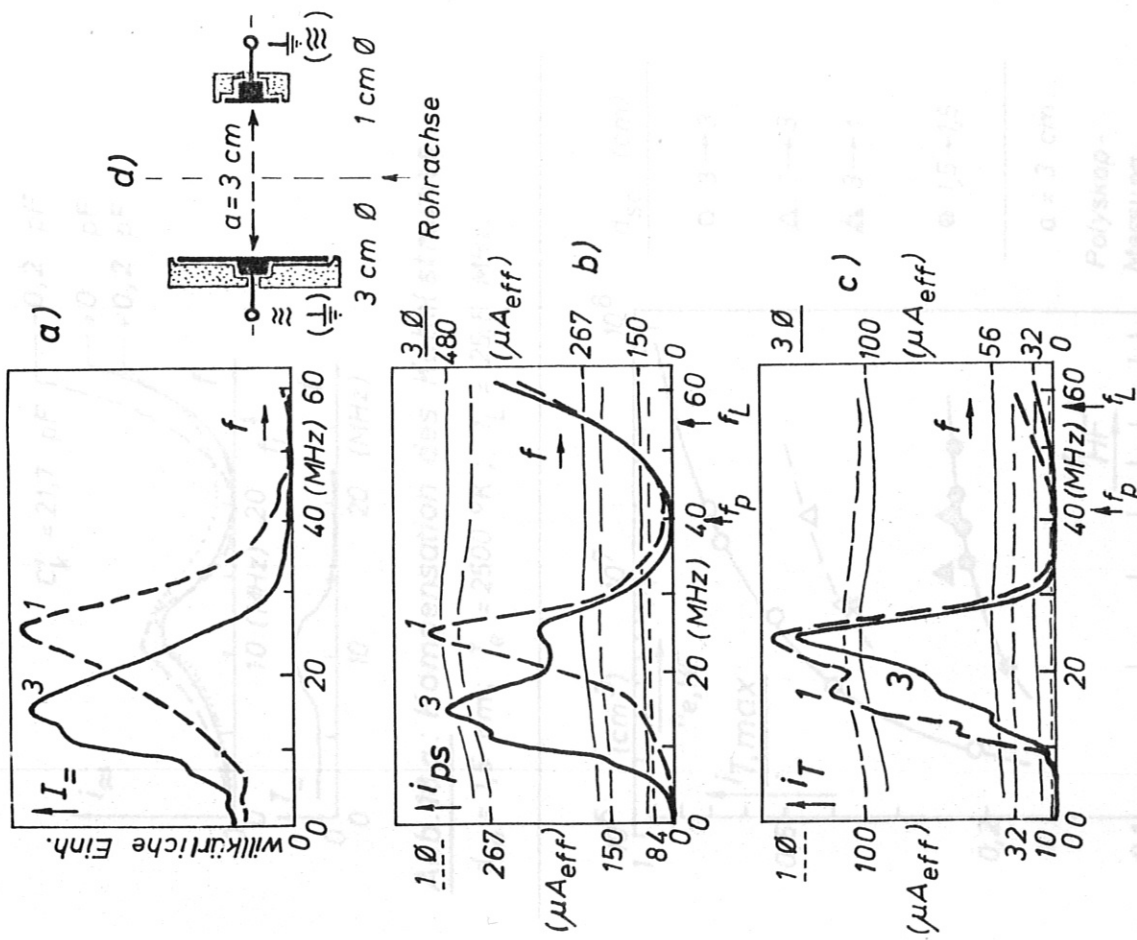


Abb. 17a-d: Einfluß des Durchmessers der Gegensele. $d_{so} = 1$ bzw. 3 cm ; $n_{e,HF} = 2.10^7\text{ cm}^{-3}$;

$r_{D,HF} = 0,07\text{ cm}$; a) I_{\pm} ; b) i_{ps} c) i_T ; d) Schema.

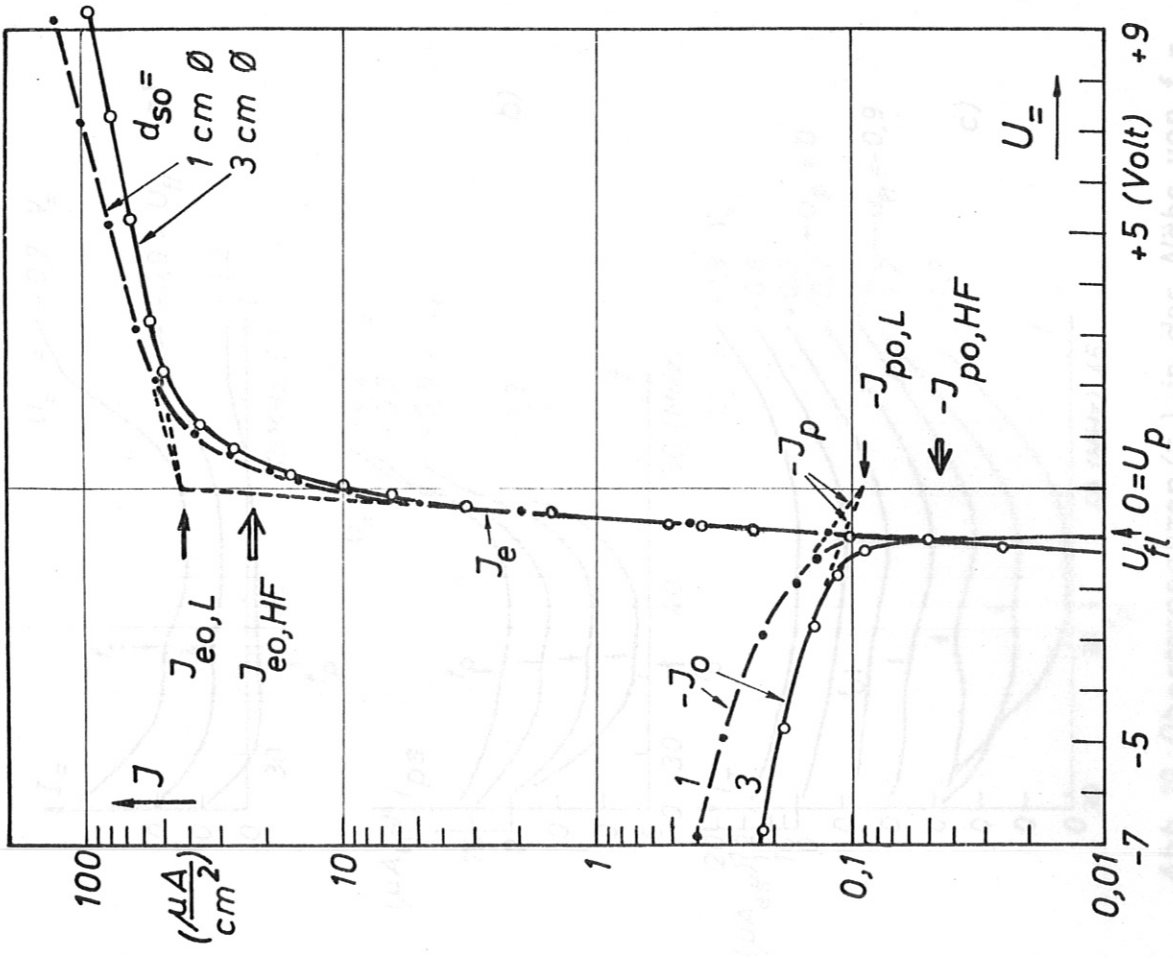


Abb. 17e: $J_o(U_{\pm})$. $d_{so} = 1$ und 3 cm .

$T_e = 1750\text{ }^\circ\text{K}$; $n_{e,HF} = 2.10^7\text{ cm}^{-3}$; $r_{D,HF} = 0,07\text{ cm}$.

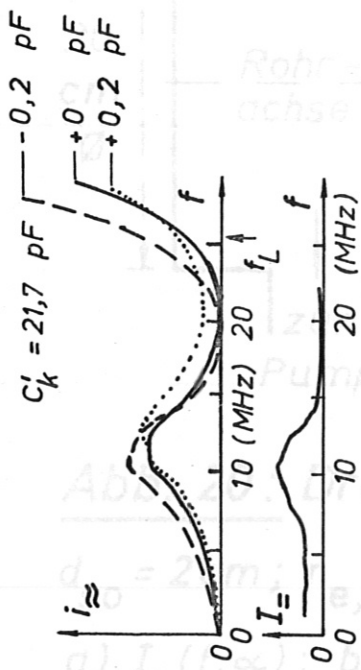


Abb. 18 a: Kompensation des Kabelstromes.

$d_{50} = 1,5 \text{ cm}$; $T_e = 2500 \text{ }^\circ\text{K}$; $f_L = 25,5 \text{ MHz}$.

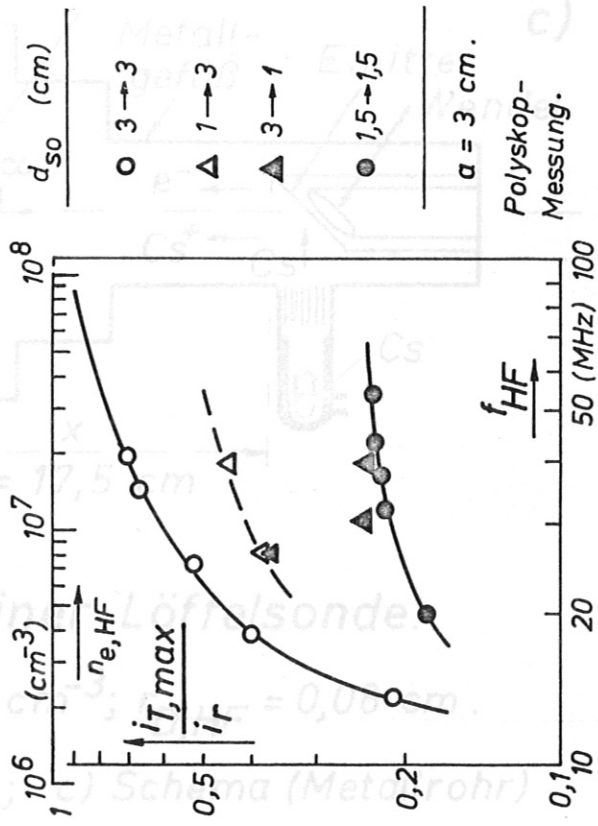


Abb. 18 b: $i_{T,max} / i_r = \varphi(f_{HF}, d_{50})$.

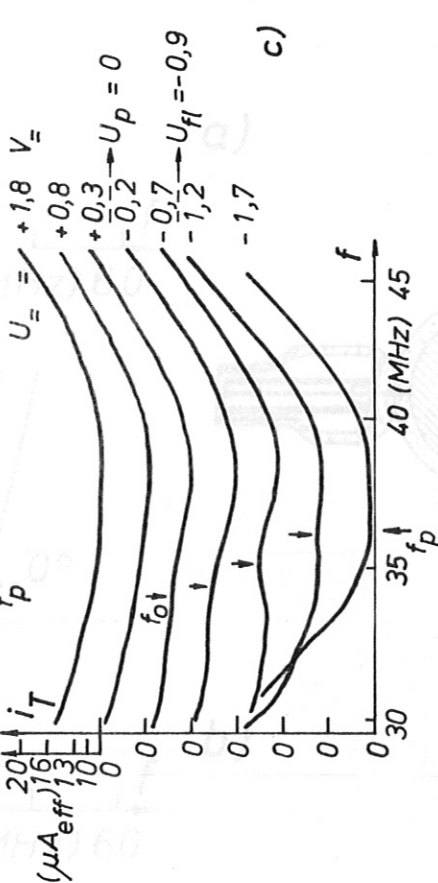
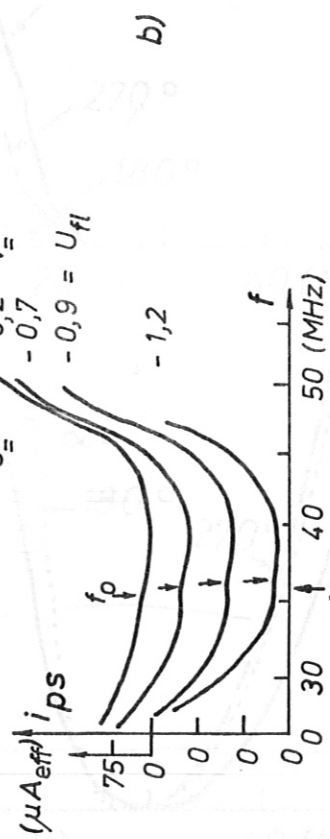
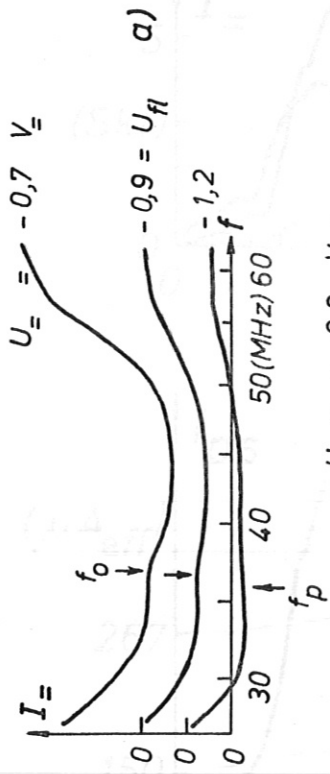


Abb. 19: Oberresonanzen (f_0) in der Nähe von $f_p =$

36 MHz . $d_{50} = 3 \text{ cm}$; $a = 3 \text{ cm}$; $n_{e, HF} = 1,5 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$; $r_{D, HF} = 0,08 \text{ cm}$.

a) $I_=(f, U_)$; b) $i_{ps}(f, U_)$; c) $i_T(f, U_)$.

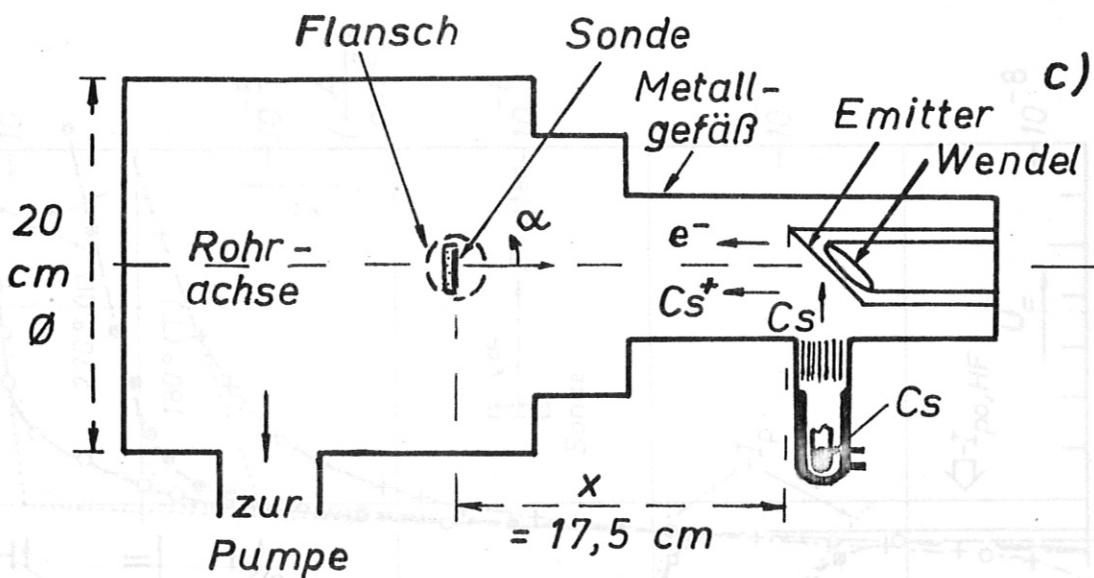
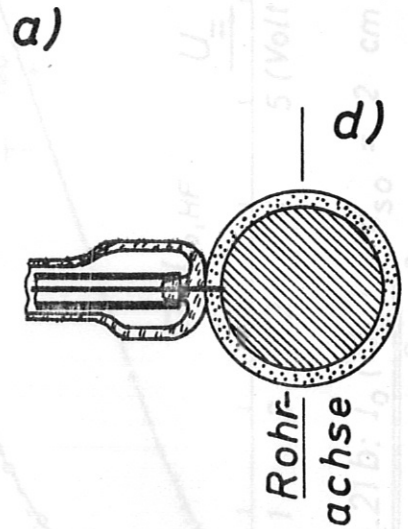
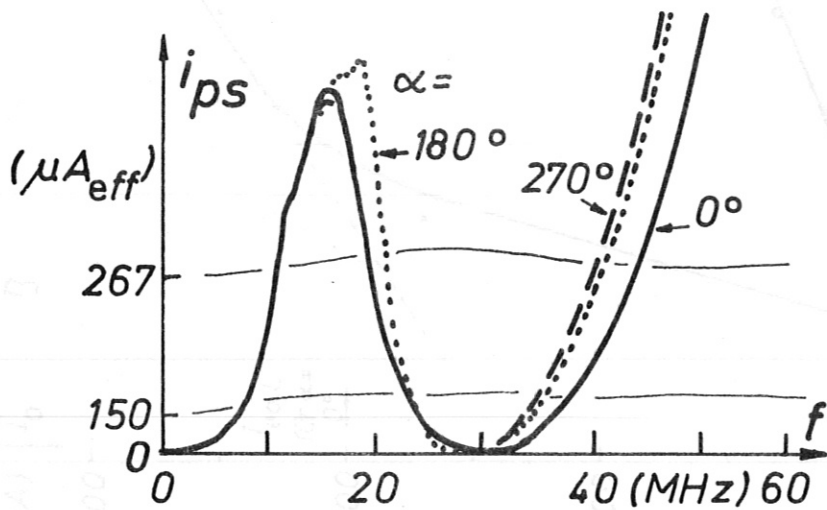
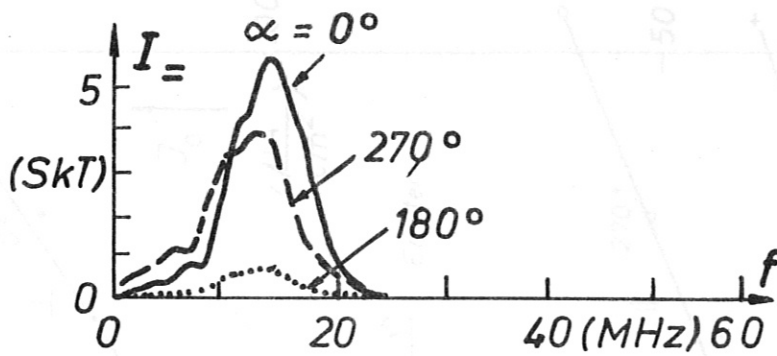


Abb. 20: Drehung einer Löffelsonde.

$d_{so} = 2 \text{ cm}$; $n_{e,HF} = 1.10^7 \text{ cm}^{-3}$; $r_{D,HF} = 0,08 \text{ cm}$.

a) $I_=(f, \alpha)$; b) $i_{ps}(f, \alpha)$; c) Schema (Metallrohr)
d) Löffelsonde.

Abb. 21 a: $I_=(L, \alpha)$; $d_{so} = 2 \text{ cm}$;
 $T_e = 1350 \text{ }^\circ\text{K}$; $n_{e,HF} = 1.10^7 \text{ cm}^{-3}$; $r_{D,HF} = 0,08 \text{ cm}$.

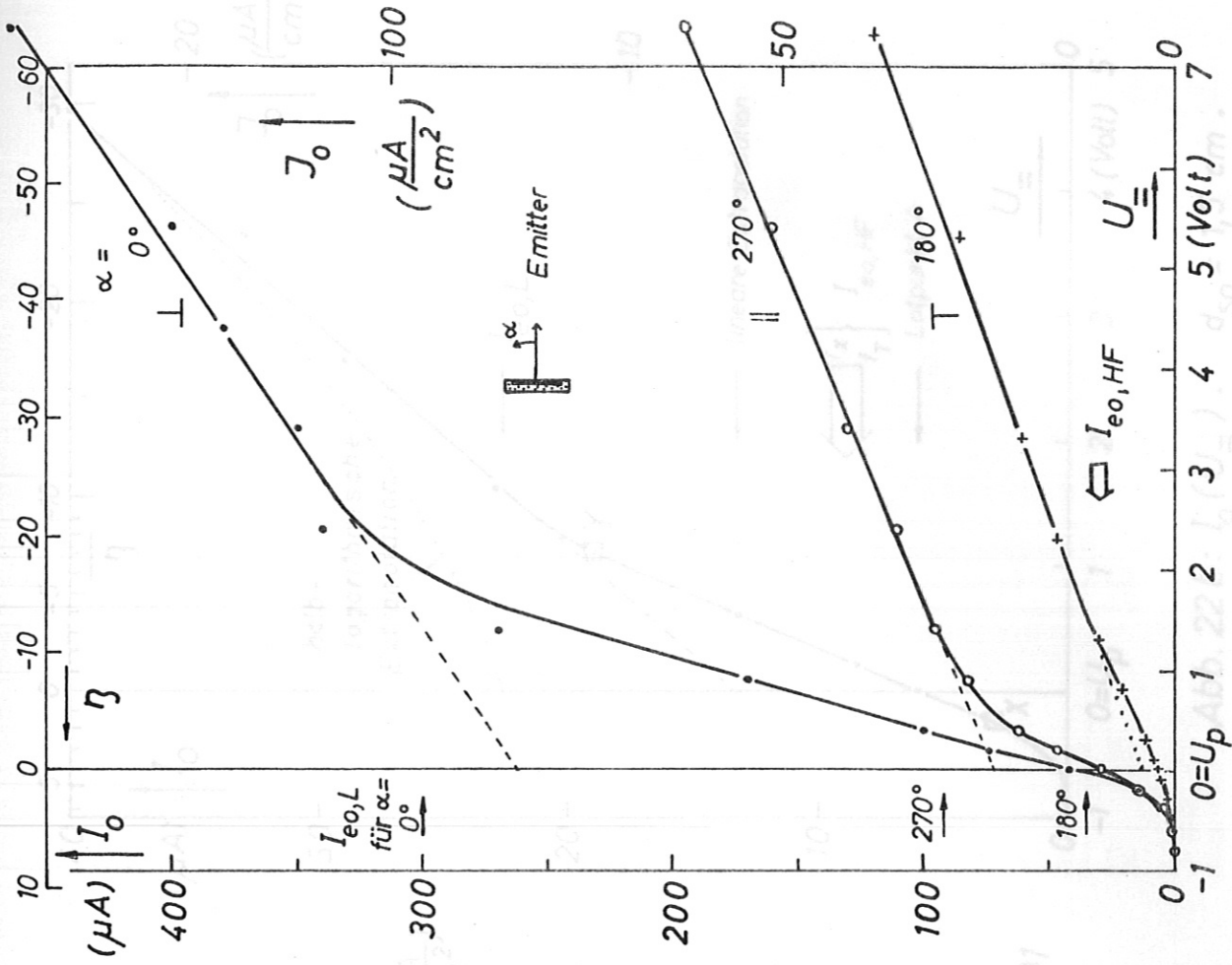


Abb. 21b: $I_0(U_{\equiv})$. $d_{so} = 2 \text{ cm } \phi$.

$T_{e,L} \approx 1350^\circ\text{K}$; $n_{e,HF} = 1.10^7 \text{ cm}^{-3}$; $r_{D,HF} \approx 0,08 \text{ cm}$.

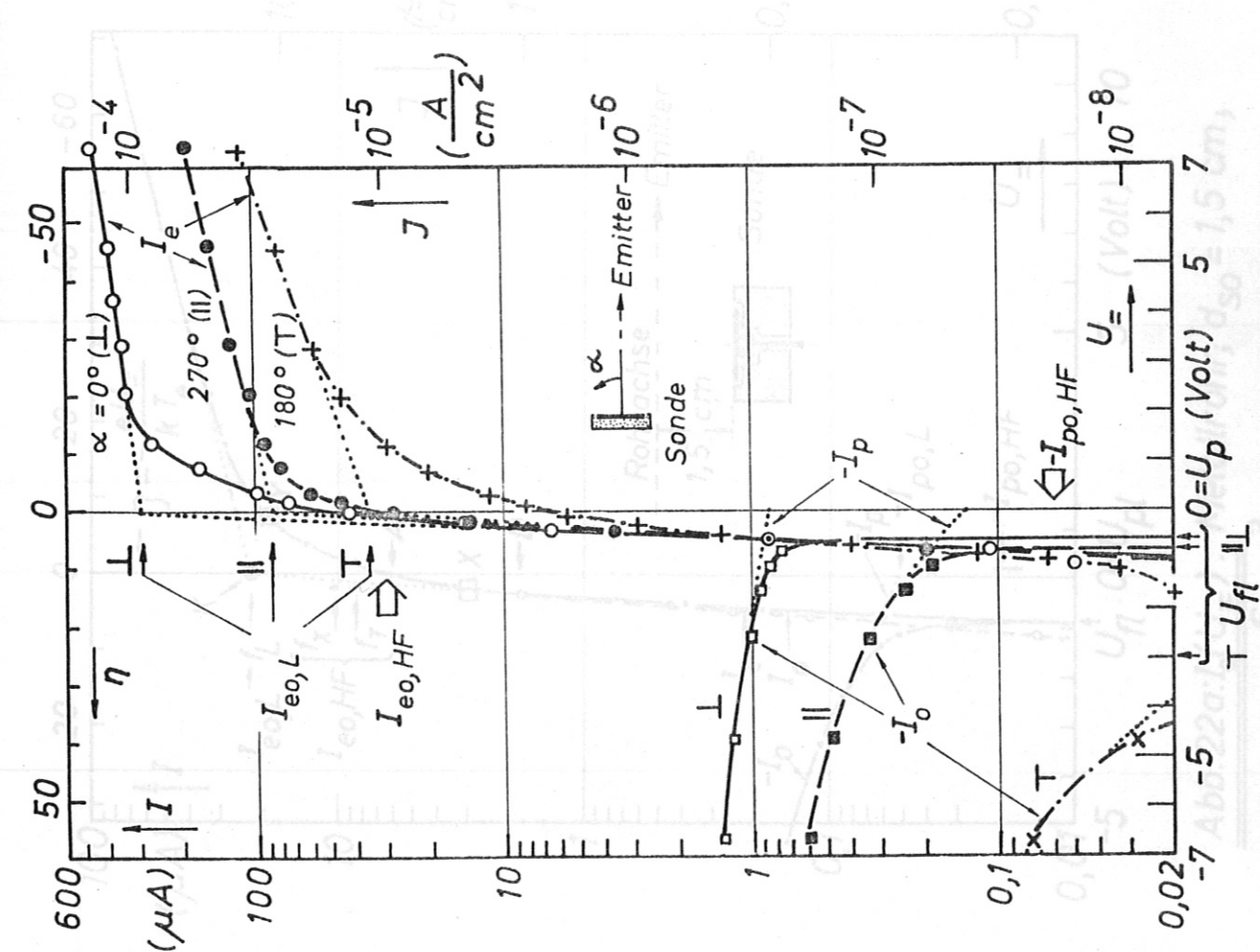


Abb. 21a: $I_0(U_{\equiv}, \alpha)$. $d_{so} = 2 \text{ cm}$; $r_{D,HF} = 0,13 \text{ cm}$.

$T_{e,L} \approx 1350^\circ\text{K}$; $n_{e,HF} = 1.10^7 \text{ cm}^{-3}$; $r_{D,HF} \approx 0,08 \text{ cm}$.

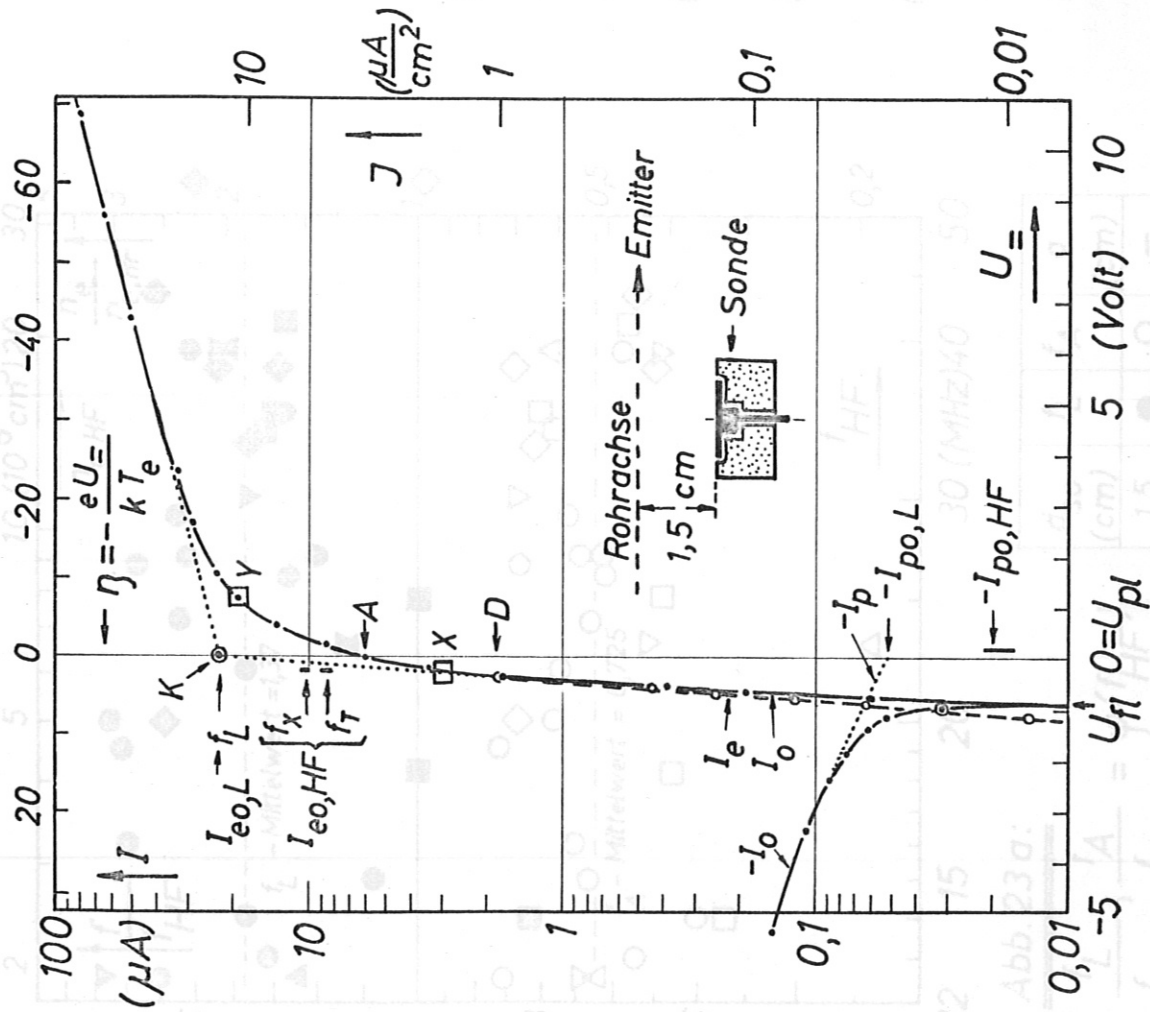


Abb. 22a: $I_o(U_e)$. Metallrohr; $d_{so} = 1,5$ cm;
 $n_{e,HF} = 5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$; $T_e = 1800^\circ\text{K}$; $r_{D,HF} = 0,13$ cm.

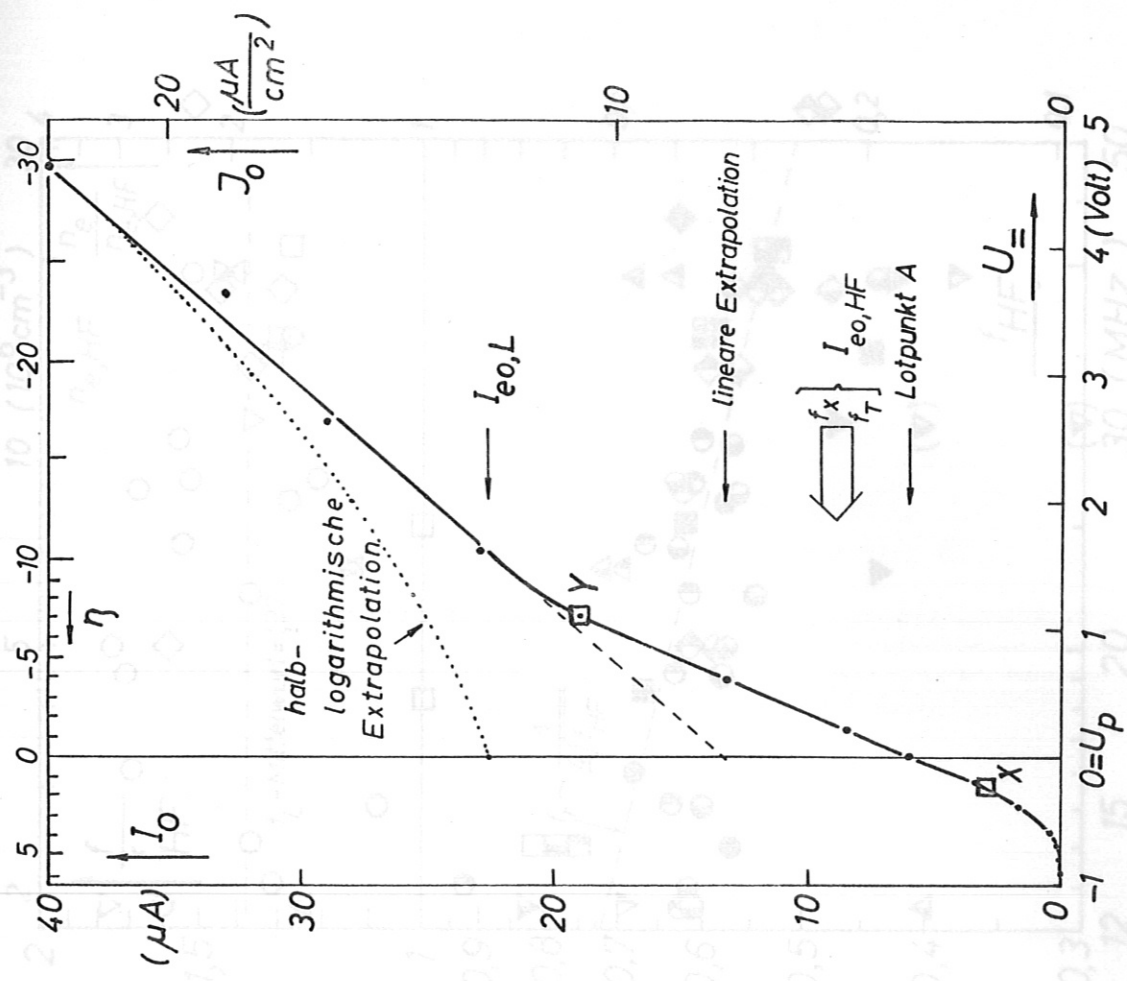
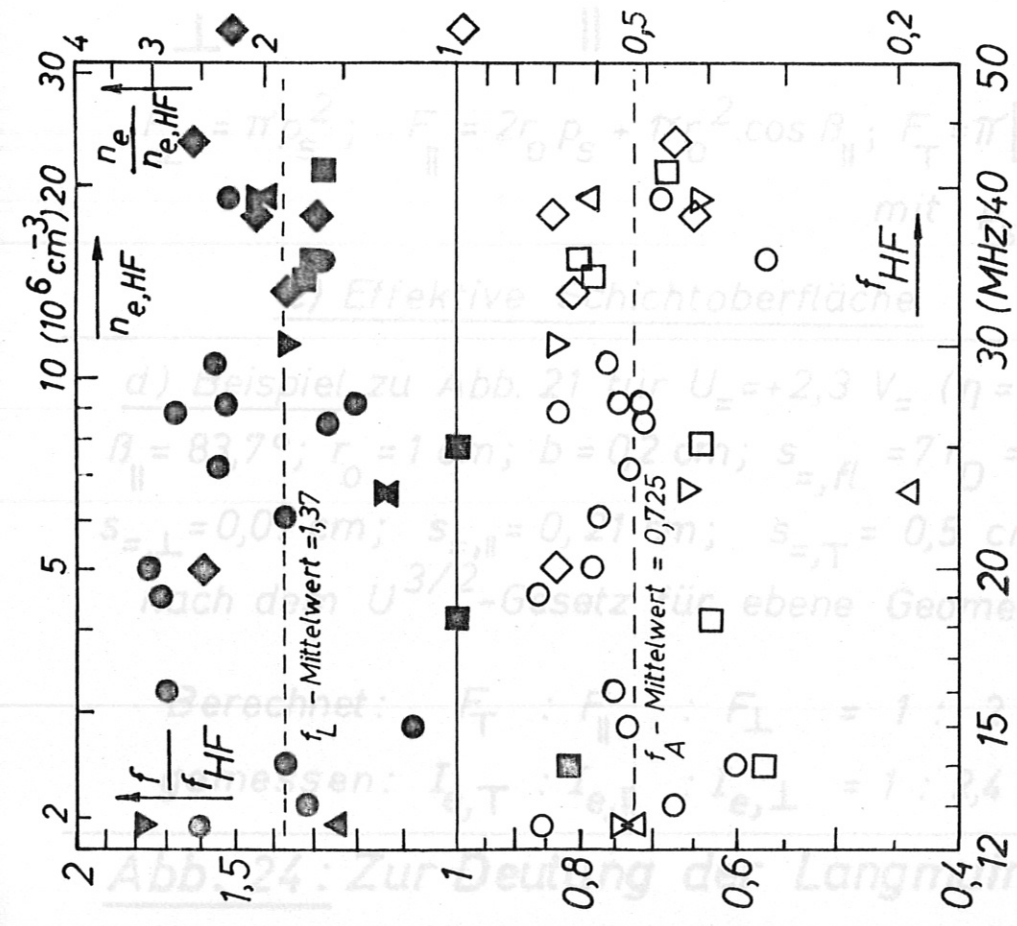


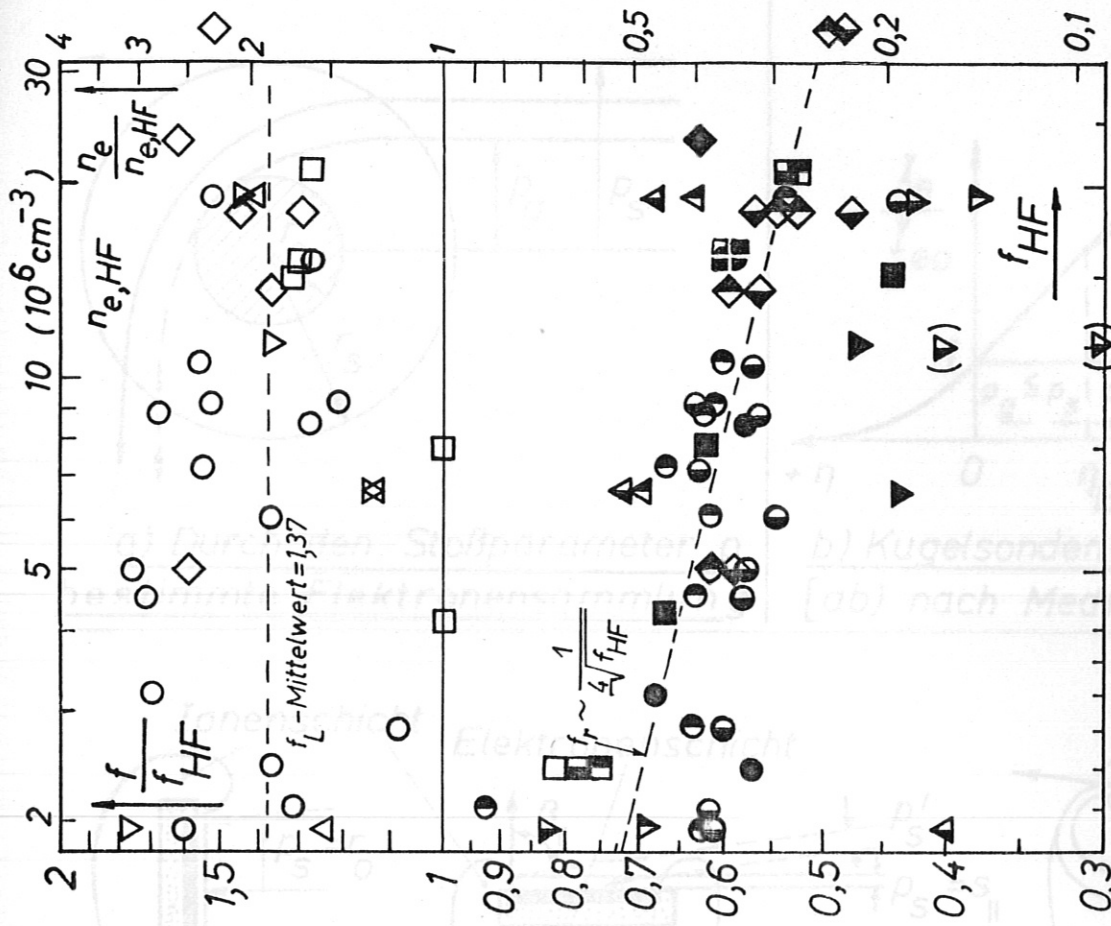
Abb. 22b: $I_o(U_e)$. $d_{so} = 1,5$ cm.
 $T_e = 1800^\circ\text{K}$; $n_{e,HF} = 5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$; $r_{D,HF} = 0,13$ cm.



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

Abb. 23a:
 $\frac{f_L}{f_{HF}} ; \frac{f_A}{f_{HF}} = \varphi(f_{HF})$

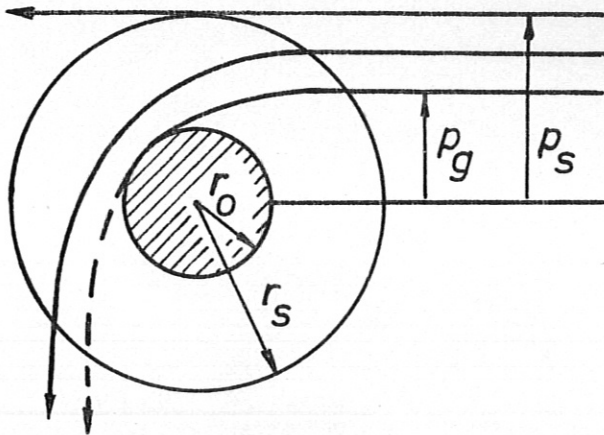
Metallrohr; Sonde II.



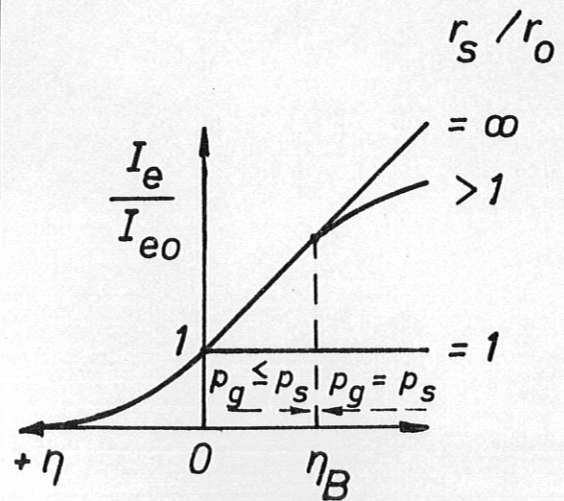
d_{so} (cm)	f_L	$f_{r=}$	$f_{r,\approx}$	a (cm)
1,5	○	●	○	-
1,5→1,5	◇	◆	◇	3
3→3	□	■	□	3
1→3	△	▲	△	3
3→1	▽	▼	▽	3

Abb. 23b:

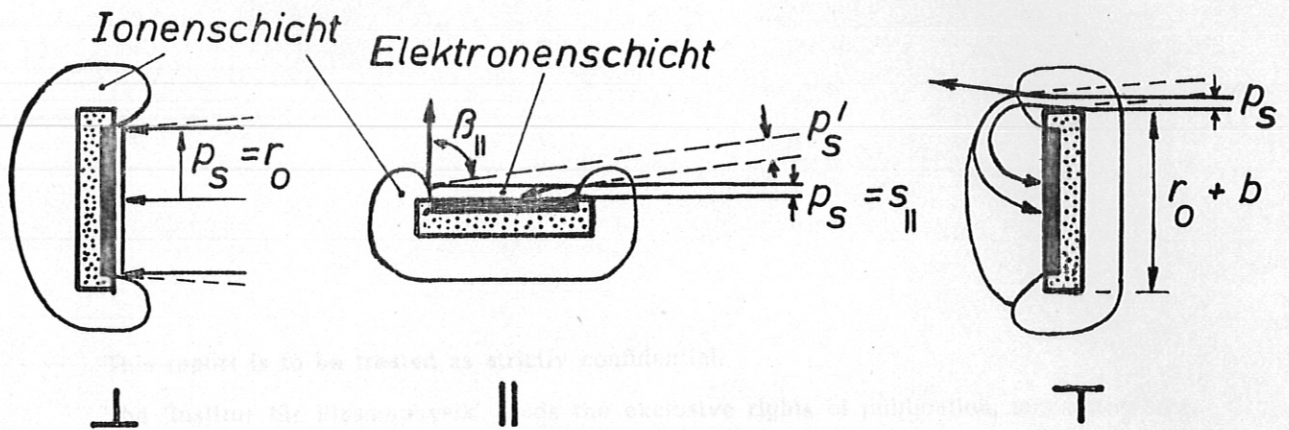
$(\frac{f_L}{f_{HF}}) ; (\frac{f_r}{f_{HF}}) = \varphi(f_{HF})$
 Metallrohr; Sonde II.



a) Durch den Stoßparameter p bestimmte Elektronensammlung



b) Kugelsonden-Kennlinien.
[ab) nach Medicus (1961)]



$$F_{\perp} = \pi p_s^2; \quad F_{\parallel} = 2r_0 p_s + \pi r_0^2 \cdot \cos \beta_{\parallel}; \quad F_T = \pi [(r_0 + b + p_s)^2 - (r_0 + b)^2],$$

mit $p_{s,T} = (s_{s,T} / 2) - b$.

c) Effektive Schichtoberfläche

d) Beispiel zu Abb. 21 für $U_{\perp} = +2,3 V_{\perp}$ ($\eta = -20$).

$\beta_{\parallel} = 83,7^{\circ}$; $r_0 = 1 \text{ cm}$; $b = 0,2 \text{ cm}$; $s_{s,\parallel} = 7 r_D = 0,56 \text{ cm}$.

$s_{s,\perp} = 0,07 \text{ cm}$; $s_{s,\parallel} = 0,21 \text{ cm}$; $s_{s,T} = 0,5 \text{ cm}$; (berechnet nach dem $U^{3/2}$ -Gesetz für ebene Geometrie).

Berechnet: $F_T : F_{\parallel} : F_{\perp} = 1 : 2 : 8,2$;

gemessen: $I_{e,T} : I_{e,\parallel} : I_{e,\perp} = 1 : 2,4 : 7$.

Abb. 24: Zur Deutung der Langmuir-Kennlinie.