Untersuchungen an magnetisierten Niederdruckplasmen mit Hilfe elektrostatischer Magnetoplasmawellen

Experimental Study of Electron Cyclotron Harmonic Waves in a Magnetically Confined Low-pressure Gas-discharge

A. Clinckemaillie

IPP 2/84 November 1969

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

Untersuchungen an magnetisierten Niederdruck-plasmen mit Hilfe elektrostatischer Magneto-plasmawellen

Experimental Study of Electron Cyclotron Harmonic Waves in a Magnetically Confined Low-pressure Gas-discharge

A. Clinckemaillie

IPP 2/84 November 1969

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.

IPP 2/84 A. Clinckemaillie

November 1969

Experimental Study of Electron Cyclotron Harmonic Waves in a Magnetically Confined Low-pressure Gas-discharge. (in German)

ABSTRACT:

The dispersion characteristics (frequency, wavelength) of electron Cyclotron harmonic plasma waves (Bernstein waves) which propagate perpendicular to the magnetic field confining the positive column of a low-pressure Argon gas discharge are studied. The waves are excited with small-amplitude, radio-frequency signals applied to a small wire-antenna; the wave-signal detection is done with another similar antenna which is connected to a superheterodyne receiver (transmission measurements).

The experimental results show that for a constant magnetic field and given frequencies, the longitudinal plasma waves propagate freely across the radially inhomogeneous plasma column with wavelengths which are functions only of the local plasma parameters (density n_e, electron thermal velocity v_T) provided f/f_{ce} is constant.

A new diagnostic method to determine n_e and v_T in different sheets of the plasma profile is obtained by measuring directly as a function of the antenna spacing the wavelengths of the electron harmonic waves excited simultaneously with two different frequencies : $f = (n+\frac{1}{2})f_{ce}$ (n=1,2). Two practical methods are given to calculate the values of n_e and v_T in terms of the experimentally determined wave characteristics using the dispersion relation of the electron cyclotron harmonic waves derived in the microscopic plasma wave theory.

These wave-diagnostics provide an easy method to verify the "Maxwellian" property of the "perpendicular" velocity distribution function of the electrons and thus the determination of the "perpendicular temperature" of the plasma electrons. Comparision

measurements with a Langmuir probe indicate the presence of an important electron temperature anisotropy ($T_{e\perp} < T_{e\parallel}$) at weak magnetic fields; the influence of the applied electric field parallel to the magnetic field on the electron temperature measured with the Langmuir probe is demonstrated. As expected, the presence of a radial density decrease limits the spatial propagation range of the electron cyclotron harmonic waves. The free propagation occurs until a density layer in the plasma profile is reached at which the wavefrequency (f) becomes comparable to the local upper-hybrid frequency (f_{Hy}). As predicted by theory, conversion of the "short-wavelength, longitudinal, backward, electron cyclotron harmonic" plasma wave into the "long-wavelength, quasi-transverse, electromagnetic extraordinary" wave mode is observed; this wave-mode conversion occurs for frequencies below the second electron cyclotron harmonic in the plasma density layer at which $f \lesssim f_{Hy}$.

The reversibility of the wave-mode conversion phenomenon can be used to excite the longitudinal electron plasma waves from outside the plasma column, and is suggested as a method for eliminating radio-transmission blackout of a spacecraft in re-entry plasmas in the earth atmosphere.

Untersuchungen an magnetisierten Niederdruckplasmen mit Hilfe elektrostatischer Magnetoplasmawellen

von A. CLINCKEMAILLIE

		Seite:
1.	Einleitung	1
2.	Dispersion von Elektrostatischen Magneto-Plasma-Wellen	2
2.1	Allgemeine theoretische Annahmen	2
2.2	Ausbreitung von Elektrostatischen Magneto-Plasma-Wellen senkrecht zum Magnetfeld	4
2.3	Radiale Wellenausbreitung in einer inhomogenen Plasmasäule	6
2.4	Dämpfung der Wellen	8
3.	Der experimentelle Aufbau	9
3.1	Die ARGLOW-Entladung	9
3.2	Die Sonden- und Antennenanordnung	11
4.	Messungen an Elektrostatischen Magneto-Plasma-Wellen	11
4.1	Hochfrequenztransmission zwischen Antennen	11
4.2	Transmission als Funktion vom Magnetfeld	13
4.3	Transmission als Funktion vom Antennenabstand	15
4.4	Eigenschaften der Antennengeometrie, -Anordnung, und -vorspannung	17
5.	Plasmadiagnostik mit Elektrostatischen Magneto-Plasma-Wellen	19
5.1	Die "Zwei-Frequenz" Methode zur Bestimmung der Plasmadichte und Elektronentemperatur	19
5.2	Methode zur Berechnung der Plasmadichte und Elektronentemperatur	20
5.3	Experimentelle Prüfung der Dispersionsbeziehung für Elektrostatische Magneto-Plasma-Wellen	23
5.4	Gleichzeitige Transmission von zwei Frequenzen	24

		Seite
6.	Besprechung der Experimentellen Ergebnisse	25
6.1	Plasmaparameter im ARGLOW	25
6.2	Vergleich der Plasmaparameter mit anderen Diagnostikmethoden	28
6.3	Ausbreitung der Elektrostatischen Magneto-Plasma-Wellen in einem schwach inhomogenen Plasma	31
6.4	Umwandlung und Reflexion von Elektrostatischen Magneto-Plasma-Wellen	34
7.	Allgemeine Zusammenfassung	38
	Dank	40
	Anhang	A1,2
	Literatur	L1,2,3,4
	Verzeichnis der Figuren	F1.2

I. Einleitung

In der vorliegenden Arbeit werden im Experiment Eigenschaften von longitudinalen Wellen untersucht, die in einem Plasma auftreten, das sich in einem statischen Magnetfeld befindet und die mit Frequenzen $\omega > \omega_{ce}$ (ω_{ce} = Zyklotronfrequenz der Elektronen) existieren können. Sie wurden schon seit längerem in zahlreichen theoretischen Arbeiten [1] bis [10] - zuerst am umfassendsten von BERNSTEIN - beschrieben [3], während ihr experimenteller Nachweis [5], [11] bis [15] erst vor wenigen Jahren erfolgte. Wegen ihrer Resonanzstellen werden diese Wellen oft auch "electron cyclotron harmonic waves" genannt, obwohl sie sich gerade bei den ganzzahligen Vielfachen von ω_{ce} nicht ausbreiten können. Auch die Bezeichnung "BERNSTEIN-Waves" wird oft verwendet, wegen des großen Anteils, den dieser Autor an ihrer theoretischen Beschreibung hat. Wir haben die Bezeichnung "Elektrostatische Magnetoplasmawellen", abgek. "E.M.P-Wellen" gewählt, um sie damit physikalisch möglichst vollständig zu charakterisieren und zu unterscheiden von den elektrostatischen Wellen im magnetfeldfreien Plasma, in welche sie übergehen, wenn die Ausbreitung längs der magnetischen Feldlinien erfolgt.

Überblick:

In Kapitel 2 haben wir die Grundannahmen und die Bedingungen für die Gültigkeit der Dispersionsbeziehungen dieser Wellen, abgeleitet von der mikroskopischen Plasmawellentheorie, zusammengefaßt. Es wird auch eine kurze Erläuterung der theoretisch zu erwartenden Abhängigkeit der Plasmawellen von den verschiedenen Plasmaparametern gegeben.

In Kapitel 3 wird die Entladung beschrieben, welche uns das Plasma für die späteren Experimente lieferte.

Kapitel 4 beschreibt die Messmethoden.

Kapitel 5 zeigt, wie man aus der Kenntnis der Wellenlänge bei zwei verschiedenen Frequenzen die Temperatur der Elektronen senkrecht zum Magnetfeld, $T_{\perp e}$ und ihre Dichte, n_e, bestimmt. Das Verfahren wurde zu einer diagnostischen Methode ausgebaut, deren Anwendbarkeit und Genauigkeit eingehend diskutiert wird.

Kapitel 6 diskutiert im einzelnen die gefundenen Ergebnisse; speziell den beobachteten Ausbreitungsbereich, den Übergang der E.M.P-Wellen in den langwelligen elektromagnetischen Typ in Gebieten abnehmender Dichte und Reflexionserscheinungen.

Die Schlußfolgerungen sind in Kapitel 7 zusammengefaßt.

2. Dispersion von Elektrostatischen Magnetoplasma-Wellen

2.1 Allgemeine theoretische Annahmen

Um die Dispersionseigenschaften von Elektronen-Plasmawellen abzuleiten, gehen wir zunächst von einem räumlich homogenen und zeitlich sich nicht verändernden Plasma aus, das sich in einem homogenen Magnetfeld befindet. Ferner nehmen wir an, daß die Wechselwirkung zwischen beiden Komponenten (Ion- und Elektronengas) nur durch die Coulomb-Kräfte zwischen den Ladungsträgern erfolgt. Da wir uns auf hochfrequente Elektronenschwingungen beschränken werden, kann die Ionenbewegung gegenüber derjenigen der Elektronen vernachlässigt werden.

Die "linearisierte, stoßfreie Boltzmann-Gleichung" und die Maxwell-Gleichungen - zusammen Vlasov-Gleichungen genannt - sollen mit dem Ansatz von ebenen Wellen der Form: $\exp(i\,\vec{k}.\vec{r} - i\omega t)$ gelöst werden unter der Annahme, daß diese Wellenstörung die Gleichgewichtsbedingungen des Plasmas nicht beeinträchtigt [16] .

Dies setzt voraus, daß

1) die Korrelationen zwischen den Plasmateilchen vernachlässigt werden können; dies ist der Fall, wenn die Anzahl der geladenen Teilchen in einer Debye-Kugel N_D sehr groß ist [17] :

$$N_D = n_e \lambda_D^3 \gg 1 \qquad (1);$$

hierin bedeuten:

$\lambda_D = v_T/\omega_{pe} = (\varkappa T_e/4\pi n_e e^2)^{1/2}$ die Debye-Länge

$n_e = m_e \omega_{pe}^2/4\pi e^2$ die Elektronendichte

$f_{pe} = \omega_{pe}/2\pi = (n_e e^2/\pi m_e)^{1/2}$ die Plasmafrequenz.

V_T, die "thermische Geschwindigkeit" isteine Abkürzung für $(\varkappa T_e/m_e)^{1/2}$.

2) die Schwingungsperioden f^{-1} ($f=\frac{\omega}{2\pi}$ Wellenfrequenz) der Plasmawellen kurz gegenüber den Relaxationszeiten der Plasmateilchen sind. Für Elektronenschwingungen in einem neutralisierenden Feld "kalter" Ionen bedeutet dies

$$f^{-1} \ll \tau_{ee}, \qquad (2)$$

dabei ist die Elektronenrelaxationszeit nach SPITZER [18] gegeben durch

$$\tau_{ee} = (0.266\, T_e^{3/2} / n_e \ln \Lambda)$$

und $\ln \Lambda$ durch den Absorptionsradius für Coulomb-Stöße bestimmt [18].

3) Für Wellenvorgänge, bei denen die Phasengeschwindigkeiten sehr viel kleiner als die Lichtgeschwindigkeit sind, verwendet man im allgemeinen die quasi-elektrostatische Näherung. Dabei wird das mit der Plasmawelle verbundene magnetische Feld vernachlässigt und das elektrische Feld wirbelfrei angenommen. In dieser Näherung sind die Elektronen-Schwingungen hauptsächlich longitudinal und sie ist gültig, wenn

$$N = \left|\frac{\vec{k}\, c}{\omega}\right| = \frac{c}{v_{ph}} \gg 1 \qquad (3)$$

wobei N der Brechungsindex der Welle und $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$ die Wellenzahl ist [6b].

Elektrostatische Elektronen-Plasmawellen, die sich in einem "warmen" homogenen Magnetoplasma ausbreiten können, wurden von verschiedenen Autoren theoretisch untersucht: siehe GROSS [1], SITENKO und STEPANOV [2], BERNSTEIN [3] und andere [4] bis [10]. Derartige Wellen, die sich vorzugsweise

senkrecht zum Magnetfeld ausbreiten, sind experimentell beobachtet worden: siehe BUCHSBAUM und HASEGAWA [11], CRAWFORD, KINO, WEISS [5], HARP [12], CRAWFORD, HARP, MANTEI [13], [14] und andere [28] bis [31]. Die sehr gute Übereinstimmung der an einem Glimmentladungsplasma niederen Druckes gemessenen Dispersionsbeziehung mit der theoretisch berechneten hat sehr viel zur Stützung der mikroskopischen Plasmawellentheorie beigetragen (siehe z.B. die Review-Berichte von CRAWFORD [15]). Diese gute Übereinstimmung bietet die Möglichkeit für eine "Plasmadiagnostik" mit Hilfe dieser elektrostatischen Elektronen Plasmawellen [4], [12], [13].

2.2 Ausbreitung von elektrostatischen Magnetoplasma-Wellen senkrecht zum Magnetfeld

Für diesen Wellentyp sind die Dispersionsbeziehungen explizit im Buch von STIX [6c] abgeleitet worden. Wir übernehmen diese Ergebnisse und schreiben:

$$D(k_\perp,\omega) = 1 - \frac{2}{\mu}\left(\frac{f_{pe}}{f_{ce}}\right)^2 \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{n^2\, I_n(\mu)\, \exp(-\mu)}{\nu^2 - n^2} = 0 \qquad (4)$$

Hierin bedeuten

$f_{ce} = \omega_{ce}/2\pi$ die Elektronenzyklotronfrequenz

$\nu = f / f_{ce} = \omega/\omega_{ce}$ die normierte Frequenz

$k_\perp = 2\pi/\lambda_\perp$ die Wellenzahl

μ das Argument der modifizierten Besselfunktion erster Art $I_n(\mu)$.

Wir können μ wahlweise durch eine Temperatur $T_{\perp e}$, eine mittlere quadratische Geschwindigkeit $v_{\perp e}$ oder den "Gyroradius" $r_{ce} = v_{\perp e}/\omega_{ce}$ ausdrücken (alles Größen, die sich nur auf die thermische Bewegung der Elektronen senkrecht zum Magnetfeld beziehen, da nur diese für den betrachteten Ausbreitungsfall eine Rolle spielt) [6a]:

$$\mu = \frac{k_\perp^2\, \varkappa\, T_{\perp e}}{\omega_{ce}^2\, m_e} = \frac{k_\perp^2\, v_{\perp e}^2}{\omega_{ce}^2\, 2} = \frac{k_\perp^2\, r_{ce}^2}{2}\ ^{*)} \qquad (5)$$

---

*) Die Größe R in Fig.1 ist definiert als $R = \frac{r_{ce}}{\sqrt{2}}$

Die Lösungen von Gleichung (4) sind in verschiedenen Arbeiten numerisch berechnet worden [3] bis [8] und für praktische Zwecke sind die von CRAWFORD, KINO, WEISS [5b] veröffentlichten Dispersionsdiagramme direkt übernommen und in Fig. 1 a, b dargestellt worden. Lösungen der Dispersionsbeziehungen unter Annahme von "exponentiellen" und "Druyvestein"-Verteilungsfunktionen wurden von GRUBER und BEKEFI [28] berechnet. Änderungen in den Ausbreitungseigenschaften der E.M.P-Wellen, verursacht von Abweichungen der thermodynamischen Gleichgewichtsbedingungen, wurden von CANOBBIO und CROCI [9] abgeschätzt: Störungen in der Verteilungsfunktion der Geschwindigkeiten, sehr verschieden von der Phasengeschwindigkeit der Wellen, haben auf die longitudinalen Plasmawellen nur vernachlässigbare Folgen.

Aus den Dispersionsdiagrammen kann man relativ einfach $\omega = \omega(k_\perp)$ bestimmen, wenn die Plasmaparameter $\omega_{pe}, \omega_{ce}, v_{\perp e}$ bekannt sind. Umgekehrt ist es auch möglich, die Dispersionsbeziehung als bekannt anzunehmen und die Elektronentemperatur und die Plasmadichte aus der bei bestimmten Werten von ν gemessenen Wellenlänge der elektrostatischen Plasmawellen zu bestimmen.
Ein Blick auf Fig.1 zeigt, wie die Plasmaparameter die Dispersion der E.M.P-Wellen bestimmen: Bei gegebener Frequenz ist ihre Wellenlänge proportional $v_{\perp e}$ und ω_{ce} bildet die natürliche Frequenzeinheit. In der Nähe der Harmonischen ($\nu = n$) hat die Dichte nur geringen Einfluß auf die Wellenlänge, während für $\nu \simeq n + 1/2$ dieser Einfluß beträchtlich wird.

Die Dichteabhängigkeit, welche für die spätere Anwendung wichtig ist, haben wir als Lösungen von (4) für $\nu = 1.5$ und $\nu = 2.5$ gesondert berechnet (s.Anhang A1) und in Fig.2 dargestellt.

Für $\nu = 1.5$ existiert eine Lösung für

$$f^2/f_{pe}^2 \leq 1.8 \qquad (6)$$

d.h. unterhalb der sog. "oberen Hybridfrequenz", welche durch $(f_{ce}^2 + f_{pe}^2)^{1/2}$ gegeben ist. Entsprechendes gilt auch bei $\nu = 2.5$ mit dem Zusatz, daß für

$$1.19 \leq f^2/f_{pe}^2 \leq 1.475 \qquad (7)$$

zwei Lösungen existieren. Die Kurve wird im Bereich

$0 < \frac{k_\perp v_{\perp e}}{\omega_{ce}} < 0.924$ oft als "Vorwärts-Bernsteinwelle" bezeichnet, wogegen die Kurve im Bereich > 0.924 "Rückwärts-Bernsteinwelle" genannt wird. Für $\nu = 1.5$ und $\nu = 2.5$ gibt es z.B. keine Resonanzbedingungen ($k_\perp \to \infty$) für die E.M.P-Wellen, die sich senkrecht zum Magnetfeld ausbreiten.

2.3 Radiale Wellenausbreitung in einer inhomogenen Plasmasäule

In einer Plasmasäule ist der radiale Dichteabfall meistens die wichtigste Inhomogenität, doch kann auch die Elektronentemperatur sowohl Anisotropien wie Gradienten besitzen. Solange sich der Brechungsindex längs einer Wellenlänge nur geringfügig ändert, d.h. solange die Bedingung

$$\left| \frac{\nabla_r N_\perp (n_e, v_{\perp e})}{N_\perp (n_e, v_{\perp e})} \right| \ll \frac{1}{\lambda_\perp} \qquad (8)$$

erfüllt ist, können wir annehmen, daß die Dispersionsgleichung für homogenes Medium mit den lokalen Werten der Plasmaparameter jeweils die richtige Wellenlänge liefert (geometrische Optik) [6d].

Die Bedingung (8) wird, abgesehen von einigen ausgezeichneten Stellen im $(\omega, k_\perp)$-Diagramm, erfüllt sein, solange

$$\frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e(r)}{\partial r} \text{ und } \frac{1}{v_{\perp e}} \frac{\partial v_{\perp e}(r)}{\partial r} \ll \frac{1}{\lambda_\perp} \qquad (9)$$

ist.

Für Wellen, die in Richtung abnehmender Dichte laufen, können wir Ausbreitung bis zu einer Stelle erwarten, an welcher die Gruppengeschwindigkeit null wird. (Von einer Stoßdämpfung wollen wir hierbei zunächst absehen).

Fig. 1b zeigt, daß für $1 < \omega/\omega_{ce} < 2$ dies offenbar nur an der Stelle des sog. "Hybrid cut-off" ($k_\perp = 0$ und $\omega = \sqrt{\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2}$) eintritt.

Für $n < \omega/\omega_{ce} < n + 1$ mit $n > 1$ haben die Kurven Maxima, an denen ebenfalls $(d\omega/dk_\perp) = v_{gr}$ verschwindet. Bewegen wir uns wieder in Richtung abnehmender Dichte, so wird $(d\omega/dk_\perp)$ erstmals null, wenn wir ein solches Maximum berühren. Die zu ihm gehörige Dichte, welche die Grenze für die Ausbreitung liefert,

ist jedoch geringer als diejenige, welche dem lokalen Wert der Hybridfrequenz entspricht. Auf jeden Fall können sich bei gegebener Frequenz die E.M.P-Wellen oberhalb einer bestimmten Plasmadichte ausbreiten.

In Wirklichkeit, wie von verschiedenen Autoren [4], [6d], [9] betont, sind in der Nähe des Hybrid cut-off ($f = \sqrt{f_{ce}^2 + f_{pe}^2}$) und der Resonanzen ($\nu = n$) der E.M.P-Wellen die Bedingungen für die quasi-elektrostatische Approximation nicht mehr erfüllt, wenn $k_\perp \rightarrow 0$ (vgl. Gleichung 3). Die Lösungen von Gleichung (4) für die longitudinalen Wellen sind dann nicht mehr gültig. Lösungen der vollständigen Dispersionsbeziehungen für transversale und longitudinale Wellen, die sich senkrecht zum Magnetfeld ausbreiten, wurden von DNESTROVSKII und KOSTOMAROW [4] numerisch berechnet und auch von CANOBBIO und CROCI behandelt [9]: Sie sind an diesen Stellen komplex, die transversalen und longitudinalen Wellen sind gekoppelt und Landaudämpfung ist vorhanden. An einer Stelle, an der die Ausbreitung der longitudinalen Plasmawelle aufhört, kann jedoch unter Umständen eine Umwandlung in einen elektromagnetischen Wellentyp erfolgen.

Umfassende theoretische Arbeiten [19] bis [26] existieren über die Umwandlung in der Nähe der Harmonischen in einem inhomogenen Plasma.

Allgemein [27] kann eine Umwandlung nur stattfinden, wo die Bedingung (8) umgekehrt wird in

$$\left| \frac{\nabla_r N_\perp (n_e, v_{\perp e})}{N_\perp (n_e, v_{\perp e})} \right| \gg \frac{1}{\lambda_\perp} \qquad (10)$$

Man sieht anhand von Fig. 1b leicht ein, daß diese Bedingung besonders gut für den oberen Hybrid cut-off gilt, wo auf der linken Seite (10) sowohl der Zähler groß als auch der Nenner klein wird. Sie gilt ebenfalls an den übrigen Stellen, wo die Gruppengeschwindigkeit verschwindet [21] .

Zusätzlich kann nach CROCI [21] dort die Ankopplung nur in einem "kritischen" Dichtebereich effektiv werden, in dem der Brechungsindex der longitudinalen Plasma- und der elektromagnetischen Wellen reell ist.

In einer früheren Arbeit [32] haben wir nach diesem Wellenumwandlungsmodell eine qualitative Analyse der Bereiche der Plasmaparameter gegeben, bei der die E.M.P-Wellen, die sich senkrecht zum Magnetfeld in einem schwach inhomogenen Dichteprofil ausbreiten, in quasi-transversale-elektromagnetische Wellen (abgek. QTX-Wellen) umgewandelt werden können. Ein quantitativer Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen soll in Kapitel 6 gegeben werden. Überall dort, wo Umwandlung in eine QTX-Welle möglich ist, können wir auch Reflexionen der longitudinalen E.M.P-Wellen erwarten.

2.4 Dämpfung der Wellen

Landau-Dämpfung: Die Dispersionsgleichungen (4) sind in Wirklichkeit von den folgenden allgemeinen Beziehungen abgeleitet [6c]:

$$D(k,\omega) = 1 + i\,\frac{\omega_{pe}^2 \exp(-\mu)}{\omega k_{\parallel}\sqrt{2}\, v_T} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} n^2 I_n(\mu) F_0(\alpha_n) \qquad (11)$$

wobei

$$F_0(\alpha_n) = \sqrt{\pi}\,\frac{k_{\parallel}}{|k_{\parallel}|}\exp(-\alpha_n^2) + 2i\exp(-\alpha_n^2)\int_0^{\alpha_n}\exp(t^2)\,dt$$

$$\alpha_n = \frac{\omega + n\omega_{ce}}{k_{\parallel}\sqrt{2}\, v_T}$$

Wenn $k_{\parallel} = 0$, gilt die asymptotische Entwicklung von $F_0(\alpha_n)$, weil $\alpha_n \to \infty$; deswegen entfällt der imaginäre Teil von Gleichung (11), der für die Landau-Dämpfung der Wellen verantwortlich ist [3]. Numerisch berechnete Beispiele von TATARONIS, CRAWFORD [33] und HULTQUIST [34] zeigen den Einfluß der parallelen Komponente der Wellen ($k_{\parallel}$) auf die Landau-Dämpfung der E.M.P-Wellen. Der Term, verantwortlich für die Dämpfung in Gleichung (11), ist proportional zu $\exp(-\alpha_n^2)$. Soweit wir voraussetzen können, daß

$$\alpha_n^2 = \left(\frac{\omega + n\omega_{ce}}{k_{\parallel}\sqrt{2}\, v_T}\right)^2 \gg 1 \qquad (12)$$

ist die Landau-Dämpfung vernachlässigbar.

Stoßdämpfung: Wenn Stoßeffekte mit berücksichtigt werden, kann man eine zusätzliche Dämpfung der Wellen mit kleinen Gruppengeschwindigkeiten erwarten ($v_{Gr} \ll v_T$) [33]. Qualitativ gesehen ist in jedem Punkt der Dispersionskurven von Fig. 1b die Steigung proportional zu (v_{Gr}). Wie aus den Figuren von den Arbeiten [13], [14] zu sehen ist, nimmt v_{Gr} für Wellenfrequenzen, die ungefähr in der Mitte zwischen zwei Harmonischen liegen, einen maximalen Wert an. Hier ist demnach auch die Auswirkung einer Stoßdämpfung am kleinsten.

3. Der experimentelle Aufbau

3.1 Die ARGLOW Entladung

Die Apparatur: Das untersuchte Plasma wird mit einer Argon-Niederdruck-Entladung zwischen einer geheizten Kathode und einer ebenen Anode erzeugt (Fig. 3a). Die Plasmasäule befindet sich in einem axialen Magnetfeld von maximal ein paar hundert Gauß. Eine solche Entladung kann schon bei einem Neutralgasdruck von einigen 10^{-4} Torr existieren (s.unten). Unter diesen Bedingungen erreichen die freien Weglängen der Elektronen die Größe der gesamten Entladungsstrecke; dies gibt uns die Möglichkeit, den Grenzfall verschwindender Stoßdämpfung zu untersuchen (1.2 m lang, i.-Ø = 0.075 m; Fig. 3b).
Das gläserne Vakuumgefäß wird bis zu einem Grundvakuum von etwa 10^{-6} Torr ausgepumpt. Die Magnetspulen sind an ein stromgeregeltes Netzgerät angeschlossen (Gossen Constanter E93680 mit max. 80 Amp. Ausgang). Eine Kontrolle mit einem Bell120 Gaußmeter zeigt, daß die Homogenität des Magnetfelds entlang der Entladungsgefäßachse und entlang eines Rohrdurchmessers besser als 1 % ist. Eine genauere Eichung des Magnetfelds (3.895 Gauß/Amp.) wird aus den Hochfrequenztransmissionsmessungen erhalten und wird in Abschnitt 4.2 besprochen.

Eine indirekt geheizte Nickelplattenkathode (Durchmesser 55 mm), bestrichen mit einer Barium-Strontium-Karbonat Lösung ist auf einem Keramikring befestigt (Fig. 4). Etwa 250 Watt Leistung wird für die Kathodenheizung gebraucht und von einem Spiral-

heizfaden aus Tantal, der einige mm hinter der Nickelplatte aufgebaut ist, geliefert. Ein auswechselbarer Blendenring (20 mm $\leq$ D $\leq$ 45 mm) vor der Kathode erlaubt es, den Durchmesser der Plasmasäule zu ändern. Meistens haben wir mit einer Blende D = 45 mm gearbeitet.

Die Anode ist entweder eine runde Plattenanode, die sich ca. 100 cm vor der Kathode befindet, oder eine Gitteranode, die ungefähr 15 cm vor der Kathode aufgestellt wird (fig. 3b). Beide Anodenkonfigurationen wurden während der Messungen verwendet und einfachheitshalber verweisen wir auf ARGLOW I, wenn wir das Plasma, das zwischen der Kathode und der Plattenanode erzeugt wird, studieren, ARGLOW II, wenn das Plasma zwischen der Kathode und Gitteranode erzeugt, aber nur in dem Raum hinter der Gitteranode untersucht wird. Im letzteren Fall driftet das Plasma durch die Gitteranode parallel zum Magnetfeld bis zur Endplatte, die Wandpotential annimmt.

Arbeitsbedingungen: Argon wird durch ein Ventil eingefüllt, bis ein dynamisches Druckgleichgewicht von einigen 10^{-4} Torr erreicht ist. Ein stromgeregeltes Netzgerät (KEPCO HB250M, 10 bis 1000 mA Ausgang) wird verwendet, um den Entladungsstrom zwischen Kathode und Anode konstant zu halten. Die Brennspannung beträgt 25 bis 50 Volt und ist abhängig vom Neutralgasdruck und der Intensität des angelegten Magnetfeldes. Ohne Magnetfeld kann die Entladung in diesem niedrigen Druckbereich nicht aufrecht erhalten werden. Durch das Magnetfeld bekommt die Plasmasäule eine negative Raumladung gegenüber den Wänden, wie aus dem radialen positiven Anstieg des Wandpotentials gegenüber dem Kathodenpotential folgt (einige Volt/cm). Das selbst aufgebaute radiale elektrische Feld ist zur Plasmaachse gerichtet und erhält die Quasineutralitätsbedingung der vom Magnetfeld eingeschnürten Plasmasäule aufrecht.
Die ARGLOW-Entladung verhält sich in vielen Aspekten wie eine Glimmentladung, die - wie bekannt - eine durch Raumladung kontrollierte Erscheinung ist, bei der die Erzeugungs- (Exitation, Ionisation) und Verlustprozesse (Rekombination, Diffusion) durch Stöße bestimmt werden [35]. Durch das Magnetfeld sind die radialen Verluste der Ladungsträger wesentlich geringer. Die Querbewegung der Elektronen ist durch ihren Larmorradius be-

schränkt, während ihre Bewegung parallel zum Magnetfeld nur durch ihre freie Weglänge eingeschränkt wird. Wie Plasmadichte und Elektronentemperatur von Magnetfeld und Entladungsstrom abhängen, wird in Kapitel 6 besprochen.

3.2 Die Sonden- und Antennenanordnung

Technische Beschreibung: Die Wellen, von deren Ausbreitung im vorigen Kapitel die Rede war, müssen zunächst angeregt und später empfangen werden. Für beide Zwecke eignen sich die in Fig. 5 und 6 dargestellten Antennen- und Sondenkombinationen.

Die auf 50 Ohm angepaßten Koaxialleiter sind auf der einen Seite durch eine Hochfrequenzverbindungsklemme abgeschlossen (Decefix A, Rhode-Schwartz), während auf der anderen Seite verschiedene Antennenaufsätze aufgeschraubt werden können. Dieses sind wahlweise T-Stücke (l_1 = 10 bis 60 mm, l_2 = 15 bis 40 mm), oder zylindrische und kugelförmige Aufsätze, die sowohl zur Hochfrequenzübertragung wie auch als Langmuirsonden benutzt werden können. Fig.3b zeigt die Stellen, an denen diese Sonden durch drei Metallkreuzstücke in das Entladungsgefäß einführbar sind. Für ihre radiale Bewegung wurde eine spezielle Transportvorrichtung entwickelt (Fig. 5a). In dieser befinden sich alle beweglichen Teile auf Kugellagern. Die Sonden können über einen Abstand von 80 mm mit einer konstanten Geschwindigkeit von 0.5 mm/sec verschoben oder mit einer Genauigkeit von 10^{-2} mm justiert werden.

Aufstellung der Antennen: Die T-Antennen können mit ihren Querbalken parallel oder senkrecht zu den Magnetlinien ausgerichtet werden. Dasselbe gilt für eine kleine elektrische Dipolsonde, die sich meist außerhalb des Plasmas befindet (Fig. 5b, c).

4. Messungen an Elektrostatischen Magnetoplasma Wellen

4.1 Hochfrequenztransmission zwischen Antennen

Block-Schema: Die Transmission solcher Wellen zwischen Antennen in einem Plasma ist schon theoretisch und experimentell in verschiedenen Arbeiten beschrieben worden [5, 12 bis 14, 28, 36, 37].

Ein Blockschema der Messanordnung ist in Fig.7 gegeben. Ein amplitudengeregelter Sender ist mit einer Hochfrequenzsonde verbunden, und die gegenüberliegende Sonde ist an einen auf die gleiche Frequenz abgestimmten Heterodynempfänger angeschlossen. Das Signal, das an der Empfängerantenne aufgenommen wird, wird mit einer Überlagerungsfrequenz gemischt. Nach der Mischstufe wird das Signal durch einen breitbandigen 30 MHz Zwischenverstärker und anschließend durch einen selektiven Empfänger geleitet. Die Ausgangsrichtspannung des Empfängers ist mit dem vertikalen Eingang von einem X-Y Schreiber verbunden. Abwechselnd haben wir auch einen Melabs RSG 2- oder einen General Radio-DNT 3 -Empfänger verwendet, jedoch mußte im letzteren Fall die Transmissionsfrequenz mit 1000 Hz moduliert werden. Es ist wohl bekannt, daß in solchen Zwischenfrequenzempfängern die Endamplitude des modulierten Signals dem Eingangssignal proportional ist [38], [39].

Kontrollmessungen ohne Plasma: Bei abgestellter Entladung haben wir die Linearität der Übertragung zwischen dem Sender und dem Ausgang des Heterodynempfängers geprüft. Sie wurde für alle Leistungen und Geometrien, wie sie bei den Messungen mit Plasma verwendet wurden, bestätigt. Da die verwendeten Vakuumwellenlängen viel größer sind als die Dimensionen der Antennen und ihr gegenseitiger Abstand, befindet man sich stets im quasi-statischen Nahfeld der Sendeantenne. Das daraus ableitbare Raumpotential im zylindrischen Koordinatensystem nimmt proportional mit $1/r$ ab [40], [41].

Eine experimentelle Bestätigung dieser Eigenschaft gewinnt man folgendermaßen: Mit einem konstanten Amplitudenfrequenzsignal an der Sendeantenne wird, als Funktion des Abstandes (r) zwischen den Antennen, das Empfangssignal an dem Ausgang der Mischstufe ($U_{ZF}(K)$ mit einem CRO TEKTRONIX 453, Fig. 8a) und der gleichgerichteten Ausgangsspannung des Empfängers (U_r, Fig. 8b) gemessen. Wir stellen fest, daß die Amplitudenabnahme beider übertragener Signale ($U_{ZF}(K)$ und U_r) wie eine 1/r-Funktion verlaufen. In Fig. 8b wurde der Nullpunkt willkürlich bestimmt, weil nur relative Transmissionsleistungen gemessen werden.

Einfluß des angelegten Hochfrequenzfeldes auf das Plasma:
Im allgemeinen kann eine elektrische Dipol-Antenne gleichzeitig transversale und longitudinale Plasmawellen anregen (siehe z.B. KUEHL [42]). Unter Vakuumbedingungen haben wir festgestellt, daß die Ankopplung zwischen beiden Antennen quasi-elektrostatisch verläuft. Mit Plasma reagiert die Empfängerantenne auf jede Änderung des in ihrer Nähe erzeugten Verschiebungsstroms [43]. Wie von HARP [12] experimentell beobachtet und später von MANTEI [14] mit einem theoretischen Modell des T-Antennensystems (vgl. Fig. 5c) berechnet, können die Resonanzen der Plasmapermitivität $\varepsilon_\perp$ dazu verwendet werden, experimentell aus den Transmissionsmessungen

1) eine Eichung des Magnetfeldes,
2) eine Bestimmung der maximalen Plasmadichte bei der oberen Hybrid-Frequenz,
3) ein Nachweis der Ausbreitung von E.M.P-Wellen senkrecht zum Magnetfeld

zu erzielen.

4.2 Transmission als Funktion vom Magnetfeld

Bei diesen Messungen wird die Senderfrequenz konstant gehalten und das Magnetfeld bei konstantem Entladungsstrom langsam geändert. Ein X-Y-Schreiber registriert das Empfängersignal als Funktion der Magnetfeldstärke (relative Einheiten).

Eichung des Magnetfeldes: Für

$$f > \sqrt{f_{pe}^2(\mathrm{Max}) + f_{ce}^2} \qquad (13)$$

treten in den Transmissionskurven (Fig. 9a) bei den verschiedenen Elektron-Zyklotron-Harmonischen $f_{ce}/f = \frac{1}{n}(n > 1)$ Maxima auf $(|\varepsilon_\perp| \to \infty)$. Daraus können sofort die Werte des Magnetfeldstromes bei $f = nf_{ce}$ bestimmt werden. Mit den Frequenzen im Bereich von 1000 MHz kann das Magnetfeld auf weniger als 0.1 % genau geeicht werden.

Eichung der Plasmadichte: Wenn die Senderfrequenz gleich der oberen Hybridfrequenz ist

$$f = \sqrt{f_{pe}^2(\mathrm{Max}) + f_{ce}^2} \qquad (14)$$

besitzt die Transmission ein absolutes Minimum ($|E_\perp| \to 0$). In Fig. 9a ist dies der Fall für $f_{ce}/f = \alpha$. Hieraus folgen sofort die Plasmafrequenz bzw. die Elektronendichte:

$f_{pe}^2 = f^2(1-\alpha^2)$ und $n_e = 1.256 \times 10^{-8} (f_{pe}.\text{sec})^2 \text{ cm}^{-3}$.

Diese Methode setzt voraus, daß überall $f_{pe}/f < 1$ gilt. Wie ihre Genauigkeit von α abhängt, wird in Fig. 9b gezeigt, worin die mit p_o bezeichnete Kurve die Bedingung (14) darstellt und verschiedene Fehlergrenzen $\Delta\alpha/\alpha$ angenommen wurden.

Wiederholt man die Messung mit verschiedenen Senderfrequenzen, so kann man hieraus die Höchstwerte der Plasmadichte für verschiedene Magnetfelder bestimmen. Die Ergebnisse werden in Fig. 17e gezeigt und unter 6.2 besprochen.

<u>Nachweis der E.M.P-Wellen:</u> Wie zuerst von HARP [12] nachgewiesen und in anderen Arbeiten [13], [14], [28] bestätigt, können sich E.M.P-Wellen senkrecht zum Magnetfeld ausbreiten. Wenn eine kohärente longitudinale Plasmaschwingung in dem Plasma angeregt wird, wird das elektrische Feld der Welle von der Form

$$E_1 \exp(-ik_\perp r - i\omega t) \qquad (15)$$

dem quasi-statischen elektrischen Feld, das zwischen beiden Antennen kapazitiv angekoppelt ist und die Form

$$E_o \exp(-i\omega t) \qquad (16)$$

hat, überlagert, was ein resultierendes Feld [12],[28]

$$E = E_o \exp(-i\omega t) + E_1 \exp(-ik_\perp r - i\omega t) \qquad (17)$$
$$= \exp(-i\omega t) \quad [E_o + E_1 \exp(-ik_\perp r)]$$

ergibt. Die Leistung, die an der Empfängerantenne empfangen werden kann, ist proportional zur Intensität

$$|E|^2 = |E_o|^2 + |E_1|^2 + 2|E_o|\,|E_1| \cos(k_\perp r) \qquad (18)$$

wobei r der Abstand der Sonde zur Empfängerantenne und $k_\perp = k_\perp(f/f_{ce}, f/f_{pe}, v_T)$ der Wellenvektor der longitudinalen Wellen bedeuten.

Eine quantitative Beschreibung der Ankopplung der Plasmawellen an die Empfangsantenne ist bis jetzt nicht bekannt, sodaß wir

nur eine funktionelle Abhängigkeit (gemäß 17 oder 18) vom Typ:

$$U = A(r) + B(r) \cos (k_\perp r) \qquad (19)$$

erwarten können, in dem A(r) und B(r) Transmissionsamplituden-Funktionen darstellen, die nur noch von r abhängen können und nicht mehr von dem Wellenvektor $k_\perp$.
Wenn bei r = konstant ein Parameter (Magnetfeld oder Entladungsstrom) geändert wird, gibt der Verlauf der relativen Transmissionsamplitude eine cosinus-artige Funktion $\cos(k_\perp r)$ wieder, weil $k_\perp = k_\perp (f_{ce}, f_{pe})$. Jedesmal, wenn:

$$r = m \lambda_\perp \quad (m = 1,2,3,...) \qquad (20)$$

erscheint eine maximum-Spitze (Wellengipfel, $\cos (k_\perp r) = + 1$), und wenn

$$r = m \lambda_\perp/2 \quad (m = 1,2,3,....) \qquad (21)$$

eine minimum-Spitze (Wellental, $\cos (k_\perp r) = - 1$) in der Transmissionskurve [12].

Ein typisches Ergebnis ist in Fig. 10a dargestellt, in der die Transmissionsmessungen als Funktion des Magnetfeldes bei den verschiedenen Abständen zwischen den Antennen r, 2r, 4r wiederholt wurden. Wie zu erwarten ist, wird die Periode der Spitzenstruktur jeweils halbiert, wenn der Antennenabstand verdoppelt wird.
Aus solchen Transmissionsmessungen kann man wie HARP [12] experimentell die Dispersionseigenschaften der Wellen ableiten; jedoch ist diese Meßmethode für diagnostische Zwecke nicht geeignet, da die Plasmadichte und Elektronentemperatur nicht unbedingt konstant bleiben, wenn das Magnetfeld geändert wird. Dieser Nachteil wird vermieden, wenn man die Ausbreitung der E.M.P-Wellen bei festem Magnetfeld untersucht und dabei die Frequenz des Senders durchstimmt.

4.3 Transmission als Funktion vom Antennenabstand

<u>Direkte Ausmessung der Wellenlängen im Plasma:</u> Variiert man von allen Größen lediglich den Antennenabstand, so erhält man das in Fig. 10b dargestellte Ergebnis. Das Magnetfeld entsprach hierbei der in Fig. 10a markierten Abszisse. Hier kann die Wellen-

länge direkt auf der r Achse als Abstand zweier Wellenberge (oder -Täler) abgelesen werden. Der so erhaltene Wert von $\lambda_\perp = 2$ mm stimmt mit dem Ergebnis der Fig. 10a überein. Mit Messungen dieser Art wurden untersucht (Kap. 5, 6):

1) die Abhängigkeit der Wellenlänge von der Frequenz bei festen Werten von Dichte und Temperatur,

2) die Änderung der Wellenlänge beim Durchlaufen der verschiedenen Schichten des Plasmaprofils,

3) der Grenzradius r_ℓ, bis zu welchem sich die E.M.P-Wellen noch ausbreiten können, wenn sie aus den inneren Zonen hoher Dichte nach außen laufen und seine Abhängigkeit von der Wellenfrequenz.

Geometrische Dispersion der E.M.P-Wellen: Aus der geometrischen Anordnung der T-Antennen (Fig. 5c) ergibt sich eine zylindersymmetrische Wellenfront der Plasmawellen. Wegen der kurzen Wellenlänge der E.M.P-Wellen gilt jedoch die Bedingung:

$$|k_\perp r| \gg 1 \qquad (22)$$

und damit die Asymptotische Entwicklung der Hankelschen Funktion nullter Ordnung:

$$H_o(k_\perp r) \simeq \frac{1}{\sqrt{k_\perp r}} \exp(ik_\perp r) \qquad (23)$$

die eine fortschreitende Zylinderwelle darstellt, deren Ursprung im Punkt $r = 0$ liegt [44].

Eine qualitative Beschreibung der Transmissionskurve (z.B. in Fig. 10b) als Funktion des Antennenabstands r kann mit Gleichung (19) angegeben werden, für welche die Abhängigkeiten von $A(r) = \frac{A}{r}$ (A proportional das Sendersignal U_o ist, siehe Fig.7) und $B(r) = B(r) = \frac{B}{r^n}$ ($B < A$, $n \simeq 1$) empirisch gefunden wurden. Soweit das Plasmaprofil nur schwach inhomogen ist, und $\lambda_\perp = \frac{2\pi}{k_\perp}$ konstant bleibt, ergibt sich für die relative Transmissionsamplitude:

$$U \simeq \frac{A}{r} + \frac{B}{r} \cos(k_\perp r) \qquad (24).$$

Der erste Term $(\frac{A}{r})$ entspricht dem räumlichen Abfall des kapazitiven Signals (16) (ähnlich wie in 4.1), während der zweite Term

aus (24) die geometrische Dispersion der Plasmawellen in guter Übereinstimmung mit $|H_o(k_\perp r)|^2$ (Gleich.23) darstellt.

Genauigkeit der Wellenlängenmessung: Die Genauigkeit der Wellenlängen-Bestimmung hängt hauptsächlich von der Stabilität der experimentellen Plasmaparameter während der Messung und von der Gleichmäßigkeit der Verschiebung der Empfängerantenne ab. In der ARGLOW-Apparatur ist der Parameter $\nu = f/f_{ce}$ bis auf 0.1 % konstant (vgl. 4.2). Der relative Fehler $\Delta\lambda_\perp/\lambda_\perp$, mit dem aus der Transmissionskurve die Wellenlängen bestimmt werden können, liegt zwischen 3 und 5 %.

In Fig.11 wird die r-Abhängigkeit eines typischen Transmissionssignals gezeigt. Die Bestimmung der Wellenlänge aus den aufeinanderfolgenden Maxima ergibt die darüber dargestellten Werte, welche gut übereinstimmen, bis auf Abweichungen für $r < 7$ mm. Für $r > 7$ mm zeigt dies, daß die Wellenlängenbestimmung zuverlässig ist, trotz der zylindrischen Ausbreitungsform der Welle. Die Tatsache, daß für $r < 7$ mm die experimentellen Wellenlängen etwas größer sind, kann folgendermaßen erklärt werden: Wenn beide Antennen sehr nahe zueinander aufgestellt sind, erzeugen sie eine kleine Verminderung der Plasmadichte, was eine Vergrößerung der Wellenlänge bewirkt. Dies folgt aus einer gleichzeitigen Messung des Ionensättigungsstroms durch die Empfängerantenne (in diesem Fall ein zylinderförmiger Antennenaufsatz), oder aus Transmissionsmessungen, die mit verschiedenen Aufstellungen der Sendeantenne in der Plasmasäule wiederholt wurden. Wenn der Abstand zwischen beiden Antennen größer als 10 mm ist, ist die Störung zu vernachlässigen.

4.4 Eigenschaften der Antennengeometrie, -anordnung und -vorspannung

In den folgenden Punkten haben wir einige experimentelle Beobachtungen zusammengefaßt, die für den Experimentator nützlich sein können:

1) Bei der symmetrischen Antennenanordnung (wie in Fig. 5b, 5c) sind die Resultate dieselben, wenn die Funktionen von Empfänger- und Sendeantenne vertauscht werden.

2) Der Verlauf der Transmissionskurve ändert sich qualitativ nicht, wenn die Sende- oder Empfängerantenne mit einer dünnen Glasschicht bedeckt ist.

3) Die Längen (l_1, l_2; Fig.6) der T-Antennen sind für die Anregung oder den Empfang von den longitudinalen E.M.P-Wellen unwichtig, weil die Wellenfront zylindersymmetrisch ist. Die gemessenen Wellenlängen hängen nicht von der Geometrie der Antennen ab. Beide Antennen brauchen nicht geometrisch identisch zu sein.

4) Wenn das Plasmaprofil über einen größeren Bereich homogen ist, sind die Wellenlängenmessungen gleich, wenn entweder die Orientierung von Fig. 5b oder 5c verwendet wird; jedoch ist es wichtig, daß beide T-Antennen genau parallel justiert sind, damit nur eine Wellenfront phasengleich aufgenommen wird. In der Konfiguration von Fig. 5c müssen die Antennen noch zusätzlich parallel zum Magnetfeld justiert sein.

5) Um durch falsches Justieren entstandene Signalverzerrungen zu vermeiden, kann man folgende Anordnung benützen: Eine T-Antenne wird für die Anregung der longitudinalen Plasmawellen benutzt, während als Empfängerantenne ein kleiner zylindrischer oder kugelförmiger Antennenaufsatz verwendet wird, der auch gleichzeitig für Langmuirsondenmessungen verwendet werden kann.

6) Die Auflösung der übertragenen Wellensignale hängt von der Größe der Antennenoberfläche ab, auf die die ausbreitenden Wellen treffen. Die Ausdehnung der Antenne senkrecht zu einer Wellenfläche muß kleiner sein als die zu messende Plasmawellenlänge, damit zwei aufeinanderfolgend ankommende Wellenfronten geometrisch durch die Empfängerantenne unterschieden werden können. Die Singularitäten der Plasmapermitivität und die Plasmawellensignale werden am deutlichsten aufgenommen, wenn zwei symmetrische T-Antennen benutzt werden.

7) Eine Vorspannung der Antennen hat keinen wesentlichen Einfluß auf die Messresultate. Die relativen Amplituden der Plasmawellensignale werden erniedrigt, wenn gleichzeitig ein Elektronen- oder Ionensättigungsstrom durch die Empfängerantenne gezogen wird. Wie schon untersucht [36] , wird die

Ausbreitung der E.M.P-Wellen innerhalb der Plasmasäule nicht durch Schichteffekte an den Antennenoberflächen beeinflußt.

8) Eine zusätzliche Modulation der E.M.P-Wellen durch einen 1 kHz-Generator oder durch im Plasma selbst angeregte Schwingungen niederer Frequenz (im ARGLOW Rotationsschwingungen zwischen 30 bis 140 kHz) beeinflussen die Wellenlängen der gemessenen E.M.P-Wellen nicht.

5. Plasmadiagnostik mit Elektrostatischen Magnetoplasmawellen

5.1 Die "Zwei-Frequenz"-Methode zur Bestimmung der Plasmadichte und Elektronentemperatur

Wir nutzen mit dieser Methode aus, daß wir bei konstantem Magnetfeld mit den E.M.P-Wellen das Plasmamedium abtasten können, weil bei gegebenen Frequenzen ihre Wellenlängen von den örtlichen Werten der Plasmadichte und thermische Elektronengeschwindigkeit abhängen. Um die lokale Plasmadichte und die thermische Elektronengeschwindigkeit gleichzeitig in einem bestimmten Teil des Plasmaprofils zu bestimmen, müssen wir ein System von zwei linear unabhängigen Gleichungen der zwei unbekannten Größen lösen. Dafür führen wir zwei Wellenlängenmessungen bei zwei gegebenen Frequenzen unter sonst gleichen Bedingungen aus.

Die E.M.P-Wellen erlauben eine gute räumliche Auflösung, da sie sich mit sehr kurzen Wellenlängen ausbreiten. In unserem Experiment fallen die Wellenlängen mit Frequenzen $\nu = m + \frac{1}{2}$ (m = ganze Zahl) in den Millimeterbereich. Wie aus Fig. 2 für $\nu = 1.5$ und $\nu = 2.5$ zu ersehen, ist die Abhängigkeit der E.M.P-Wellen von der Plasmadichte beträchtlich und wie in Anhang A1 vorgeführt, können die entsprechenden Dispersionsgleichungen ohne einschränkende Annahmen für $k_\perp r_{ce}$ vollständig integriert werden. Auch ist, wie in Abschnitt 2.4 erwähnt, eine eventuelle Stoßdämpfung der E.M.P-Wellen bei diesen Frequenzen minimal. Aus Fig. 2 können wir auch die minimale Plasmadichte bestimmen, die für die Ausbreitung der E.M.P-Wellen notwendig ist: für

$$f_1 = 1.5\, f_{ce} \quad \text{muß} \quad f_{pe} > 1.118\, f_{ce} \tag{25}$$

$$f_2 = 2.5\, f_{ce} \quad \text{muß} \quad f_{pe} > 2.06\, f_{ce} \quad \text{sein.} \tag{26}$$

In Fig. 12 sind die Bedingungen (25) und (26) dargestellt. Für Werte oberhalb der Kurve (a) können die E.M.P-Wellen sich mit der Frequenz f_1, oberhalb der Kurve (b) mit der Frequenz f_2 ausbreiten. Damit die "Zwei-Frequenz"-Methode durchführbar ist, muß Bedingung (26) erfüllt sein. Die Lösungen der "Vorwärts" E.M.P-Wellen, die sich auch bei der Frequenz f_2 in dem engen Plasmadichtebereich

$$2.06\, f_{ce} < f_{pe} < 2.29\, f_{ce} \tag{27}$$

ausbreiten können, liegen in Fig.12 zwischen den Kurven (b) und (c). In der Praxis sind die Wellenlängen der beiden Wellenlösungen so unterschiedlich, daß keine Verwirrung über die Bestimmung des Wellentyps besteht [29]. Bei der Auswertung werden nur die Wellenlängen der "Rückwärts" E.M.P-Wellen verwendet.

5.2 Methoden zur Berechnung der Plasmadichte und Elektronentemperatur

Wir nehmen an, daß wir die Wellenlänge λ_1 und λ_2 bei den Frequenzen f_1 bzw. f_2 gemessen haben; dann sind die unbekannten Größen f_{pe} und $v_{\perp e}$ Lösungen des Gleichungssystems:

$$D(\lambda_1, \nu_1 f_{pe}, v_{\perp e}) = 0$$

$$D(\lambda_2, \nu_2 f_{pe}, v_{\perp e}) = 0$$

wobei $D(\omega, k_\perp) = 0$ die Dispersionsgleichungen (4) der E.M.P-Wellen mit den Frequenzen $\nu_1 = f_1/f_{ce} = 1.5$ und $\nu_2 = f_2/f_{ce} = 2.5$ darstellt. Das Verhältnis der gemessenen Wellenlängen sei:

$$a = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{k_{\perp 2}}{k_{\perp 1}} \tag{28}$$

und das Argument für die Dispersionsgleichungen (vgl. 5):

$$x = \frac{k_\perp v_{\perp e}}{\omega_{ce}} = k_\perp r_{ce} \tag{29}$$

dann folgt aus diesen Definitionen:

$$v_{\perp e} = \frac{f_1 \lambda_1 x_1}{1} = \frac{f_2 \lambda_2 x_2}{\nu_2} \qquad (30)$$

$$\frac{x_2}{x_1} = a \text{ (Auswertungsparameter)} \qquad (31)$$

und für die Dispersionsbeziehungen

$$\left(\frac{f_1}{f_{pe}}\right)^2 = E_1(x_1) \qquad (32)$$

$$\left(\frac{f_2}{f_{pe}}\right)^2 = E_2(x_2) \qquad (33)$$

in dem die Ausdrücke für $E_1(x_1)$ und $E_2(x_2)$ in Anhang A.1 durch die Gleichungen (A2) und (A3) gegeben sind. Aus (32) und (33) läßt sich f_{pe} eliminieren:

$$E_1(x_1) = \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2 E_2(ax_1) \qquad (34)$$

Aus (34) läßt sich sodann x bestimmen, da ja a nach (28) aus dem Experiment bekannt ist. Diese Bestimmung kann entweder graphisch oder numerisch geschehen.

<u>Graphische Lösung:</u> Die Kurven I und II (Fig.13) sind wie folgt definiert:

I $\quad E_1(x) \quad$ als Funktion von $\ln x$

II $\quad \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2 E_2(x) \quad$ als Funktion von $\ln x$

Kurve II ist gegenüber Kurve I um einen Abstand <u>ln a</u> nach links horizontal verschoben. Die Ordinate des Schnittpunktes (P) beider Kurven ergibt den von Gleichung (45) bestimmten Wert von $(f_1/f_{pe})^2$ und daher den Wert der Plasmadichte. Die Abszisse von (P) auf der ln-Achse jeder Kurve ergibt den Wert x_1 in I und x_2 in II. Das Einsetzen dieser Werte in die Gleichungen (30) ergibt die thermische Geschwindigkeit der Plasmaelektronen senkrecht zum Magnetfeld. Wenn für die "senkrechten Komponenten" der Elektronengeschwindigkeit eine Maxwellverteilung vorliegt, ist: $v_{\perp e} = \sqrt{2}\, v_T = \left(\frac{2 \varkappa T_{\perp e}}{m_e}\right)^{1/2}$. Ist die Verteilung isotrop, so gilt:

$$T_{\perp e} = T_{\parallel e} = T_e$$

Numerische Lösung: Um (34) zu lösen, suchen wir die Nullstellen der Funktion:

$$E_1(x) - (f_1/f_2)^2 E_2(ax) \qquad (35)$$

mit $E_1(x) > 0$ und $E_2(ax) > 0$ (36)

Die Nullstellen von Gleichung (35) wurden von einem IBM 7090 Computer im Bereich $0 < a < 1.7$ berechnet. Die Ergebnisse sind in Fig. 14 zusammengefaßt. Es ist klar, daß $a > o$ sein muß; während für $a > 1.683$ die Nullstellen von Gleichung (35) die Bedingungen (36) nicht erfüllen; diese Bedingungen verlangen, daß die Plasmadichte eine positive Größe sein soll.

Wenn z.B. der Wert von $a = 1{,}400$ experimentell gefunden wurde, ergibt die Vertikale in dieser Wert von a in Fig.14, Schnittpunkte mit den Kurven, aus denen man folgende Ergebnisse ablesen kann:

1) die Lösung $x = x_1$ von (35) und damit auch von (34) (Kurve I); und nach Substitution von x_1 in (30) den Wert von $v_{\perp e}$;
2) die Werte von $E_1 = (f_1/f_{pe})^2$ und $E_2 = (f_2/f_{pe})^2$ aus Kurve II und III, und daraus die Plasmadichte;
3) das Verhältnis der thermischen Elektronengeschwindigkeit zu der Phasengeschwindigkeit der Welle mit der Frequenz f_1 (Kurve IV).

Genauigkeit der Methode: Wenn der Auswertungsparameter $a = \lambda_1/\lambda_2$ mit einem experimentellen relativen Fehler $\frac{\Delta a}{a}$ behaftet ist, beeinflußt dieser Fehler die Genauigkeit der berechneten Werte der Plasmadichte und der thermischen Elektronengeschwindigkeit in der in Fig.15 dargestellten Weise. Die Kurven für $\Delta a/a = 5\,\%$ und $\Delta a/a = 10\,\%$ begrenzen den Bereich der im Experiment vorliegenden Messfehler. Wir stellen fest, daß die Genauigkeit der Bestimmung der Plasmadichte abnimmt, wenn $a > 1.3$ ist (Fig.15). Dies ist eine Folge der schwachen Abhängigkeit der E.M.P-Wellen von der Plasmadichte, wenn $(f/f_{pe})^2$ sehr klein wird. Diese letzten Folgerungen konnten schon aus den Dispersionskurven von Fig. 1 und 2 eingesehen werden.

Bestimmung eines einzigen Plasmaparameters: Wenn die Bedingung (25), aber nicht Bedingung (26) erfüllbar ist, kann nur die Wellenlängenmessung mit der Frequenz f_1 durchgeführt werden. Jedoch ist es noch möglich, entweder die Plasmadichte oder die thermische Elektronengeschwindigkeit zu bestimmen, wenn einer der beiden Plasmaparameter mit einer anderen Methode gemessen wurde. Wenn wir z.B. die Plasmadichte mit der oberen Hybrid-Resonanzmethode (wie in 4.2) bestimmt haben und deshalb $(f_1/f_{pe})^2$ kennen, können wir aus Fig. 2 die thermische Elektronengeschwindigkeit ermitteln.

5.3 Experimentelle Prüfung der Dispersionsbeziehung für E.M.P-Wellen

Die in diesem Kapitel beschriebene Methode muß, wenn sie konsistent ist, in der Lage sein, ihre Voraussetzungen - d.h. die Gültigkeit der von der Theorie gelieferten Dispersionsbeziehung - zu bestätigen. Wir benutzen hierzu Messungen, die in der Nähe der Achse an derselben Stelle (in Fig.19 mit l_a bezeichnet) und bei unverändertem Magnetfeld, d.h. bei derselben Dichte, jedoch bei verschiedenen in Fig. 19 bezeichneten Frequenzen gemacht wurden. Fig.20a zeigt die verschiedenen gemessenen Wellenlängen. Aus der Reihe der Frequenzen liefern uns die Wellenlängen mit $\nu = 1.5$ und $\nu = 2.5$ einen Wert von a (28) und, nach dem oben beschriebenen Verfahren, die Werte der Dichte, d.h. die Größen f_{pe}^2/f_{ce}^2 und $v_{\perp e}$ in der Plasmaschicht l_a.

Wir stellen fest (Fig. 20b), daß die Phasengeschwindigkeiten der Wellen ($v_{ph} = f. \lambda_\perp$) über den Bereich von $0.2\, v_{\perp e}$ bis $3\, v_{\perp e}$ verteilt sind.(Zweifellos ist damit die Bedingung $v_{ph} \ll c$ (3) für die elektrostatische Näherung erfüllt.)
Für eine Maxwellverteilung senkrecht zum Magnetfeld können wir nach der Definition (5) auch $v_T = (\varkappa T_e / m_e)^2 = v_{\perp e}/\sqrt{2}$ schreiben und die experimentellen Punkte mit den Abszissen $k_\perp v_T/\omega_{ce}$ in die Kurvenschar der Fig. 1b eintragen. Dies ist in Fig.20c geschehen (Kreise). Wir stellen fest, daß die Übereinstimmung sehr gut ist. Hieraus können wir u.a. schließen, daß etwaige Abweichungen von der Maxwellverteilung von einer Art sind, welche die Dispersionsbeziehung nicht merklich beeinflußt.

5.4 Gleichzeitige Transmission von zwei Frequenzen.

Ist die Entladung zeitlich genügend konstant, so können die Messungen mit den Frequenzen f_1 und f_2 nacheinander ausgeführt werden, jedoch ist es auch möglich, beide Messungen ohne viel zusätzlichen Aufwand gleichzeitig durchzuführen.

Ein Schema der Anordnung und der Auswertung der Ergebnisse ist in Fig.16 gegeben. Die zwei Frequenzgeneratoren (f_1 und f_2) sind mittels einer Hybridverzweigung mit der Sendeantenne verbunden (Fig.16a). Das an der Empfängerantenne aufgenommene Signal wird über einen Leistungsteiler (G.R.874 PDR) verteilt. Jeder Arm dieses Verbindungsstückes ist mit einem Zwischenfrequenzempfänger verbunden, der jeweils auf eine der angelegten Frequenzen abgestimmt ist. Um mögliche Störungen von harmonisch angeregten, unerwünschten Frequenzen der Oszillatoren zu vermeiden, kann man z.B. einen der Frequenzgeneratoren mit 1 kHz modulieren und einen entsprechenden Empfänger verwenden, der nur 1 kHz modulierten Signale aufnimmt. Die Ausgangsrichtspannungen beider Empfänger können an einem ($X - Y_1$, Y_2)Schreiber angeschlossen werden und die gleichzeitige Transmission als Funktion des Antennenabstandes gemessen werden (Fig. 16b).

Die Wellenlängen können für jede Meßfrequenz in verschiedenen Bereichen des Plasmaprofils abgelesen und wie in Fig. 16c aufgetragen werden. In den verschiedenen Plasmaschichten (l_i= i= 1,2,3..) können mit den jeweiligen Werten von $a = \lambda_1/\lambda_2$ die örtliche Plasmadichte und thermische Elektronengeschwindigkeit nach 5.2 berechnet werden. Solche Ergebnisse sind in Fig. 16d zusammengefaßt. Im allgemeinen ist die berechnete Fehlerschranke kleiner als 30 % und könnte um einen Faktor 2 oder mehr erniedrigt werden, wenn die experimentelle Information, die aus den Transmissionskurven erhalten wird, direkt von einem "Analog-Digital" Umrechnungssystem analysiert werden könnte.

6. Besprechung der experimentellen Ergebnisse

Wie schon in Kapitel 4 und 5 gesagt, eigenen sich die Transmissionsmessungen als Funktion des Abstandes zwischen den Antennen sehr gut, um das Plasma bei gegebenen Werten der Frequenzen (f/f_{ce}) zu untersuchen. Ein wichtiger Vorteil der Diagnostikmethode mit den E.M.P-Wellen ist, daß eine direkte Analyse der örtlichen Werte der Plasmadichte und der Elektronentemperatur gemacht werden kann. Die mikroskopische Störung der Plasmaparameter durch die fortlaufende Plasmawelle ist vernachlässigbar, außerdem sind die E.M.P-Wellen nicht wesentlich abhängig von der Geometrie der Antennen.
In den folgenden Abschnitten bringen wir zunächst eine Analyse des Plasmas. Sodann werden die Ergebnisse, welche mit der E.M.P-Wellendiagnostik erhalten wurden, mit den Ergebnissen anderer Methoden verglichen. Wir wenden uns dann den Erscheinungen zu, die wesentlich auf der Inhomogenität des Plasmas beruhen, d.h. die Grenzen für die Ausbreitung der E.M.P-Wellen werden bestimmt und ihre Umwandlung in andere Wellentypen wird untersucht.

6.1 Plasmaparameter im ARGLOW

Plasmaparameter (n_e, T_e), die mit der E.M.P-Wellendiagnostik in unmittelbarer Umgebung der Entladungsachse in Abhängigkeit von Magnetfeld und Entladungsstrom bestimmt wurden, sind in Fig.17 zusammengefaßt. Die gestrichelten Linien verbinden die jeweiligen Werte von T_e und n_e, die bei gleichen Magnetfeldern gemessen wurden.

Ergebnisse in der ARGLOW-I Anordnung bei konstantem Magnetfeld und Änderung des Entladungsstromes sind in Fig. 17 a, b dargestellt. Wir stellen fest, daß die Plasmadichte monoton mit dem Entladungsstrom zunimmt (Fig. 17a), während die Elektronentemperatur, die gleichzeitig bestimmt wurde, abnimmt (Fig. 17b). Diese Abhängigkeiten erklären sich aus der Abnahme der Plasmaverluste, welche mit zunehmendem Magnetfeld einerseits die Dichte erhöhen und andererseits die zur Aufrechterhaltung der Entladung notwendige Elektronentemperatur herabsetzen [46], [47].

In Fig. 17c, d werden Ergebnisse, die mit der ARGLOW-I-(Kurve I) und der ARGLOW-II-(Kurve II) Anordnung gemessen wurden, verglichen. Wir sehen, daß die Absolutwerte der Plasmadichte in der Plasmasäule zwischen der Kathode und der Anode (Anordnung I) und die Werte der Plasmadichte hinter der Gitteranode (Anordnung II) sehr ähnlich sind, während die Elektronentemperatur im Fall II 20 % bis 30 % niedriger ist als im Fall I. Die Temperaturabnahme im Fall II wird verständlich, wenn man berücksichtigt, daß hinter der Gitteranode die Aufheizung aufhört und die Rekombination langsam genug vor sich geht, sodaß ein teilweiser Temperaturausgleich stattfinden kann.
Hinter der Gitteranode driften die Elektronen parallel zum Magnetfeld mit etwa der gleichen "parallelen" Geschwindigkeit, die sie zwischen der Kathode und der Gitteranode aufgenommen haben. Hinter der Gitteranode ist die Beschleunigung der Elektronen fast null, dadurch nimmt die Zahl der energiereichen Elektronen, die eine Ionisation bewirken, schnell ab und das Plasma geht durch Diffusion und Rekombination allmählich verloren. Wenn man zum Beispiel die Vakuumpumpgeschwindigkeit durch allmähliches Schließen des Ventils über der Diffusionspumpe verringert, fängt die driftende Plasmasäule an, sich zu verkürzen, und dieser Prozess beginnt - wie zu erwarten ist - bei der auf Wandpotential liegenden Endplatte.

Die aufgezeichneten Ergebnisse sind in Wirklichkeit nur ein kleiner Teil der durchgeführten Messungen; jedoch zeigen sie deutlich die starke Abhängigkeit der verschiedenen Plasmaparameter untereinander. Zur Charakterisierung des Plasmas in der ARGLOW-Apparatur seien folgende Größen (berechnet aus den typischen, gemessenen Daten: Neutraldruck $p = 3 \times 10^{-4}$ Torr, $n_e = 10^{10}$ cm^{-3}, $T_e = 3.4$ eV) angegeben:

1) der Ionisationskoeffizient: $\frac{n_e}{n_o + n_e} = \underline{5.10^{-4}}$

2) die freie Weglänge der Elektronen zwischen zwei elastischen Stößen mit den neutralen Argon-Atomen ($n_o = 1.8 \cdot 10^{13}$ cm^{-3} bei Zimmertemperatur $T_n = 300$ ^oK) mittels der Formel:

$$l_c = \frac{T_n}{273 \cdot p \cdot P_c} = \underline{45.7 \text{ cm}}$$

wobei für Argon $P_c = 80$ [48] eingesetzt wurde, was der Stoßzahl von einem Elektron auf 1 cm Strecke bei 1 Torr und 0° C Gastemperatur entspricht.

3) die Stoßfrequenz zwischen Elektronen-Neutralen für Impulsübertragung [48] :

$$\nu_c = \frac{(2 \varkappa T_e/m_e)^{1/2}}{\ell_c} = \underline{2.4 \text{ MHz}}$$

4) die Stoßfrequenz zwischen Elektronen-Neutralen für Energieübertragung (proportional zu $\frac{m_e}{m_{Argon}} = 1.375 \times 10^{-5}$) :

$$\frac{m_e}{m_A} \nu_c = \underline{32 \text{ Hz}}$$

5) die Elektronen-Elektronen Stoßfrequenz wurde aus Spitzer [18] entnommen (vgl. (2)), mit $\ln \Lambda = 13$ ($n_e = 10^{10}$ cm^{-3}, $T_e = 5 \times 10^4$ ^oK)

$$\nu_{ee} = \underline{435 \text{ kHz}}$$

Daraus folgt, daß : $\frac{m_e}{m_A} \nu_c \ll \nu_{ee} \ll \nu_c$ und DELCROIX [49] nennt ein solches Plasma "mittelmäßig" ioniziert. Das bedeutet, daß die Coulombwechselwirkung unter den Elektronen hauptsächlich für die Thermalisierung der Elektronen verantwortlich ist (weil $m_e/m_A \nu_c \ll \nu_{ee}$), während die Relaxation der Anisotropie der Elektronengeschwindigkeit durch die Stöße der Elektronen mit den Neutralen geregelt wird ($\nu_{ee} \ll \nu_c$) [49] . Die Energieübertragung auf die Argonatome ist so gering, daß wir daraus schließen können, daß die Temperatur der positiven Ionen der Zimmertemperatur der neutralen Argonatome entspricht. Die Ionen bilden deswegen nur einen "fast bewegungslosen" Ladungshintergrund für die "warmen" Plasmaelektronen.
Die theoretischen Annahmen (1) (2) für die Beschreibung des Plasmas durch die "Vlasov Gleichungen" [16] sind also gut erfüllt: $N_D = 3 \cdot 10^5 \gg 1$ und f^{-1} ($\simeq 10^{-8}$ sec.) $< \tau_{ee}$ ($\simeq 10^{-5}$ sec.). Die Bedeutung der niederen Stoßzahlen ($\frac{\nu_c}{f} < 10^{-3}$) für die Ausbreitung der Plasmawellen wurde bereits unter 3.1 hervorgehoben.

6.2 Vergleich der Plasmaparameter mit anderen Diagnostik-Methoden

Vergleich mit der oberen Hybridresonanz-Methode: In Fig. 17e sind die gemessenen Werte der Plasmadichte (Anordnung I), die
a) aus der oberen Hybridresonanz-Methode und
b) aus der E.M.P-Wellendiagnostik bestimmt wurden, nochmals aufgetragen und miteinander verglichen. Wir stellen fest, daß die Übereinstimmung der Ergebnisse der Plasmadichte aus beiden genannten Meßmethoden sehr gut ist; die absoluten Abweichungen sind kleiner als 5 %. Dies bestätigt deutlich die Möglichkeit, E.M.P-Wellen zur Bestimmung der Plasmadichte zu verwenden. Die so bestimmten Dichtewerte streuen nicht mehr als die mit der oberen Hybridresonanz-Methode gewonnenen, obwohl die abgeschätzten Fehlerschranken der Plasmadichten mit der E.M.P-Wellendiagnostik wesentlich größer sein können.

Vergleich mit Langmuirsonden-Messungen, Anisotropie der Elektronengeschwindigkeiten: In Fig. 18a, b sind Plasmadichte und Elektronentemperatur dargestellt, wie sie in der Achse der Plasmasäule der ARGLOW-I-Anordnung mit folgenden Diagnostikmethoden gemessen wurden:
a) mit der E.M.P-Wellendiagnostik
b) aus der oberen Hybridresonanz
c) mit einer kugelförmigen Langmuirsonde (Radius: $r_p = 0.5$ mm)

Wie bekannt, kann aus der Steigung der logarithmischen Auftragung des Elektronenanlaufstromes über der Sondenvorspannung die Elektronentemperatur abgeleitet werden, wenn eine Maxwell-Verteilung vorliegt [50] . Dies ergibt:

$$\frac{\varkappa T_e}{e} = -\left(d \ln I(_e-) / dU\right)^{-1} \qquad (37)$$

Die Plasmadichte kann, solange $\lambda_D/r_p \ll 0.01$ ist, aus dem positiven Ionensättigungsstrom berechnet werden [51] :

$$I_{(+)} = K \cdot n_e \cdot A_s \cdot e \cdot (2 \varkappa T_e/m_A)^{1/2} \qquad (38)$$

wobei
A_s = effektive Sammeloberfläche (=Sondenoberfläche) der Ionen ist
K = ein geometrischer Faktor ist:
0.4 für Zylindersonden
0.8 für Kugelsonden

Wie schon oben erwähnt, stimmen die Werte der Plasmadichten aus den Diagnostikmethoden a) und b) innerhalb 5 % überein. Die Plasmadichten aus c) sind um etwa 40 % zu groß, wenn wir K = 0.8 in Gleichung (38) einsetzen und um 15 % zu groß, wenn K = 1 (wie in Fig.18a angegeben). Diese Diskrepanz ist nicht erstaunlich, da im Experiment λ_D/r_p zwischen 0.3 und 0.6 liegt und die Gültigkeit von (38) nicht mehr erwartet werden kann.

Die Übereinstimmung der Elektronentemperaturen, die mit den Methoden a) und c) erhalten wurden, ist bei kleinen Magnetfeldern nicht befriedigend. Jedoch kann diese Diskrepanz einer Anisotropie der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen zugeschrieben und aus den verschiedenen Arbeitsprinzipien beider Diagnostikmethoden erklärt werden. Wie in 2.2 erläutert, hängt die "senkrechte" Ausbreitung der E.M.P-Wellen nur von der Energie der Elektronen senkrecht zum Magnetfeld ab. Demgegenüber können hauptsächlich nur die Elektronen, die sich entlang der die Langmuir-Sondenoberfläche treffenden Magnetfeldlinien bewegen, zum Sondenstrom beitragen. Das bedeutet, daß die Kennlinien, gemessen mit den Langmuirsonden, hauptsächlich eine Probeentnahme der Elektronen mit einer Geschwindigkeitsverteilung parallel zum Magnetfeld darstellen. Deswegen wird die Interpretation der gemessenen Temperatur mehr einer "Parallel"-Temperatur der Elektronen entsprechen [50]. Die Langmuirsondenergebnisse aus Fig. 18b (obere Kurve) sind vergleichbar mit Ergebnissen von BICKERTON und VON ENGEL [46], jedoch sind ihre Erklärungen des Einflusses des Magnetfeldes auf die Plasmadichte und die Elektronentemperatur auf den Fall begrenzt, daß die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen isotrop ist.

Es ist klar, daß bei den geringen Stoßzahlen die Relaxation der zugeführten Energie nur unvollständig sein kann. Dies gilt besonders für Elektronen, welche einen Kathodenfall durchlaufen haben. Dieser ist vermutlich für die höheren Werte von $T_{\parallel e}$ verantwortlich, die mittels der Langmuirsonde gemessen wurden. Während die Abnahme der elektrischen Feldkomponente in axialer Richtung mit zunehmendem Magnetfeld einfach zu verstehen ist [46] (die radialen Plasmaverluste sind erniedrigt), ist die Abhängigkeit des elektrischen Feldes senkrecht zum Magnetfeld von der Art

der Diffusion des Plasmas senkrecht zum Magnetfeld stark beeinflußt [47] (der resultierende, partielle Elektronendruck $p_e = n_e \varkappa T_e$ ist keine skalare Größe, sondern $p_{\perp e}(r) = n_e(r) \varkappa T_{\perp e} \neq p_{\parallel e}(r) = n_e(r) \varkappa T_{\parallel e}$).

Die abnehmende Elektronentemperaturanisotropie, die bei steigendem Magnetfeld (und auch bei höheren Plasmadichten) festgestellt wird, erscheint mit Ansteigen des Neutralgasdrucks noch deutlicher. Meßergebnisse mit den obengenannten Diagnostikmethoden a), b) c), die mit α) 3×10^{-4} Torr und β) 6×10^{-4} Torr durchgeführt wurden, werden in Fig. 18 c, d verglichen. Wenn der Gasdruck erhöht wird, steigt die Plasmadichte leicht an (Fig. 18c), während die Temperatur, gemessen mit der Langmuirsonde, im Fall β wesentlich geringer ist.

Der Einfluß des angelegten elektrischen Feldes parallel zum Magnetfeld ist in der ARGLOW-II-Anordnung hinter der Gitteranode stark reduziert. Dies folgt aus den Meßergebnissen, die in Fig. 18 e, f zusammengefaßt sind. Wir stellen fest, daß die mit der Langmuir-Sonde gemessene Elektronentemperatur (Fig. 18f, Kurve c)) als Funktion des Magnetfeldes fast konstant bleibt; die Absolutwerte sind jedoch mindestens um einen Faktor zwei größer als die Temperaturen, die mit der E.M.P-Wellendiagnostik bestimmt wurden (Fig. 18f, Kurve a)).

Aus diesen Vergleichsmessungen der Plasmaparameter im ARGLOW können wir zusammenfassend schließen , daß :

1) die Dichtebestimmung mit den Langmuirsonden noch die relativen Änderungen der Plasmadichte liefert, aber eine absolute Eichung nur mit der oberen Hybridresonanz- oder der E.M.P-Wellendiagnostikmethode gemacht werden kann;

2) die Ergebnisse der Elektronentemperatur, abgeleitet aus den Langmuir-Kennlinien, werden vom elektrischen Feld parallel zum Magnetfeld stark beeinflußt und werden am ehesten als eine "parallele" Elektronentemperatur verstanden, im Gegensatz zur "senkrechten" Elektronentemperatur, die durch die E.M.P-Wellendiagnostik ermittelt wird;

3) die Elektronentemperaturanisotropie mit steigendem Magnetfeld, Plasmadichte und Neutralgasdruck geringer wird; jedoch bleibt die gesamte mittlere Energie der Elektronen: $E_{th} = \frac{3}{2}(\varkappa T_e) = \varkappa T_{\perp e} + \frac{1}{2}\varkappa T_{\parallel e}$ (z.B. berechnet aus den Daten von Fig. 18 b, d, f) innerhalb $\pm$ 5 % konstant.

6.3 Ausbreitung der E.M.P-Wellen in einem schwach-inhomogenen Plasma

Wie in Fig.19 gezeigt, hängt die Ausbreitungsgrenze, r_l, der E.M.P-Wellen von ihrer Frequenz ab. Wir wollen zunächst die Plasmaparameter und den Grad ihrer Inhomogenität an dieser Stelle abschätzen. Nach Fig. 21b wurden Plasmazonen bestimmt, in denen die mit den beiden Frequenzen (ν_1 = 1.5 und ν_2 = 2.5) - Fig. 21a - gemessenen Wellenlängen konstante Werte ergaben. Hieraus wurden die jeweiligen Werte von $T_{\perp e}$ und n_e nach 5.2 berechnet. Die Ergebnisse sind in Fig. 21c, d zusammengefaßt. Wir stellen fest, daß die reziproken, im Experiment vorkommenden Wellenlängen größer sind als die Werte von $\nabla_r T_{\perp e}/T_{\perp e}$ und $\nabla_r n_e/n_e$ und damit die Voraussetzungen für die Ausbreitung der E.M.P-Wellen in einem schwach-inhomogenen Plasma (vgl. 9) erfüllt sind. Wir sehen außerdem (Fig. 21e), daß die Plasmadichten in den Punkten A, B und C gut mit dem auf den Punkt C normierten Ionenstromprofil (Kugelsonde $\emptyset$ = 1 mm) übereinstimmen. Daraus ist zu folgern, daß das Ionenstromprofil im betrachteten Bereich das radiale Dichteprofil gut wiedergibt.

In Fig. 22a sind über dem Plasmaradius die Werte der Plasmafrequenz $f_{pe}(r)$ und die entsprechende obere Hybridfrequenz $f_{hy}(r) = \sqrt{f_{ce}^2 + f_{pe}^2(r)}$, die mit den Dichten des Plasmaprofils von Fig. 21e übereinstimmen, aufgetragen. In diesem Diagramm sind auch die Radien (r_ℓ) angedeutet, bis zu denen sich die E.M.P-Wellen mit den in Fig. 19 angegebenen Frequenzen ausbreiten könnten. Für einen bestimmten Wert von ν endet z.B. die Ausbreitung der aus einem Gebiet größerer Dichte kommenden E.M.P-Welle in der Plasmaschicht l_ν^*. Die entsprechenden Werte von $f_{pe}(l_\nu^*)$ und $f_{hy}(l_\nu^*)$ wurden aus Fig. 22a abgelesen und als normierte Größen in Fig. 22b (Kurve I und II) aufgetragen.

Wir beobachten, daß für die Plasmaschicht, in der die Ausbreitung der E.M.P-Wellen aufhört, folgende Bedingungen gelten:

a) für $2.4 \leq \nu \leq 2.7$ ist $f_{hy}(l_\nu^*) \lesssim f$

b) für $1.6 \leq \nu \leq 2.0$ ist $f_{hy}(l_\nu^*) \gtrsim f$

c) für $1.0 < \nu < 1.6$ ist $f_{hy}(l_\nu^*) > f$

Das bedeutet, daß in den Frequenzbereichen a) und b) die experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Abschätzungen in 2.3 übereinstimmen; was außerhalb der Schicht mit diesen kritischen Plasmadichtewerten geschieht, wird später besprochen.

In dem Frequenzbereich c) breiten sich die E.M.P-Wellen nicht bis zu der erwarteten Dichtegrenze aus. Wenn wir die verschiedenen Gültigkeitsbedingungen, die in Kapitel 2 aufgezählt wurden, prüfen, finden wir, daß die Inhomogenität des Plasmaprofils nicht direkt das vorzeitige Verschwinden der E.M.P-Wellen erklären kann. Auch gibt es keinen Grund, anzunehmen, daß die Stoßdämpfung der E.M.P-Wellen in dem Frequenzbereich c) wirksamer sei als in dem von a) oder b). Ein direkter Nachweis von Landaudämpfung dieser kurzwelligen E.M.P-Wellen konnte bis jetzt nicht gemacht werden. Wie aus 2.4 folgt, hängt die Landaudämpfung empfindlich von $\alpha_n = \frac{\omega + n\omega_{ce}}{k_\parallel v_T \sqrt{2}}$ ab und ist für $\alpha_n^2 \gg 1$ zu vernachlässigen. Die tatsächliche Größe von $k_\parallel$ ist jedoch nicht bekannt und für eine grobe Abschätzung nehmen wir an:

$k_\parallel = \frac{\pi}{\lambda_\parallel/2} \simeq \frac{\pi}{l_2}$ (l_2 = Antennenlänge, vgl. Fig. 6). Aus den Daten für $\nu = 1.2$ (siehe Fig. 20a), $k_\perp = 66\ cm^{-1}$ und $k_\parallel \approx 2\ cm^{-1}$ ergibt sich $\alpha_{n=1}^2 = (16.2)^2 = 262.44$; dieses Resultat läßt keine Landaudämpfung erwarten ($k_\perp \gg k_\parallel$, [33], [34]).

Bis jetzt können wir keine physikalische Erklärung für diese unerwartete und vorzeitige Dämpfung der E.M.P-Wellen in den Frequenzbereich oberhalb ω_{ce} geben. Wir stellen nur fest, daß diese letzten Beobachtungen etwas mit der Aussage von JACKSON [52], daß kollektive Schwingungen in einem Plasma nur physikalisch sinnvoll bleiben, solange ihre Wellenlänge größer als einige Debyelängen sind, gemeinsam haben. Die Bedingung:

$$k \lambda_D \ll 1 \qquad (39)$$

kann für den Fall, daß die Plasmawellen sich senkrecht zum Magnetfeld ausbreiten, umgeändert werden in:

$$\frac{k_\perp v_T}{\omega_{ce}} \ll \frac{f_{pe}}{f_{ce}} \qquad (40)$$

oder äquivalent

$$\left(\frac{k_\perp c}{\omega}\right)^2 \left(\frac{v_T}{c}\right)^2 \ll \left(\frac{f_{pe}}{f}\right)^2 \qquad (41)$$

Nicht alle Wellenlösungen der Dispersionsgleichungen (4), wie in den Figuren 1a und 1b dargestellt, können die Bedingungen (40) oder (41) erfüllen, was zur Folge hat, daß für bestimmte Werte von den Frequenzen (f, f_{ce}, f_{pe}) keine E.M.P-Wellen beobachtet werden.

Zum Beispiel erscheint der Wert von $\frac{k_\perp v_T}{\omega_{ce}} \simeq \left(\frac{f_{pe}}{f_{ce}}\right) = 2.52$, der in Fig. 20a berechnet wurde, als der Grenzwert der gemessenen Werte von $k_\perp v_T/\omega_{ce}$ bei abnehmendem ν (siehe Fig. 20c). Tatsächlich erfüllt für $\nu = 1.1$ die theoretisch zu erwartende Wellenlänge die Bedingung (40) nicht, und experimentell wurden bei der Frequenz $f = 1.1\ f_{ce} = 550$ MHz (Fig. 19) auch keine E.M.P-Wellen mehr gemessen.

Anhand der in Fig. 22 a, b zusammengefaßten Daten stellen wir fest, daß folgende Bedingungen für die E.M.P-Wellen, die in dem Frequenzbereich $1.1 < \nu \leq 1.4$ gemessen wurden, bestehen:

$$1 < \frac{v_T}{v_{phase}} \leq \frac{f_{pe}(l_\nu^*)}{f} \qquad (42)$$

Mit anderen Worten: E.M.P-Wellen können sich mit Phasengeschwindigkeiten ausbreiten, die kleiner als die thermische Elektronengeschwindigkeit sind, solange die örtliche Plasmafrequenz größer als die Wellenfrequenz ist, $f_{pe}(r) > f$. Dies stimmt mit Bedingung (41) überein. Außerhalb der kritischen Plasmaschicht l_ν^* nimmt die Plasmafrequenz weiter ab und Bedingung (41) ist nicht mehr erfüllt. Auf diese Weise wird für $\nu \to 1.0$ der Bereich des Plasmaprofils, in dem die Wellenlösungen die Bedingung (42) befriedigen können, schmäler (in Übereinstimmung mit den Messungen, Fig. 19).

Aus diesem Abschnitt können wir schließen, daß sich die E.M.P-Wellen - wie erwartet - in einem abnehmenden Plasmadichte-Profil ausbreiten können bis zu einem kritischen Dichtewert, der in bestimmten Frequenzbereichen sehr nahe bei der oberen Hybridfrequenz liegt.

6.4 Umwandlung und Reflexion von E.M.P-Wellen

Die Tatsache, daß sich die E.M.P-Wellen nur bis zu einer bestimmten Dichteschicht r_1 ausbreiten, bedeutet nicht, daß an dieser Stelle ihre Energie vollständig absorbiert wird. Die verschiedenen Möglichkeiten der Anregung ("Cavity"-Moden [11], "Wave-guide"-Moden [30], "Strip-line" Anordnungen [28], [29], [31] und außerhalb der Plasmasäule aufgestellten Dipol-Antennen [58]) zeigen bereits, daß langwellige, quasi-transversale-elektromagnetische (Q.T.X) Wellen in kurzwellige E.M.P-Wellen übergehen können. Dieser Vorgang muß auch umkehrbar sein.

<u>Umwandlungs-Bedingungen:</u>

Wie schon beschrieben [32] und in 2.3 gesagt, können wir im Prinzip diesen Übergang der Wellentypen vorzugsweise dort erwarten, wo die Ausbreitungsgrenze der E.M.P-Wellen liegt, d.h. in einer Schicht des Plasmaprofils, in der die Gruppengeschwindigkeit der E.M.P-Wellen verschwindet [21]. Fig. 1b zeigt, daß das der Fall ist für $1 < \omega/\omega_{ce} < 2$, wenn die durch $\omega_{pe} = (\omega^2 - \omega_{ce}^2)^{1/2}$ definierte "hybride-Schicht" erreicht wird ($k_\perp = 0$). Für $\omega/\omega_{ce} > 2$ gibt es jedoch zwei Dichte-Stellen, an denen $v_{gr} = 0$ wird.

Der erste (niedrige) Dichtewert entspricht der Dispersionskurve (mit Parameter $\omega_{pe}^2/\omega_{ce}^2$), die bei einem gegebenen ω/ω_{ce} die Horizontale tangential berührt. Dieser Dichtewert bestimmt für diesen ω/ω_{ce} die minimale Plasmadichte bei der Ausbreitung der "Rückwärts" E.M.P-Welle (d.h. die Ausbreitungsgrenze r_1 in einem inhomogenen Plasmaprofil) und gleichzeitig beim Übergang von "Vorwärts"- in "Rückwärts"-Welle.

Der zweite (größere) Dichtewert entspricht, wie für $\omega/\omega_{ce} < 2$ der "hybride-Schicht" und bestimmt bei einem gegebenen ω/ω_{ce} gleichzeitig die maximale Plasmadichte, die für die Ausbreitung der "Vorwärts" E.M.P-Welle erlaubt ist.

Diese "kritischen" Plasmadichtewerte bewirken, daß die allgemeine Bedingung (10) für die Umwandlung der E.M.P-Wellen erfüllt ist; jedoch müssen wir noch prüfen, ob bei diesen Werten der Übergang in eine transversale, elektromagnetische Welle möglich ist. Diese Übergangsbedingungen wollen wir zunächst in einem sogen. C.M.A.-Diagramm [6b] feststellen.

In einem Diagramm(mit dem normierten Frequenzen: $f_{pe}^2/f^2, f/f_{ce}$) sind die Nullstellen und Pole des Brechungsindex der Q.T.X Wellen [6b]:

$$N^2 = \frac{k^2 c^2}{\omega^2} = 1 - \frac{(f_{pe}/f)^2 \left[1 - (f_{pe}/f)^2\right]}{1 - (f_{pe}/f)^2 - (f_{ce}/f)^2} \qquad (43)$$

dargestellt. Diese Werte teilen die (Plasmadichte)- und (Magnetfeld)$^{-1}$-Ebene in Ausbreitungs- und Cut-off-Gebiete (Fig. 22c) und wir sehen, daß hier Polstelle und "hybride-Schicht" gleichbedeutend sind (Kurve p_o), während für $(f_{pe}/f)^2 = 1 \pm f_{ce}/f$ Nullstellen auftreten (Kurven p_1 und p_2).

Wie schon in 2.3 angedeutet, können wir Umwandlung von E.M.P- in Q.T.X-Wellen in die oben definierte "hybride-Schicht" (vgl. Kurve p_o in Fig. 22c) erwarten, soweit sich beide Wellentypen bis zu dieser "hybriden Schicht" ausbreiten können (reeller Brechungsindex). Anhand eines Beispiels wollen wir die Frequenzbereiche feststellen, bei denen "Rückwärts"-E.M.P-Wellen, die sich von innen her radial ausbreiten, in Q.T.X-Wellen übergehen können.

Die experimentellen Plasmadichten $(f_{pe}(1_\nu^*)/f)^2$ an den Ausbreitungsgrenzen (r_1) der in Fig. 19 gemessenen Wellen (für verschiedene ν's) sind in das C.M.A.-Diagramm übertragen worden (markierte Punkte in Fig. 22c). Wir sehen, daß für $2.4 \leq \nu < 2.8$ die im Experiment gefundene Ausbreitungsgrenze gerade noch in einem Cut-Off-Bereich liegt, während sie sich für $1 < \nu < 2$ im Bereich (b) der "hybriden-Schicht" anschmiegt und erst für $\nu < 1.6$ davon abweicht.(Auf dieses Abweichen wurde schon in 6.3 eingegangen.) Daraus können wir folgern, daß eine Umwandlung in dem Frequenzbereich (b) unterhalb der zweiten Elektronzyklotron-Harmonischen zu erwarten ist [21], solange der Tilgungsbereich - der dem Cut-Off der Q.T.X-Welle entspricht - klein ist gegenüber der Wellenlänge der Q.T.X-Welle. Eine experimentelle Prüfung dessen folgt aus Fig. 22d, und dieses Meßergebnis wollen wir im nächsten Punkt ausführlich detaillieren.

Übergang von E.M.P-Wellen in Q.T.X-Wellen:

Während es verhältnismäßig einfach ist, im Experiment durch Verschieben der Empfangsantenne (Fig. 19) die Ausbreitungsgrenze r_1 zu bestimmen, ist die Zone, in welcher ein Übergang der E.M.P-Welle in die Q.T.X-Welle stattfindet, schwieriger zu ermitteln.

Zunächst soll der experimentelle Nachweis erbracht werden, daß eine solche Umwandlung stattfindet. Einer Sendeantenne in der Plasmaachse steht eine Empfangsantenne in einer Zone geringer Dichte gegenüber ($r > r_1 + r_{evan}$, r_{evan} = Tilgungsbereich, vgl. Fig.22a); in Fig. 22c übertragen, liegt diese Dichte unterhalb der Kurve p_1. Variiert man bei fester Sendefrequenz das Magnetfeld, so entsteht das in Fig. 22d dargestellte Bild. Wir beobachten für $f_{ce}/f > 1/2$ Wellensignale von der Art, wie sie schon früher (4.2 , Fig. 10a) erklärt wurden, obwohl am Ort der Empfangsantenne keine E.M.P-Wellen mehr vorhanden sein können. Wir erklären die Interfrequenzerscheinung damit, daß sich in Q.T.W-Wellen übergegangene E.M.P-Wellen zu dem direkt gekoppelten Q.T.X-Signal am Ort der Empfangsantenne addiert haben. Ihre Phase ist dabei durch die Phase der E.M.P-Wellen am Ort ihrer Umwandlung bestimmt und daher in der früherer beschriebenen Weise (4.2) vom Magnetfeld abhängig. Auf ihrem Weg zur Antenne müssen die Q.T.X-Wellen noch eine "Cut-Off"-Zone (r_{evan} in Fig. 22a) von einigen Millimetern Ausdehnung durchlaufen, was jedoch wegen ihrer großen Wellenlänge nicht schwierig ist.

Nähern wir sodann sukzessive die Empfangsantenne der Sendeantenne (vgl. Fig. 23a), wobei wir wiederum für jede Position das Magnetfeld variieren, so erhalten wir die Kurvenfolge von Fig. 23b. Zunächst wird hierbei das empfangene Signal stärker, ohne daß sich dabei der Abstand der Spitzen ändert. Für $r_1 < r_1$ (in den Originalkurven ist festzustellen, daß 41 mm $\geq r_1 \geq$ 36 mm im Frequenzbereich $1/2 < f_{ce}/f < 0.6$) nimmt jedoch die Periode der Spitzenstruktur ab. Wir schließen daraus, daß wir in ein Gebiet eingetreten sind, in dem sich tatsächlich E.M.P-Wellen ausbreiten, von denen mit abnehmendem Abstand r_1 weniger Wellenlängen zwischen r_1 hineinpassen (vgl. Fig.10a); mit anderen Worten: wir befinden uns innerhalb der Ausbreitungsgrenze (r_1) der E.M.P-Wellen.

Bemerkungen zu den Umwandlungseigenschaften:

1) Die Umwandlung der E.M.P-Wellen wurde auch in anderen Frequenzbereichen untersucht; wir stellten lediglich fest, daß die optimalen Bedingungen für Umwandlung bei Frequenzen (f, f_{ce}, f_{pe}) erfüllt sind, bei denen keine "Vorwärts" E.M.P-Wellen auftreten können (z.B. unterhalb der zweiten und dritten Elektronzyklotronharmonischen) und die Ausbreitung der "Rückwärts"-Welle in der "hybriden-Schicht" aufhört.

2) Ähnliche Beobachtungen wurden vor kurzem vorgetragen [53], [54], [55].

3) Auch die Umkehrbarkeit des Wellen-Übergangseffektes wird beobachtet. Als die Sonden-Empfängerfunktionen der zwei Antennen ausgewechselt wurden (Fig. 23a), wurden die gleichen Transmissionskurven wie in Fig. 23b gemessen.

4) Der Umwandlungseffekt und seine Umkehrbarkeit machen es möglich, die Sendeantenne auch außerhalb des Plasmas aufzustellen. Dies kann für die Wellendiagnostik im Inneren des Plasmas von Vorteil sein.

5) Eine weitere Anwendung der Umwandlungs-Eigenschaft könnte eine Lösung des Problems von Unterbrechungen der Funkverbindungen mit einem in die Erdatmosphäre eintretenden Raumschiff (Re-entry problem [56], [57]) bieten. Durch die Anlagerung eines schwachen, magnetostatischen Feldes an die Raumschiffantenne, das von einem inhomogenen Plasmasog umhüllt ist, könnten sich die ausgestrahlten, modulierten Radiosignale als fast angedämpfte Elektrostatische Magnetoplasma-Wellen senkrecht zu der angebrachten Magnetfeldrichtung ausbreiten und bei richtig ausgewählten Frequenzen in transversale, elektromagnetische Wellen übergehen, die sich im Vakuum und in der Luft weiter ausbreiten können.

Reflexion von E.M.P-Wellen:

Wir beobachten "überlagerte" Wellensignale (z.B. in Figur 23b, unterste Kurve) für $f_{ce}/f > 1/2$, wenn der Abstand zwischen beiden Antennen klein ist ($r_1 \leq 12$ mm) und beide Antennen in der Nähe der Achse der Plasmasäule aufgestellt sind. Nur bei Entladungsströmen

zwischen 150 mA und 400 mA werden diese eigentümlichen Signale, die den E.M.P-Wellesignalen überlagert sind, beobachtet.
In gewissen Transmissionskurven von HARP [12] sind schon Andeutungen dieser "Überlagerungseffekte" zu finden, ebenso in den von Müller [58] an der gleichen experimentellen Anordnung durchgeführten Messungen. Diese Erscheinungen, die wir als Reflexion der "Rückwärts"-E.M.P-Wellen an der "hybriden Schicht" identifizieren konnten [32], wurden noch deutlicher in sogenannten "gepulsten" Transmissionsmessungen beobachtet [14], [59].
Da die elektrischen Feldverteilungen der zylindersymmetrisch laufenden Wellenfronten innerhalb des Plasmavolumens nicht gemessen wurden, können wir zur Erklärung dieser festgestellten Überlagerungssignale nur ein stark vereinfachtes Modell geben.

Wir nehmen an, daß ein Teil der vom Zentrum ausgehenden Welle an einem bestimmten Radius r_c reflektiert wird und dabei einen stehenden Anteil des Wellenfeldes innerhalb r_c erzeugt. Das empfangene Signal wird dann nicht nur von der Phase der direkten Welle, sondern auch von der Anregungsbedingung für die stehende Welle abhängen. Fig. 24 zeigt das an einem Beispiel, bei dem zwei Wellensignale gleichzeitig im Inneren und am Rand des durch r_c definierten Gebietes gleichzeitig aufgenommen wurden. Empirisch wurde für $1.6 < \nu < 2$ $r_c \approx r_\ell$ gefunden; oder anders ausgedrückt, daß die Reflexionen und die Umwandlung der "Rückwärts" E.M.P-Wellen in der gleichen "hybriden-Schicht" des Plasmaprofils stattgefunden hat.

7. Zusammenfassung

Die Untersuchungen konnten die theoretischen Dispersionsbeziehungen für Elektrostatische Magnetoplasmawellen (abgek. E.M.P-Wellen) bestätigen, wenn diese sich senkrecht zu einem statischen, das Plasma einschließenden Magnetfeld ausbreiten.

Mit Transmissionsmessungen als Funktion des Magnetfeldes konnte die Plasmadichte auf der Achse der Entladungssäule mit 5 %iger Genauigkeit bestimmt werden und das Magnetfeld selbst bis zu 0.1 % genau geeicht werden.

Mit Transmissionsmessungen als Funktion des Abstands zwischen den Antennen quer zur Plasmasäule konnten die Wellenlängen der E.M.P-Wellen mit einer Genauigkeit von 3 % bis 5 % gemessen werden.

Es wurde eine Diagnostikmethode entwickelt, um mit den gemessenen Wellenlängen bei den Frequenzen $f = 1.5\ f_{ce}$ und $f = 2.5\ f_{ce}$ die Werte der Plasmadichte n_e und der Elektronentemperatur $T_{\perp e}$ in der Ebene senkrecht zum Magnetfeld zu bestimmen. Die Genauigkeit dieser Methode, die eine gleichzeitige Bestimmung von $T_{\perp e}$ und n_e in verschiedenen Zonen des Plasmaprofils liefert, wurde diskutiert.

Ein Vergleich mit Langmuirsonden-Messungen zeigte bei kleinen Magnetfeldern einen beträchtlichen, aus dem Mechanismus der Entladung deutbaren Unterschied zwischen $T_{\perp e}$ und $T_{\parallel e}$.

Die Ausbreitungsgrenzen der E.M.P-Wellen wurden in einem schwach inhomogenen Plasmaprofil untersucht. Sie liegen - wie erwartet - nah an der "hybriden-Plasmaschicht"; für Frequenzen $1 < f/f_{ce} < 1.5$ weichen sie beträchtlich davon ab.

Die Umwandlung von E.M.P-Wellen in quasi-transversale, elektromagnetische Wellen mit Frequenzen $f < nf_{ce}$ $(n = 2,3)$ wurde festgestellt; die Übergangszone nahe der "hybriden-Plasmaschicht" konnte geprüft werden. Für $f < 2\ f_{ce}$ wurden partielle Reflexionen der E.M.P-Wellen an dieser "hybriden-Schicht" beobachtet.

D A N K

Herrn Professor Wienecke möchte ich für sein Interesse an dieser Arbeit und für seine wertvollen Anregungen danken.

Herrn Dr. R. Croci, Herrn Dr. G. Müller, Herrn Dr. V. P_iffl danke ich für zahlreiche klärende Diskussionen und Herrn Dr. H-M. Mayer für wertvolle Vorschläge zur Verbesserung des Manuskriptes.

Herrn Dr. von Gierke danke ich für die Förderung dieser Arbeit sowie die finanzielle Unterstützung, die ich durch seine Anregung von Euratom und dem Institut für Plasmaphysik GmbH erhielt.

Den Herren Technikern und Ingenieuren unserer Abteilung möchte ich für ihre Hilfe bei dem Aufbau der Apparaturen herzlich danken.

Mein besonderer Dank gilt Frau M. Walter für die Aufstellung der Rechenprogramme, Frau U. Heinecke für die Fertigstellung des Bildmaterials und Fräulein Barbara Schön bei der Übersetzung dieses Manuskriptes.

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH, München-Garching, und Euratom über die Zusammenarbeit auf dem Gebiet der Plasmaphysik fertiggestellt.

Anhang A.1:

Die Dispersionsgleichungen (4) können für $\nu \neq n$ wie folgt ausgedrückt werden:

$$0 = 1 + \left(\frac{f_{pe}}{f}\right)^2 \frac{\nu^2}{\mu} \left[1 - \frac{\nu}{\sin \pi \nu} \int_0^{\pi} \exp(-\mu \cos\psi) \cos(\nu \psi) \, d\psi \right. \qquad (A.1)$$

wobei das Integral für die Werte von $\nu = m + \frac{1}{2}$ (m = ganze Zahl) integriert werden kann [9] .

Für m = 1 tritt in (A.1) folgendes Integral auf:

$$I = \int_0^{\pi} \exp(-\mu \cos\psi) \left(\cos\psi \cos\frac{\psi}{2} - \sin\psi \sin\frac{\psi}{2}\right) d\psi$$

Wir führen zwei Substitutionen durch:

a) $\frac{\psi}{2} = \varphi$

b) $\sqrt{2\mu} \sin\varphi = y$

$I = I_1 + I_2$ nach Substitution (a)

wobei

$$I_1 = 2 \int_0^{\pi/2} \exp(-\mu \cos 2\varphi) \cos 2\varphi \cos\varphi \, d\varphi$$

$$I_2 = -2 \int_0^{\pi/2} \exp(-\mu \cos 2\varphi) \sin 2\varphi \sin\varphi \, d\varphi$$

Nach Substitution (b) und aufeinanderfolgender partieller Integration ergibt sich:

$$I_1 = \left(1 + \frac{1}{2\mu}\right) \frac{2\exp(-\mu)}{\sqrt{2\mu}} \int_0^{\sqrt{2\mu}} \exp(y^2) \, dy - \frac{\exp(\mu)}{\mu}$$

$$I_2 = + \frac{2\exp(-\mu)}{2\mu\sqrt{2\mu}} \int_0^{\sqrt{2\mu}} \exp(y^2) \, dy - \frac{+\exp(\mu)}{\mu}$$

Mit den Definitionen $x = \sqrt{2\mu} = \frac{k_\perp v_{\perp e}}{\omega_{ce}} = k_\perp r_{ce}$ (5) und $S(x) = \exp(-x^2) \int_0^x \exp(y^2) \, dy$, komplexes Fehlerintegral [45], hier für reale Argumentwerte, erhalten wir für die Dispersionsgleichung der E.M.P-Wellen mit $\nu_1 = f/f_{ce} = 1.5$:

$$\left(\frac{f}{f_{pe}}\right)^2 = \frac{13.5(x^2 + 2)}{x^5} S(x) - \frac{4.5(x^2 - 6)}{x^4} = E_1(x) \qquad (A.2)$$

Für m = 2 reduziert sich das Integral aus (A.1) nach den Substitutionen (a), (b) und aufeinanderfolgender partieller Integration in:

$$I = I_1 + I_2 + I_3$$

wobei

$$I_1 = \frac{-2\exp(-\mu)}{\sqrt{2\mu}} \int_0^{\sqrt{2\mu}} \exp(y^2)\, dy$$

$$I_2 = \frac{-4\exp(-\mu)}{\mu\sqrt{2\mu}} \left(1 + \frac{3}{4\mu}\right) \int_0^{\sqrt{2\mu}} \exp(y^2)\, dy + \frac{3}{\mu^2} \exp(\mu)$$

$$I_3 = \frac{-4\exp(-\mu)}{\mu\sqrt{2\mu}} \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4\mu}\right) \int_0^{\sqrt{2\mu}} \exp(y^2)\, dy + \left(\frac{3}{2\mu} - 1\right)\frac{2}{\mu} \exp(\mu)$$

Damit erhalten wir für die Dispersionsgleichung der E.M.P-Wellen mit $\nu_2 = f/f_{ce} = 2.5$

$$\left(\frac{f}{f_{pe}}\right)^2 = \frac{62.5(x^4+6x^2+12)}{x^7} S(x) - \frac{12.5}{x^2} - \frac{125(6 - x^2)}{x^6} = E_2(x) \qquad (A.3)$$

Um die Dispersionsgleichungen (A.2, A.3) als Funktion von x zu lösen, verwenden wir die Reihenentwicklung des Fehlerintegrales [45] :

$$S(x) = x \exp(-x^2) \sum_{k=0}^{+\infty} \frac{(x)^{2k}}{(2k + 1)\, k!}$$

Literatur:

1	E.P. GROSS	Phys.Rev. 82, 232 (1951)
2	A.G. SITENKO K.N. STEPANOV	Sov. Phys. JETP, 4, 512 (1957)
3	I.B. BERNSTEIN	Phys. Rev. 109, 10 (1958)
4	Yu.N.DNESTROVSKII D.P. KOSTOMAROV	Sov.Phys. JETP, 14, 1089 (1962)
5a	F.W. CRAWFORD G.S. KINO H.H. WEISS	Phys. Rev. Lett. 13, 229 (1964)
5b	F.W. CRAWFORD H.H. WEISS	Plasma physics, 8, 21 (1966)
6a	T.H. STIX	The Theory of Plasma waves, McGraw-Hill Book, N-Y, (1962) chapter 8
6b	T.H. STIX	cfr./6a/, chapter 1
6c	T.H. STIX	cfr./6a/, chapter 9
6d	T.H. STIX	cfr./6a/, chapter 3 and 10
6e	T.H. STIX	cfr./6a/, chapter 2
7	P.M. STONE P.L. AUER	Phys. Rev. 138, 695 (1965)
8	H. DREICER	Phys. Fluids 8, 1568 (1965)
9	E. CANOBBIO R. CROCI	Phys. Fluids 9, 549 (1966)
10	I.P. SHKAROFSKY	Phys. Fluids 9, 570 (1966)
11a	S.J. BUCHSBAUM A. HASEGAWA	Phys. Rev. Lett. 12, 685 (1964)
11b	S.J. BUCHSBAUM A. HASEGAWA	Phys. Rev. 143, 303 (1966)
12a	R.S. HARP	Appl. Phys. Lett. 6, 51 (1965)
12b	R.S. HARP	Proc.VIIth Int.Conf.Phen.Ioniz.Gases, Beograd 1965
13a	F.W. CRAWFORD R.S. HARP T.D. MANTEI	J. Geophys. Res. 72, 57 (1967)
13b	F.W. CRAWFORD R.S. HARP T.D. MANTEI	Phys. Rev. Lett.17, 626 (1966)
14	T.D. MANTEI	SUIPR report n° 194, Stanford, August 1967

15a	F.W. CRAWFORD	Nucl. Fusion 5, 73 (1965)
15b	F.W. CRAWFORD	Proc.VIIIth Int.Conf. Phen.Ioniz.Gases, Wien 1967
15c	F.W. CRAWFORD	Proc.NATO Advanced Study Institute, Røros, Norway 1968
16	A.A. VLASOV	(reprint) Sov. Phys. Uspekhi 10, 721 (1968)
17	N. ROSTOKER M. ROSENBLUTH	Phys. Fluids 3, 1 (1960)
18	L. SPITZER	Physics of Fully Ionized Gases, Interscience Publishers, 2nd edit. 1962, chapter 5
19	W.P. ALLIS S.J. BUCHSBAUM	Nuclear Fusion 2, 49 (1962)
20	T.H. STIX	Phys. Rev. Lett. 15, 878 (1965)
21	R. CROCI	IPP report 6/55, Garching-Munich, Februar 1967
22	D.E. BALDWIN	J. Plasma Phys. 1, 289 (1967)
23	H.H. KUEHL	Phys. Rev. 154, 124 (1967)
24	E. CANOBBIO R. CROCI	Proc.VIth Int.Conf.Phen.Ioniz.Gases,Paris 1963
25	J. REM F.W. SLUIJTER M.P.H. WEENINK	Physica 37, 393 (1967
26	V. KOPECKY J. PREINHAELTER J. VACLAVIK	J. Plasma Phys. 3, 179 (1969)
27	T.H. STIX	Phys. Fluids 3, 19 (1960)
28	S. GRUBER G. BEKEFI	Phys. Fluids 11, 122 (1968)
29	F. LEUTERER	Plasma Physics, 11, 615 (1969)
30	S. TANAKA	J. Phys. Soc. Jap. 21, 1804 (1966)
31	H.J. SCHMITT G. MELTZ P.J. FREYHEIT	Phys. Rev. 139, 1432 (1965)
32	A. CLINCKEMAILLIE	Proc.NATO Advanced Study Institute, Røros, Norway 1968
33	J.A. TATARONIS F.W. CRAWFORD	Proc.VIIth Int.Conf.Phen.Ioniz.Gases, Beograd 1965

34	B. HULTQVIST	Proc.NATO Advanced Study Institute, Røros, Norway 1968
35	F. LLEWLLYN-JONES	The Glow Discharge, Methuen & Co, London 1966
36	F.W. CRAWFORD R.S. HARP T.D. MANTEI	J. Appl. Phys. 38, 5077 (1967)
37	R. BUCKLEY	Proc.NATO Advanced Study Institute, Røros, Norway 1968
38	F.E. TERMAN	Electronic & Radio Engineering, McGraw-Hill, N-Y, 1955, chapt. 16
39	M.A. HEALD C.B. WHARTON	Plasma Diagnostics with microwaves, John Wiley, N-Y, 1965, section 9.5
40	J.D. JACKSON	Classical Electrodynamics, John Wiley, N-Y, 1948, chapt. 9
41	R.K. FISHER R.W. GOULD	Phys. Rev. Lett. 22, 1093 (1969)
42	H.H. KUEHL	J. Math. Phys. 43 (1964) 218
43	S. LEVITSKY I. SHASHURIN	Sov. Phys. Tech. Phys. 8, 319 (1963)
44	A. SOMMERFELD	Partielle Differentialgleichungen d.Physik, Bd. VI, S. 102, Akad. Verlag GEEST u. PORTIG K.-G., Leipzig 1947
45	J.B. ROSSER	Methods of Computation, Mapleton House Publ. N-Y 1948
46	R.J. BICKERTON A. von ENGEL	Proc. Phys. Soc. 69B, 468 (1956)
47	J.R. FORREST R.N. FRANKLIN	Brit. J. Appl. Phys. 17, 1061 and 1569 (1966)
48	S.C. BROWN	Basic Data of Plasma Physics, M.I.T.Press, N-Y 1959
49a	J.L. DELCROIX	Physique des Plasmas, Tome 2, Monographies Dunod, Paris 1966
49b	J.L. DELCROIX N. PEYRAUD	Proc.Symp.one-particle distr.funct.in Plasmas, BMwF-FB k 69-03, Marburg, Germany 1968
50	F.F. CHEN	Plasma Diagnostic Techniques, Eds. R. Huddlestone & S. Leonard, Academ.Press Inc. N - Y 1965

51	F.F. CHEN C. ETIEVANT D. MOSHER	Phys. Fluids 11, 811 (1968)
52	J.D. JACKSON	J. Nucl.Ener.Part C, Plasma Phys. 1, 171 (1960)
53	F. LEUTERER	Proc.IXth Int.Conf.Phen.Ioniz.Gases, Bukarest 1969
54	S. HIROE H.IKEGAMI	Proc.IXth Int.Conf.Phen.Ioniz.Gases, Bukarest 1969
55	H. KUEHL B. O'BRIEN G. STEWART	Proc.IXth Int.Conf.Phen.Ioniz.Gases, Bukarest 1969
56	H. HODARA	Proc. IRE 49, 1825 (1961)
57	J.E. DRUMMOND	Boeing Scient.res.Lab. D1-82-0698, October 1967
58	G. MÜLLER	IPP, Garching-Munich, private Mitteilung (1966)
59	F. LEUTERER	IPP, Garching-Munich, private Mitteilung (1969)

Verzeichnis der Figuren

1a, 1b	Dispersionsdiagramme der E.M.P-Wellen;
2	Lösungen der Dispersiongleichung für f/f_{ce} = 1.5 und 2.5;
3a, 3b	die ARGLOW Apparatur;
4	Beschreibung der Kathode;
5a, 5b, 5c	Sonden- und Antennenanordnung;
6	Beschreibung der Antennenaufsätze;
7	Hochfrequenz-Anordnung für Transmissionsmessungen;
8a, 8b	Transmission im Vakuum als Funktion des Antennenabstands;
9a	Transmission als Funktion des Magnetfeldes zur Eichung des Magnetfeldes und zur Bestimmung der Plasmadichte;
9b	Bestimmung der Plasmafrequenz mittels der oberen Hybridresonanz Methode;
10a	Transmission als Funktion des Magnetfeldes bei festem Antennenabstand;
10b	Transmission als Funktion des Antennenabstands bei konstantem Magnetfeld;
11	Beispiel der Auswertung der Wellenlängen-Messungen;
12	Meßfrequenzen und Anwendungsbereich der E.M.P-Wellen Diagnostikmethode;
13	Graphische Lösungsmethode;
14	Ergebnisse der numerischen Lösungsmethode;
15a, 15b	Theoretische Abschätzung der Genauigkeit der E.M.P-Wellen Diagnostik-Ergebnisse
16a	Hochfrequenz-Anordnung für gleichzeitige Transmission von zwei Frequenzen;
16b	Beispiel von gleichzeitiger Transmission als Funktion des Antennenabstands;
16c	Auswertung der jeweiligen Wellenlängen in dem radialen Plasmaprofil;
16d	Ausgewertete Plasmadichte und Elektronentemperatur in verschiedenen Radien;
17a, 17b	Plasmaparameter als Funktion des Magnetfeldes und des Entladungsstroms
17c, 17d	Vergleich von Plasmaparametern in der ARGLOW-I und -II Anordnung;

17 e	Vergleich der Plasmadichten, gemessen mit der oberen Hybridresonanz- und der E.M.P-Wellen Diagnostikmethode
18a, 18b	Vergleichsmessungen in ARGLOW-I mit drei verschiedenen Diagnostikmethoden
18c, 18d	Einfluß des Neutralgasdrucks auf die Elektronentemperaturanisotropie
18c, 18f	Vergleichsmessungen in ARGLOW-II
19	Transmission als Funktion des Antennenabstands bei verschiedenen Frequenzen
20a	Gemessene Wellenlängen in der Plasmaachse als Funktion der Meßfrequenzen
20 b	Normalizierte Werte der gemessenen Dispersionscharakteristiken
20 c	Vergleich der theoretischen und experimentellen Dispersionsdiagramme
21a	Beispiel von E.M.P-Wellen Diagnostik in einem inhomogenen Plasmaprofil
21b	Ergebnisse der Wellenlängen in dem Plasmaprofil
21c	Ausgewertete Plasmaparameter
21d	Graphische Darstellung der Ergebnisse aus Fig. 21c
21e	Plasmaprofilmessung: Ionensättigungsstrom als Funktion des Plasmaradius
22a	Ausbreitungsbereich der E.M.P-Wellen im Plasmaprofil
22b	Plasmaparameter-Bedingungen im Grenzbereich der E.M.P-Wellenausbreitung
22c	C.M.A Diagramm für die Q.T.X-Wellen und Grenzbedingungen für die Ausbreitung der E.M.P-Wellen
22d	Transmissionssignale, aufgenommen außerhalb des Ausbreitungsbereichs der E.M.P-Wellen als Funktion vom Magnetfeld
23a	Antennen-Anordnung
23b	Beispiele von Reflexionserscheinungen der E.M.P-Wellen und Übergang in Q.T.X-Wellen-Übertragung
24	Überlagerungssignale in Transmissionsmessungen als Funktion des Magnetfeldes.

Fig.1a

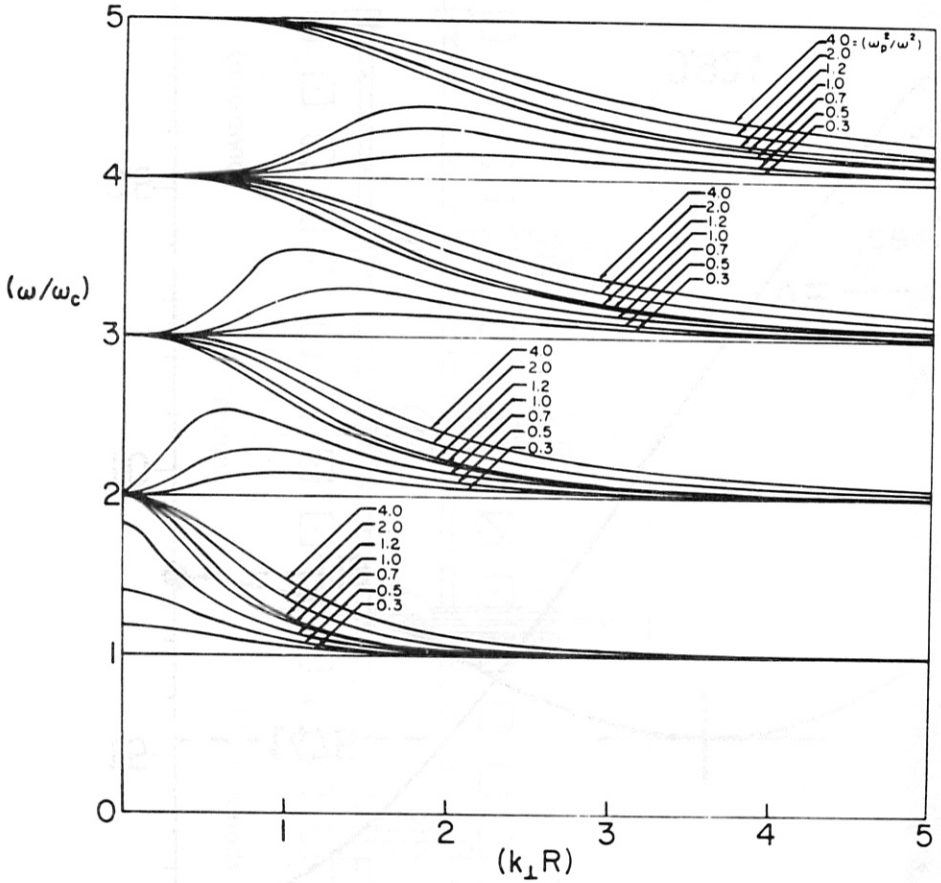
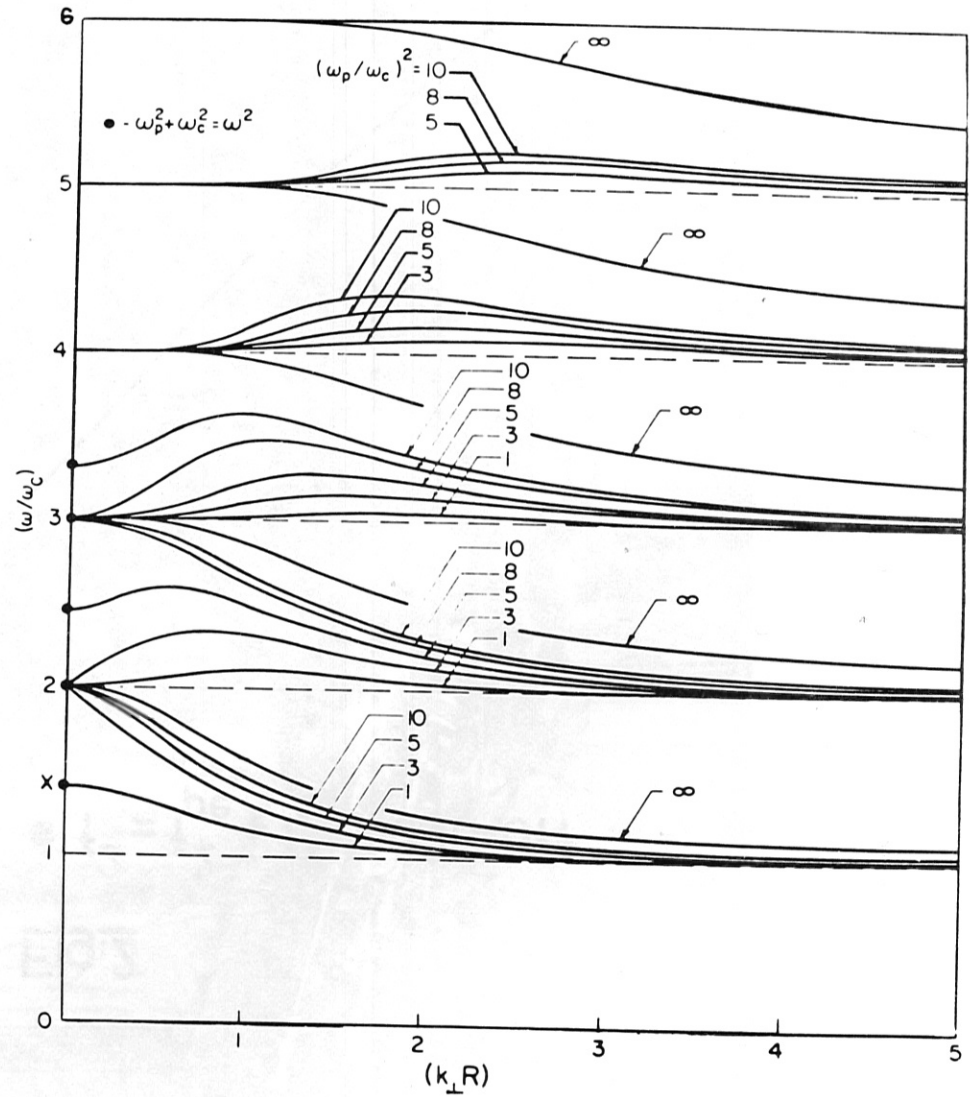

5
4
3
2
1
0
(ω/ω_c)
1
2
3
4
5
(k_⊥R)
4.0 = (ω_p²/ω²)
2.0
1.2
1.0
0.7
0.5
0.3

Fig.1b


6
5
4
3
2
x
1
0
(ω/ω_c)
1
2
3
4
5
(k_⊥R)
(ω_p/ω_c)² = 10
8
5
∞
• - ω_p² + ω_c² = ω²
10
8
5
3
1

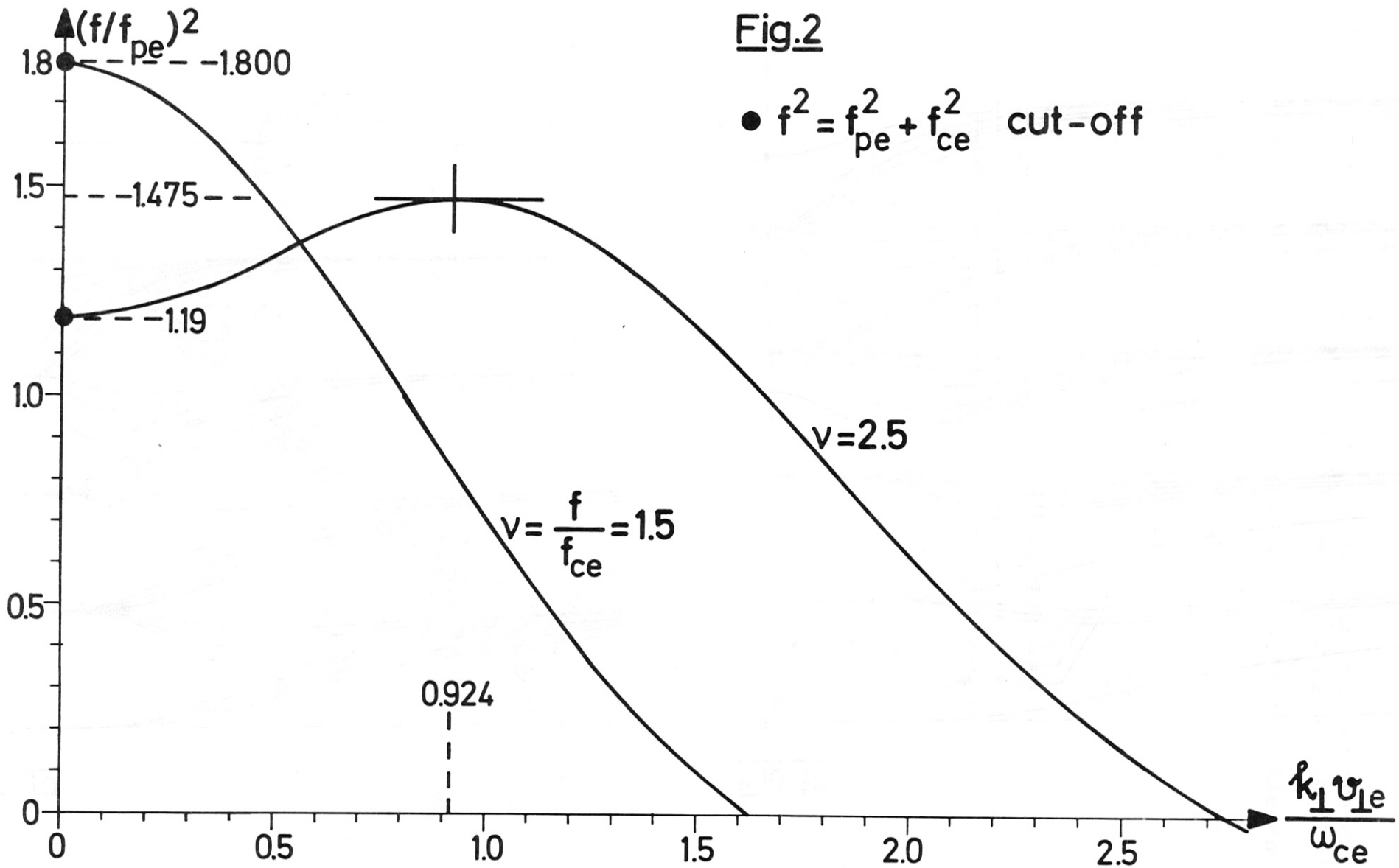


Fig.2

● $f^2 = f_{pe}^2 + f_{ce}^2$ cut-off

Fig.3a

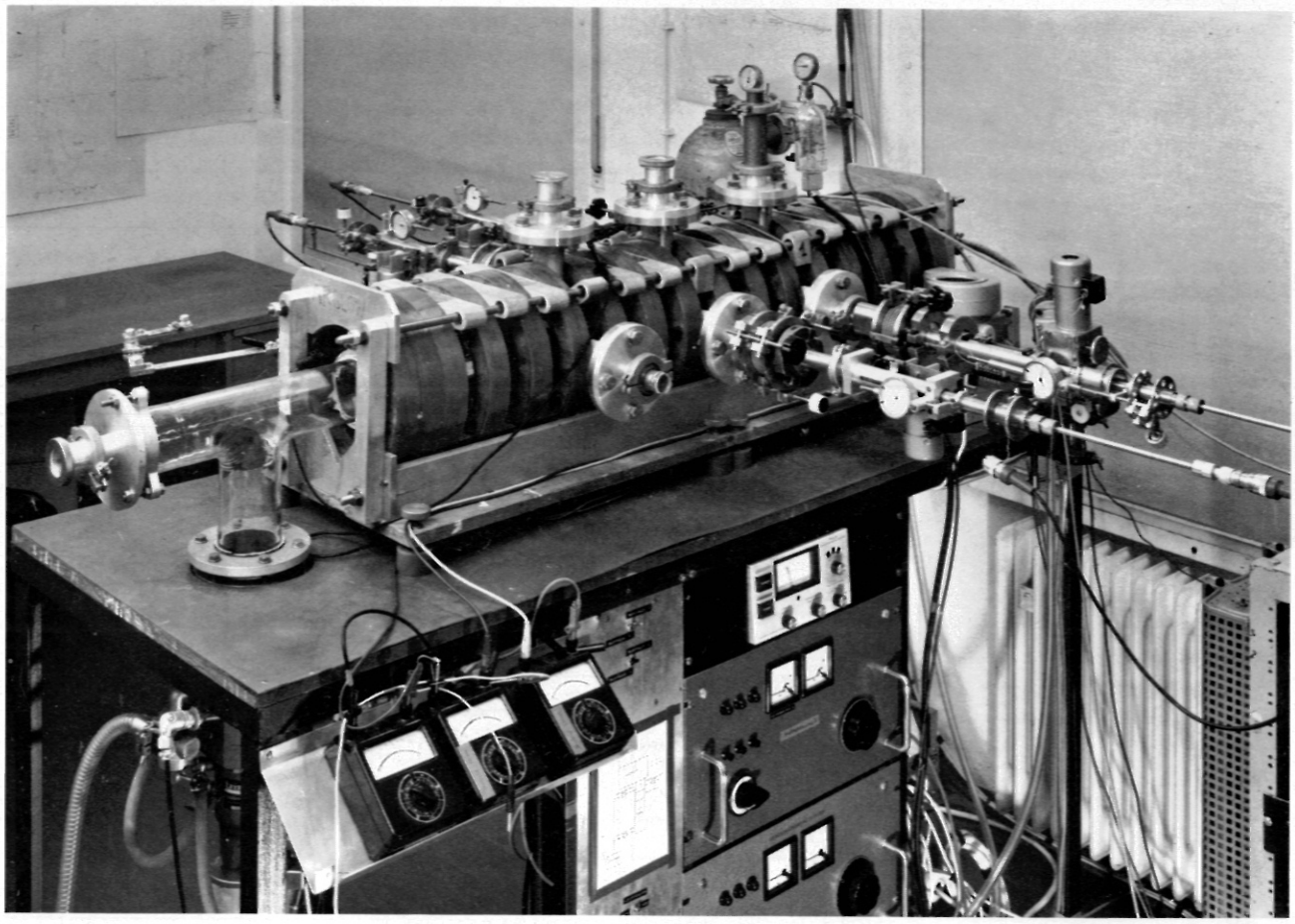
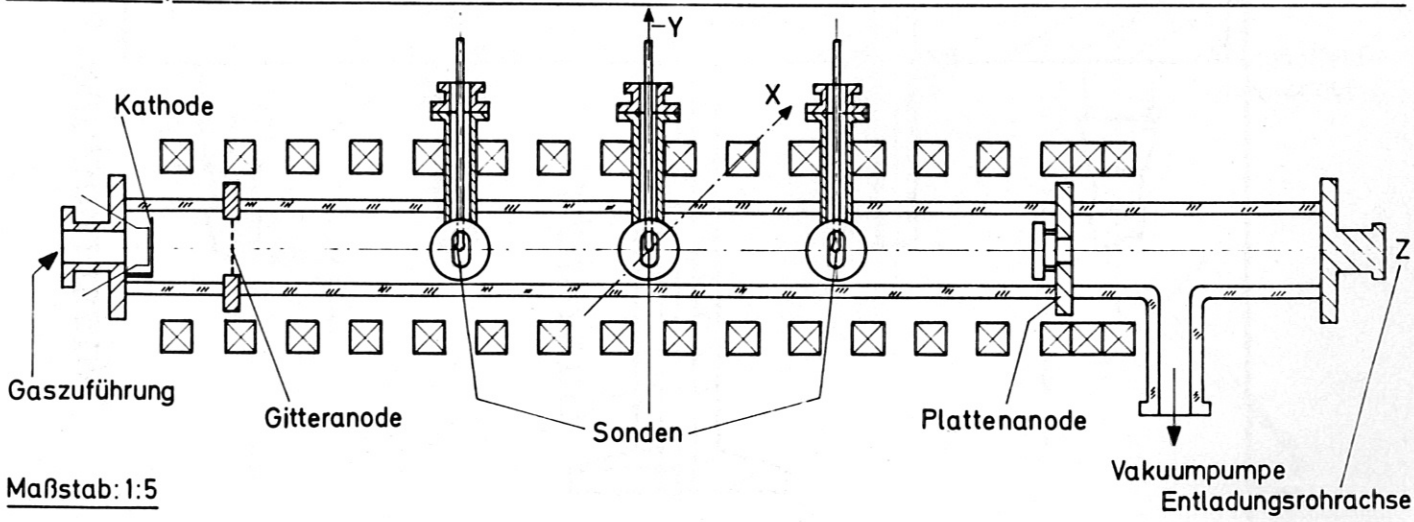


Fig.3b

ARGLOW Experiment



Maßstab: 1:5

Fig. 4

Kathodensystem

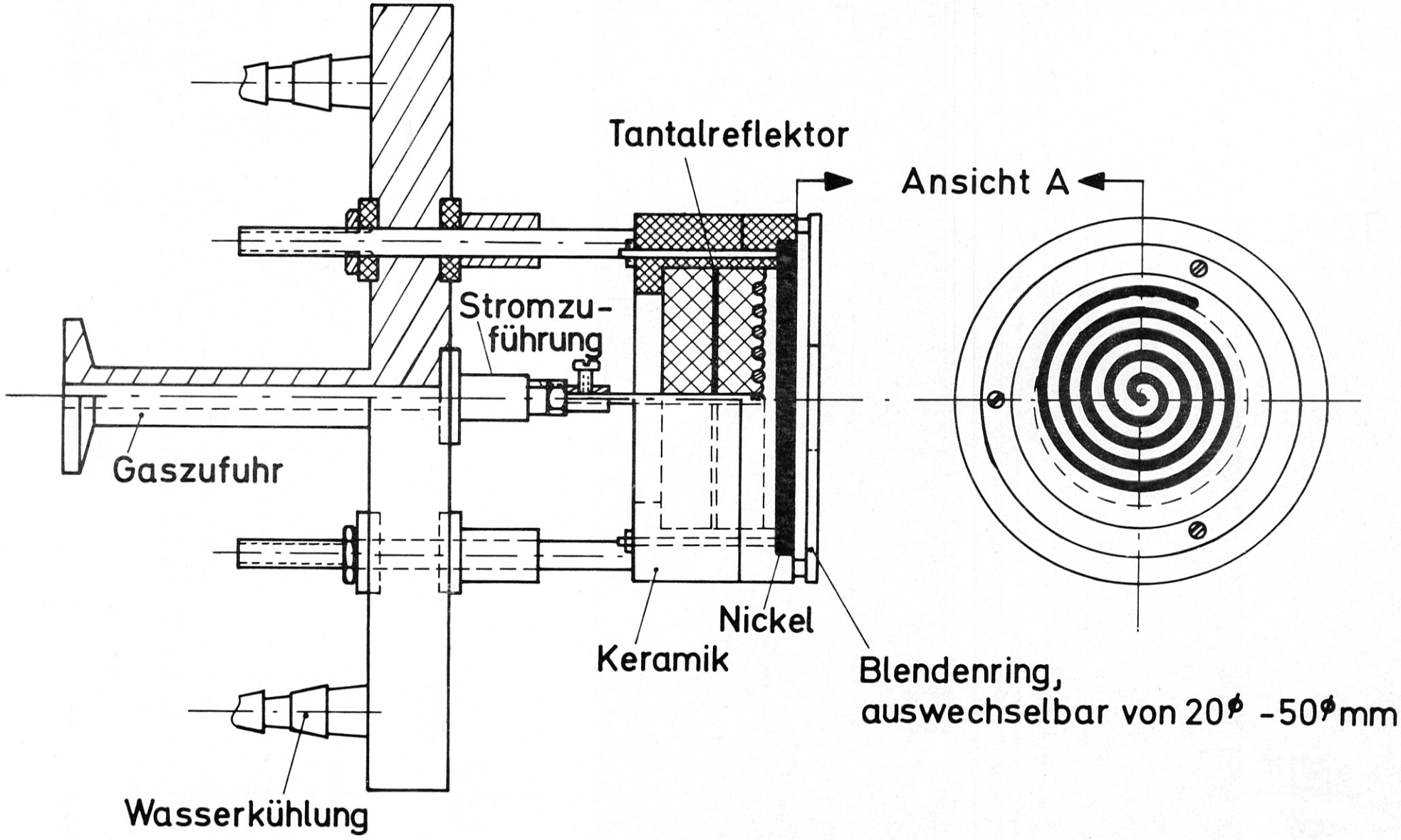


Fig.5a

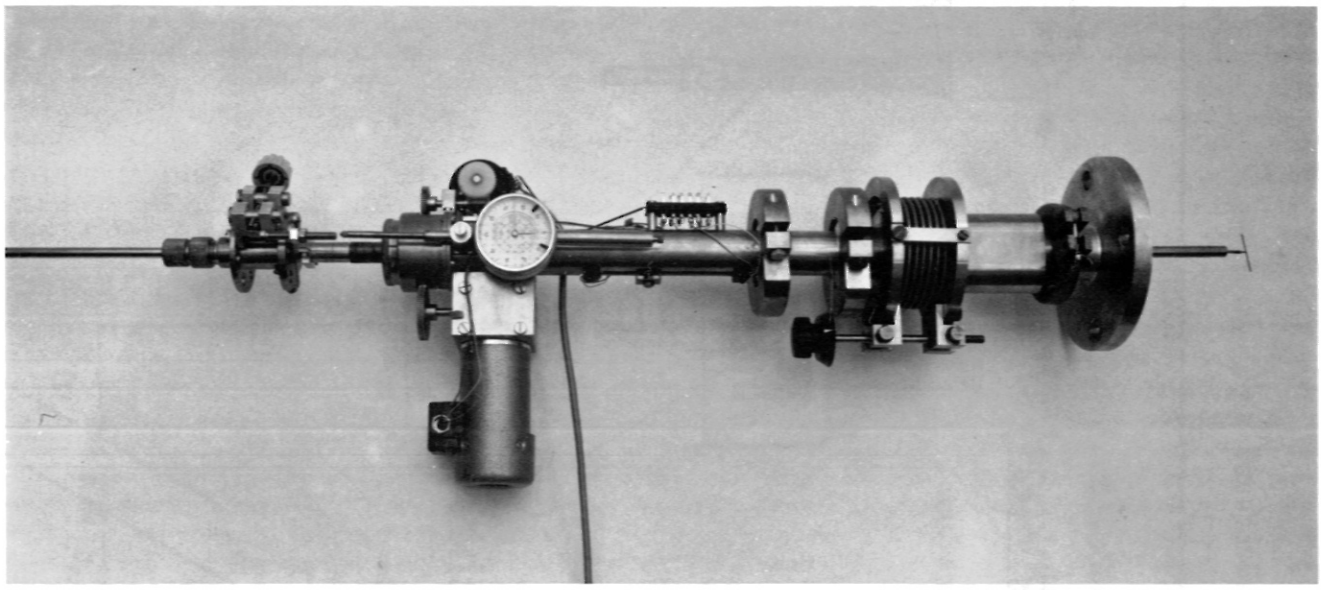


Fig.5b, 5c

Sondenanordnung

Fig.5b

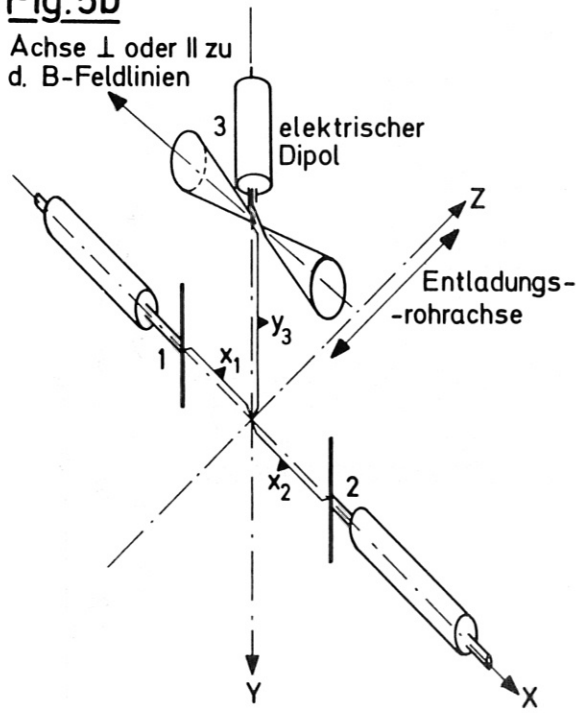


Fig.5c

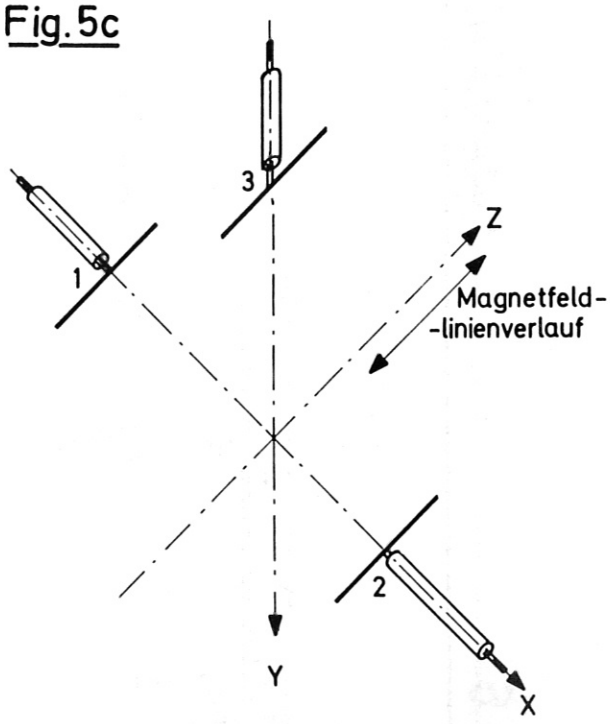


Fig.6 Antennenaufsätze

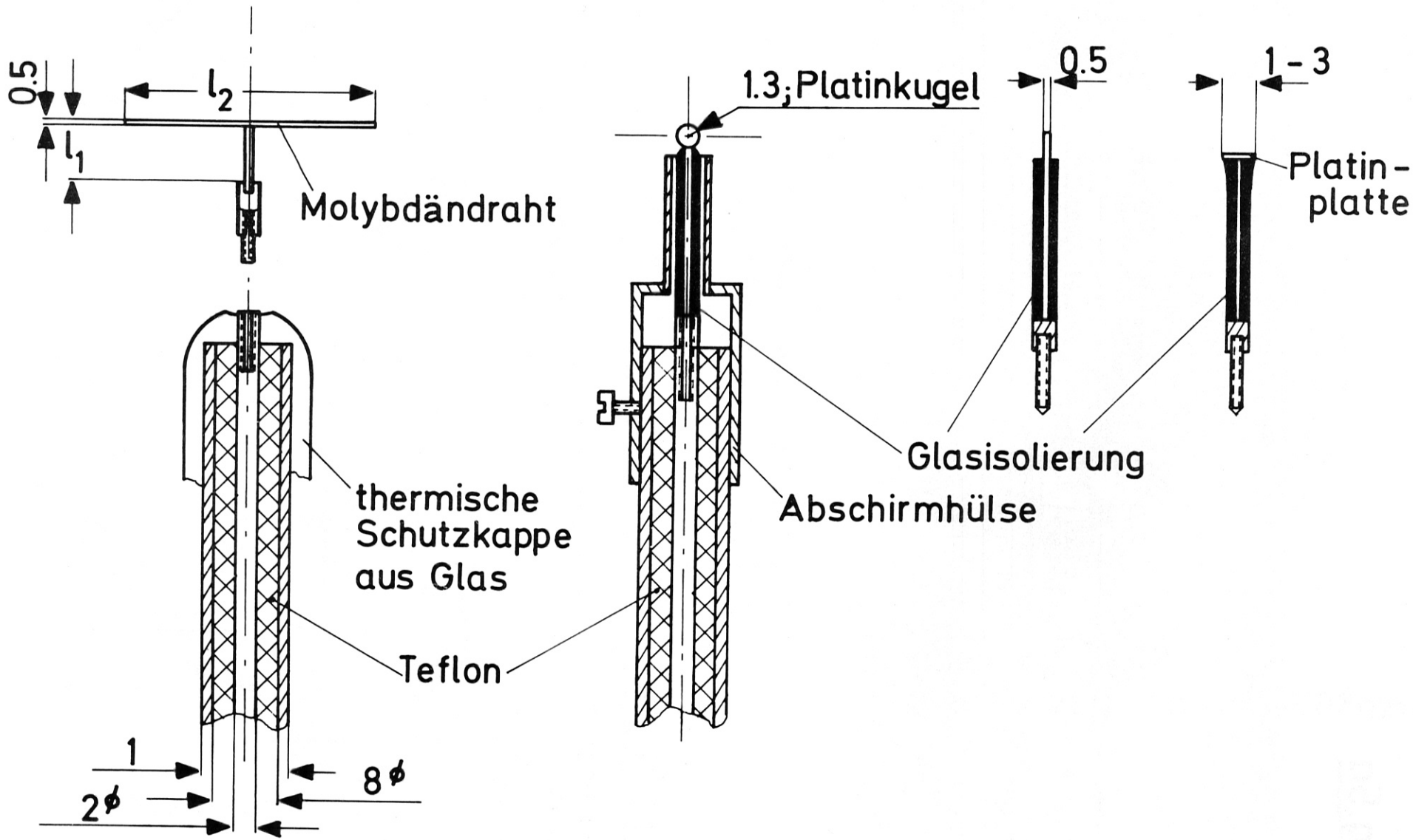
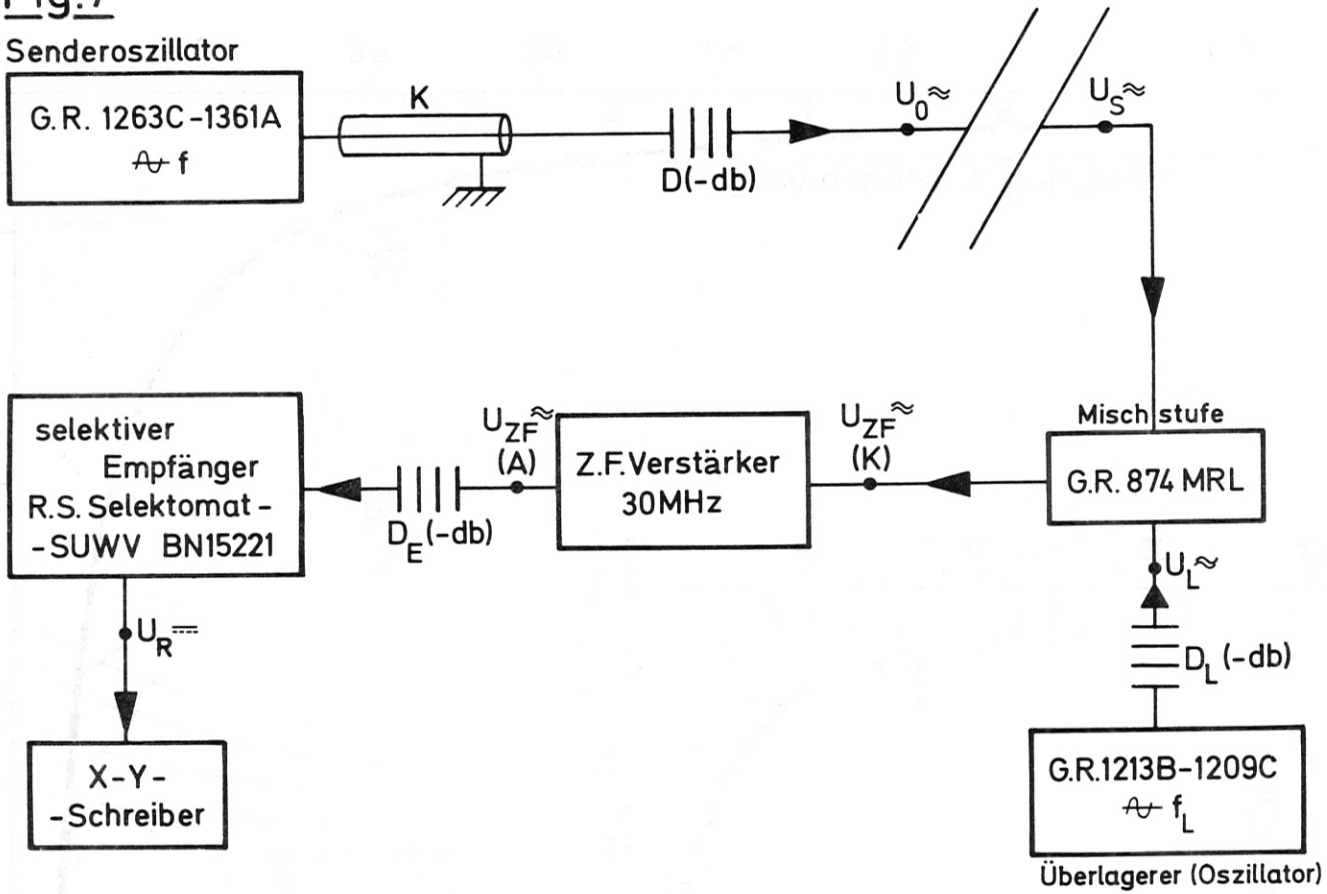


Fig.7



f (MHz): Arbeitsfrequenz v. Sender

f_L (MHz): Oszillatorfrequenz

f_Z (MHz): Zwischenfrequenz $= |f - f_L|$

D, D_E, D_L : Dämpfungsglieder (-db)

K: alle Verbindungen mit 50 Ω-Koaxialkabel

$U_0^{\approx}$ (mV): Sendersignal

$U_S^{\approx}$ (mV): Empfangssignal

$U_L^{\approx}$ (mV): Ausgangsspg. v. Überlagerer

$U_{ZF}^{\approx}$ (K) (mV): Ausgangsspg. v. Mischstufe

$U_{ZF}^{\approx}$ (A) (mV): Ausgangsspg. v. Z.F.-Verstärker

$U_R^{=}$ (V): Richtspg. v. Empfänger

Fig. 8b

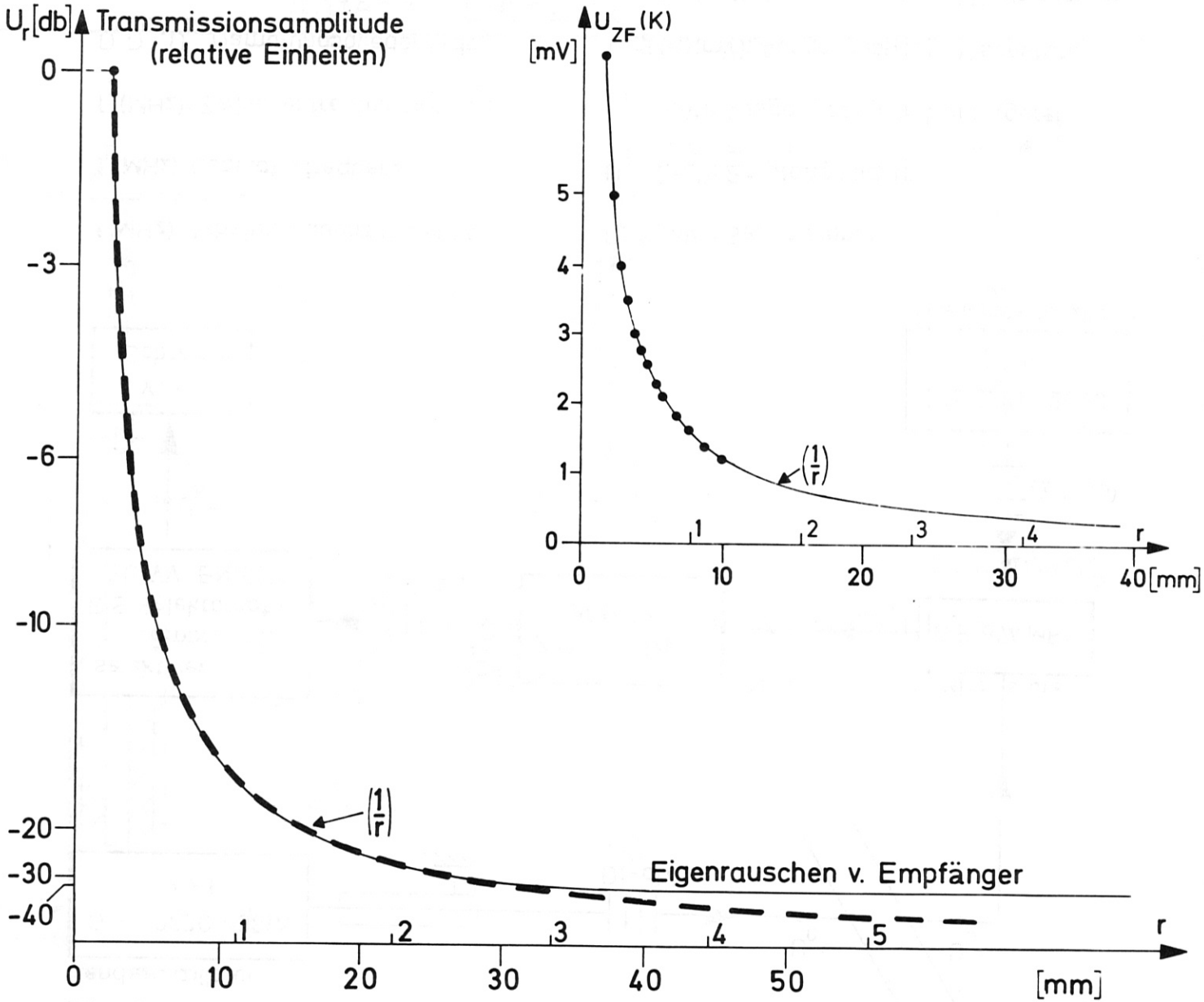

U_r[db]
Transmissionsamplitude
(relative Einheiten)
0
-3
-6
-10
-20
-30
-40
$\left(\frac{1}{r}\right)$
Eigenrauschen v. Empfänger
1
2
3
4
5
r
0
10
20
30
40
50
[mm]

Fig. 8a

U_{ZF}(K)
[mV]
5
4
3
2
1
0
$\left(\frac{1}{r}\right)$
1
2
3
4
r
0
10
20
30
40[mm]

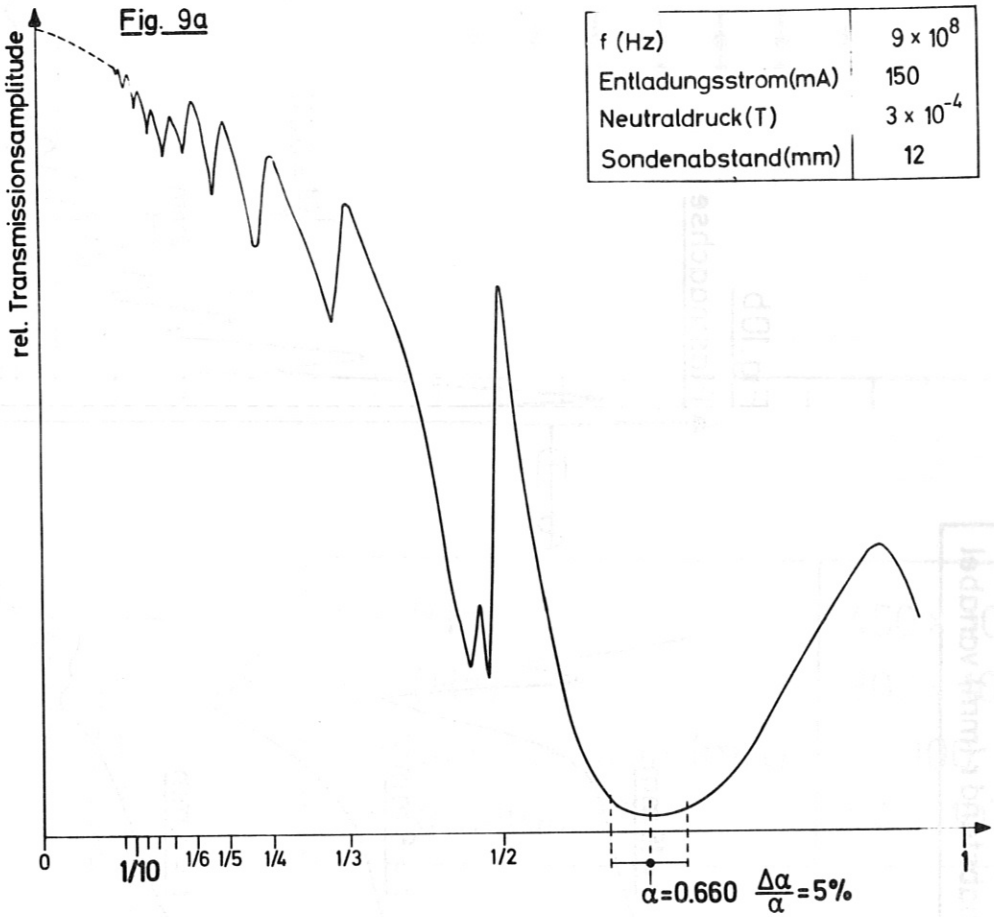


Fig. 9a
rel. Transmissionsamplitude
f (Hz) 9 × 10^8
Entladungsstrom(mA) 150
Neutraldruck(T) 3 × 10^-4
Sondenabstand(mm) 12
0
1/10
1/6
1/5
1/4
1/3
1/2
1
f_ce / f
α=0.660 Δα/α=5%

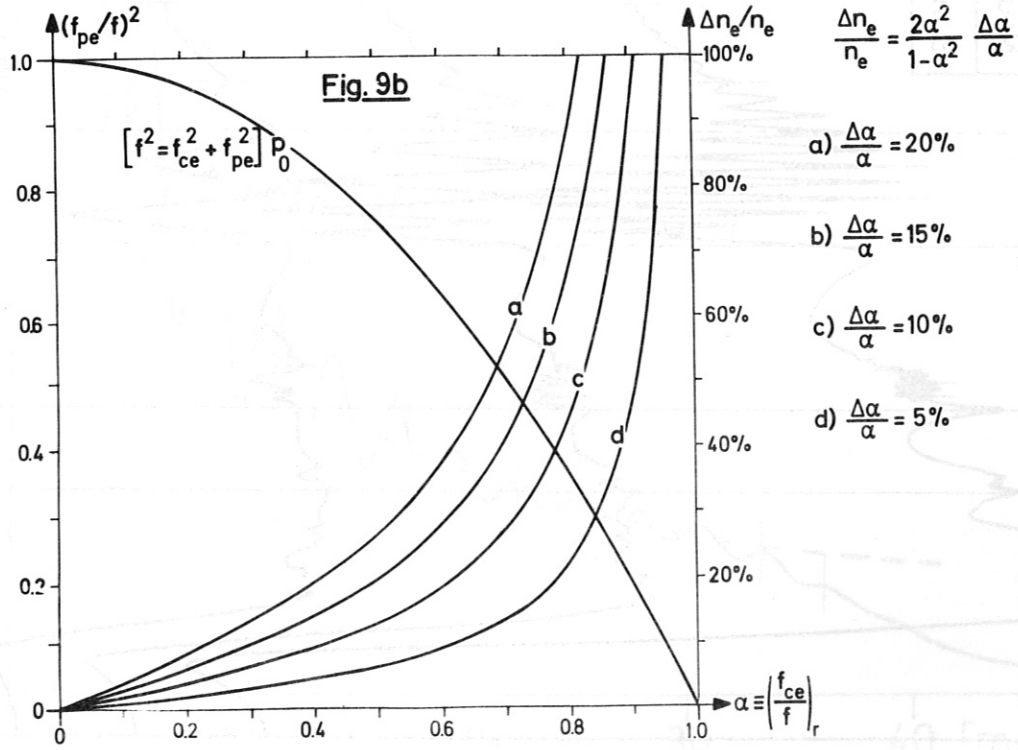

(f_pe/f)^2
Δn_e/n_e
Fig. 9b
[f^2=f_ce^2+f_pe^2] P_0
Δn_e/n_e = 2α^2/(1-α^2) Δα/α
a) Δα/α = 20%
b) Δα/α = 15%
c) Δα/α = 10%
d) Δα/α = 5%
a
b
c
d
100%
80%
60%
40%
20%
1.0
0.8
0.6
0.4
0.2
0
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
α ≡ (f_ce/f)_r

Fig.10a

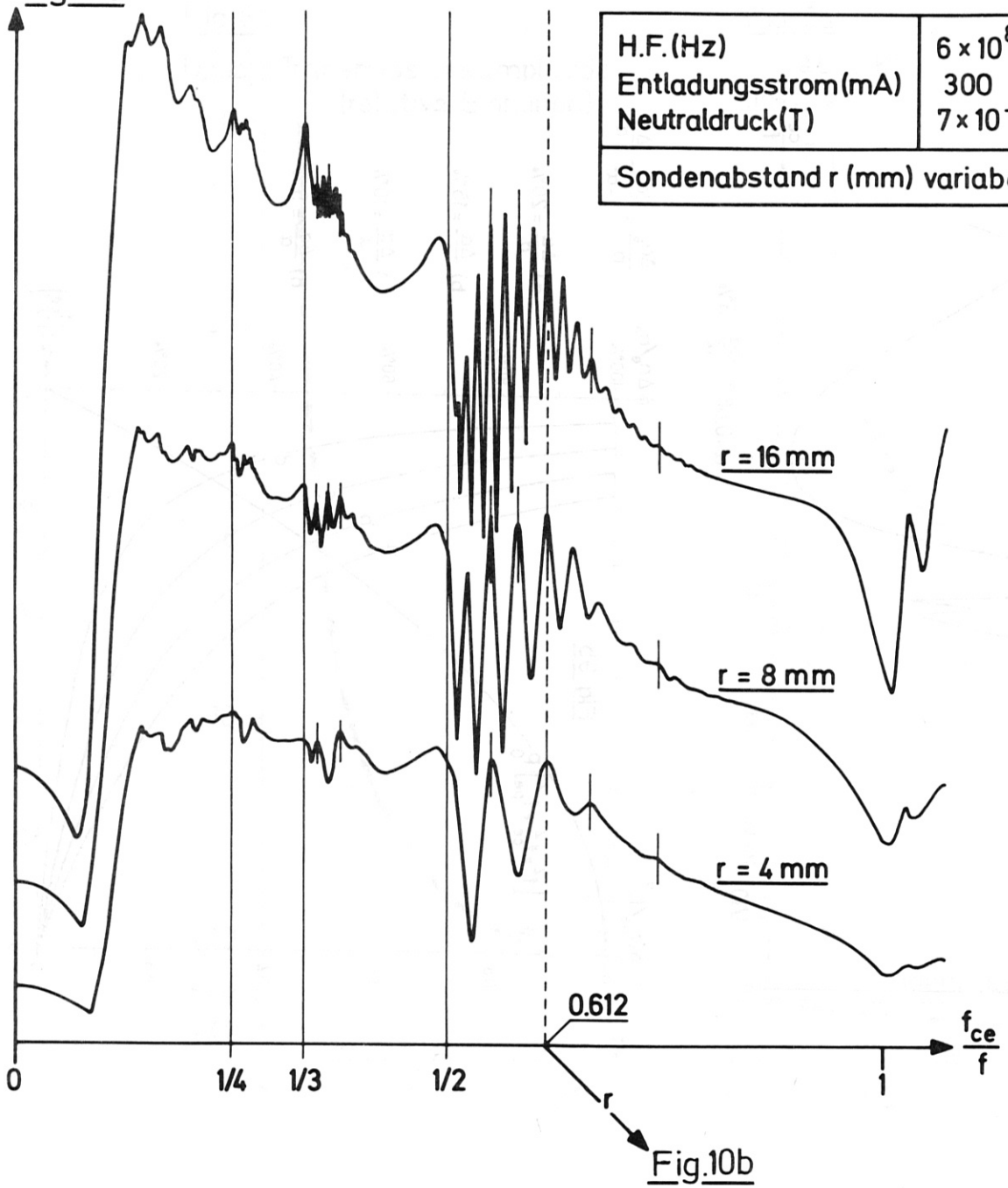


Fig.10b

Fig.10b

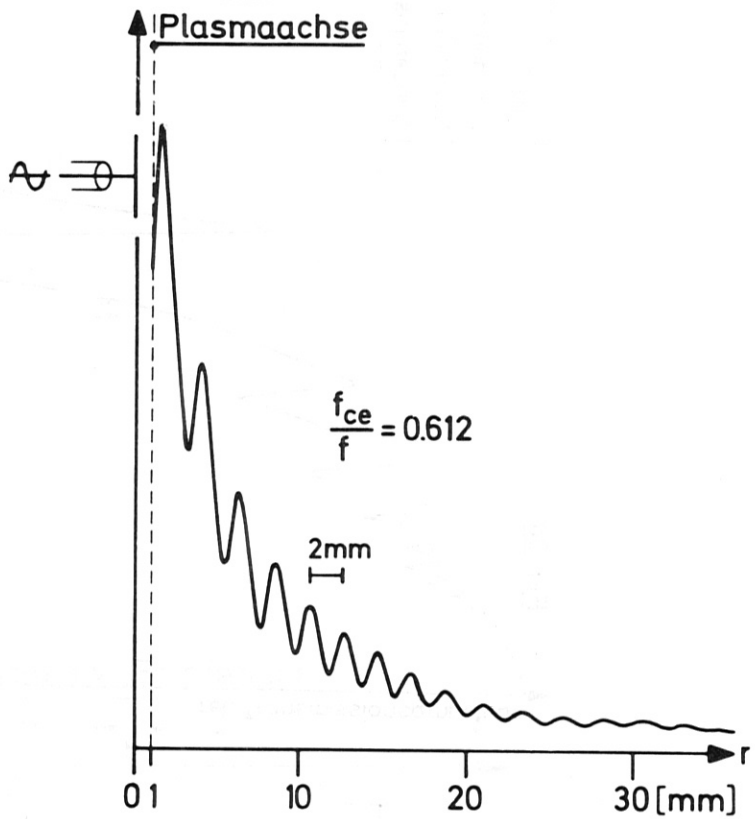


Fig. 11

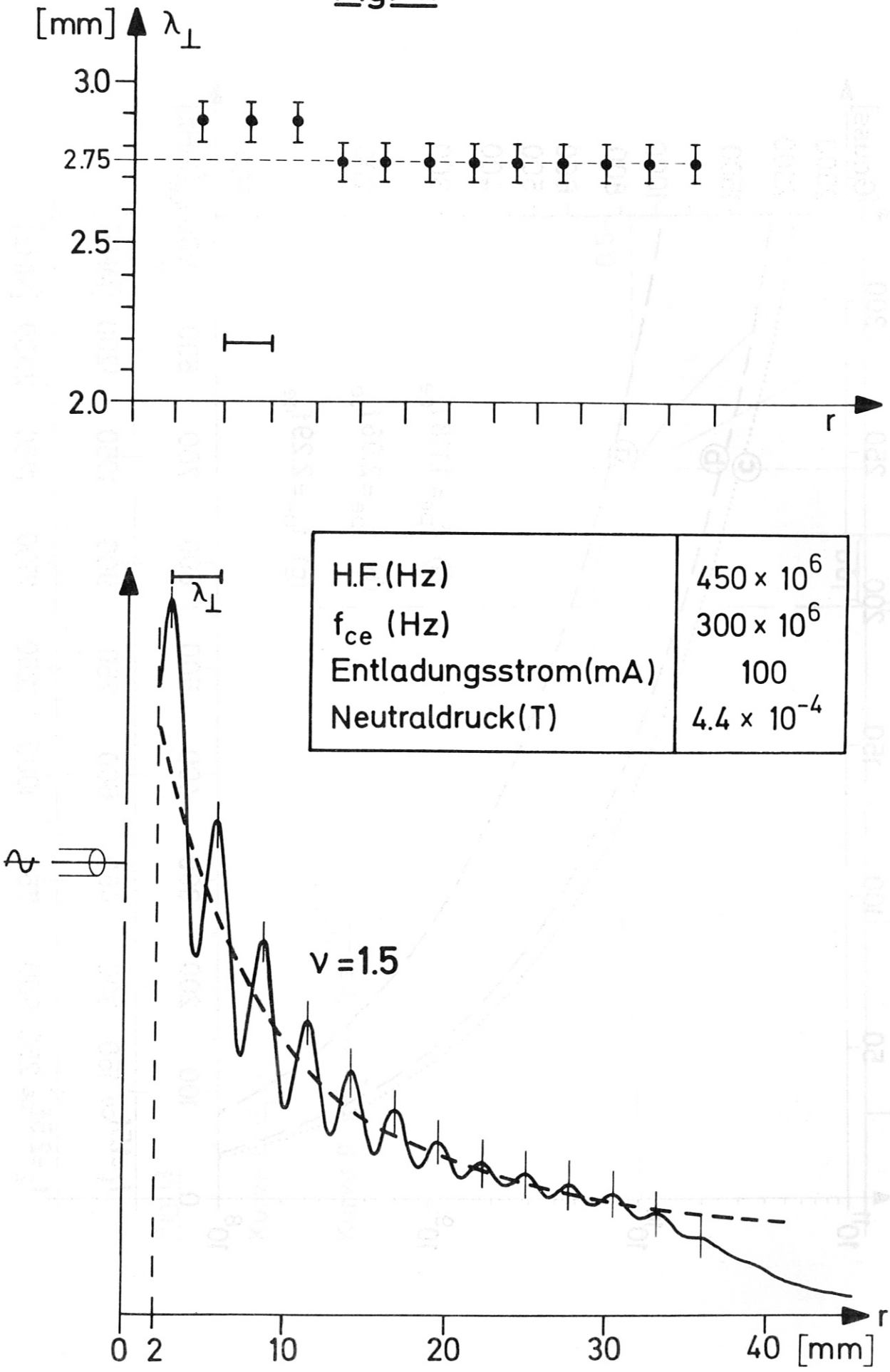
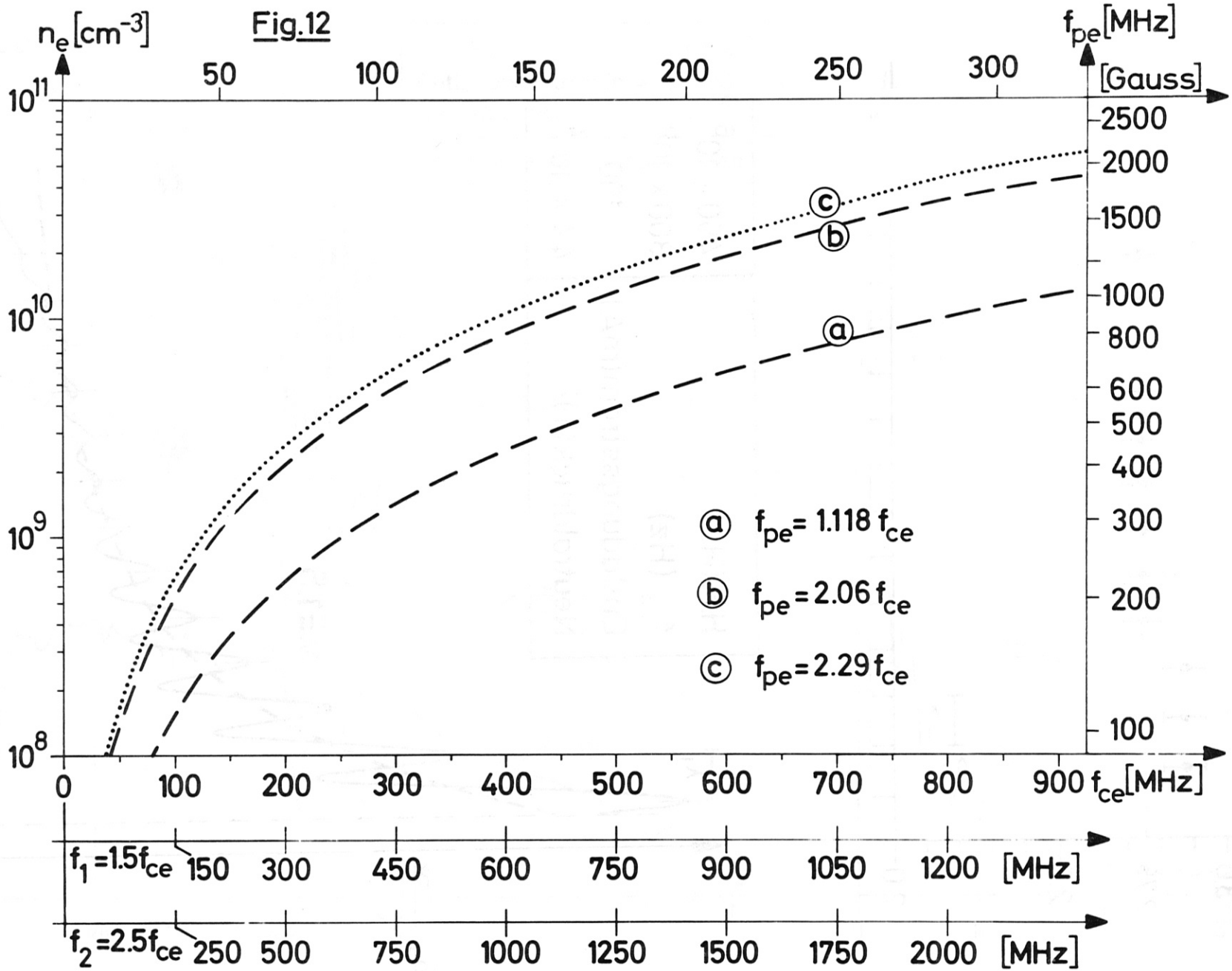

[mm]
$\lambda_\perp$
3.0
2.75
2.5
2.0
r
H.F.(Hz)
450×10^6
f_{ce} (Hz)
300×10^6
Entladungsstrom(mA)
100
Neutraldruck(T)
4.4×10^{-4}
$\lambda_\perp$
$\nu = 1.5$
0
2
10
20
30
40
[mm]
r

Fig.12


n_e [cm^{-3}]
f_{pe} [MHz]
[Gauss]
50
100
150
200
250
300
10^{11}
10^{10}
10^{9}
10^{8}
2500
2000
1500
1000
800
600
500
400
300
200
100
ⓐ f_{pe}= 1.118 f_{ce}
ⓑ f_{pe} = 2.06 f_{ce}
ⓒ f_{pe} = 2.29 f_{ce}
0
100
200
300
400
500
600
700
800
900
f_{ce} [MHz]
f_1 =1.5f_{ce}
150
300
450
600
750
900
1050
1200
[MHz]
f_2 =2.5f_{ce}
250
500
750
1000
1250
1500
1750
2000
[MHz]

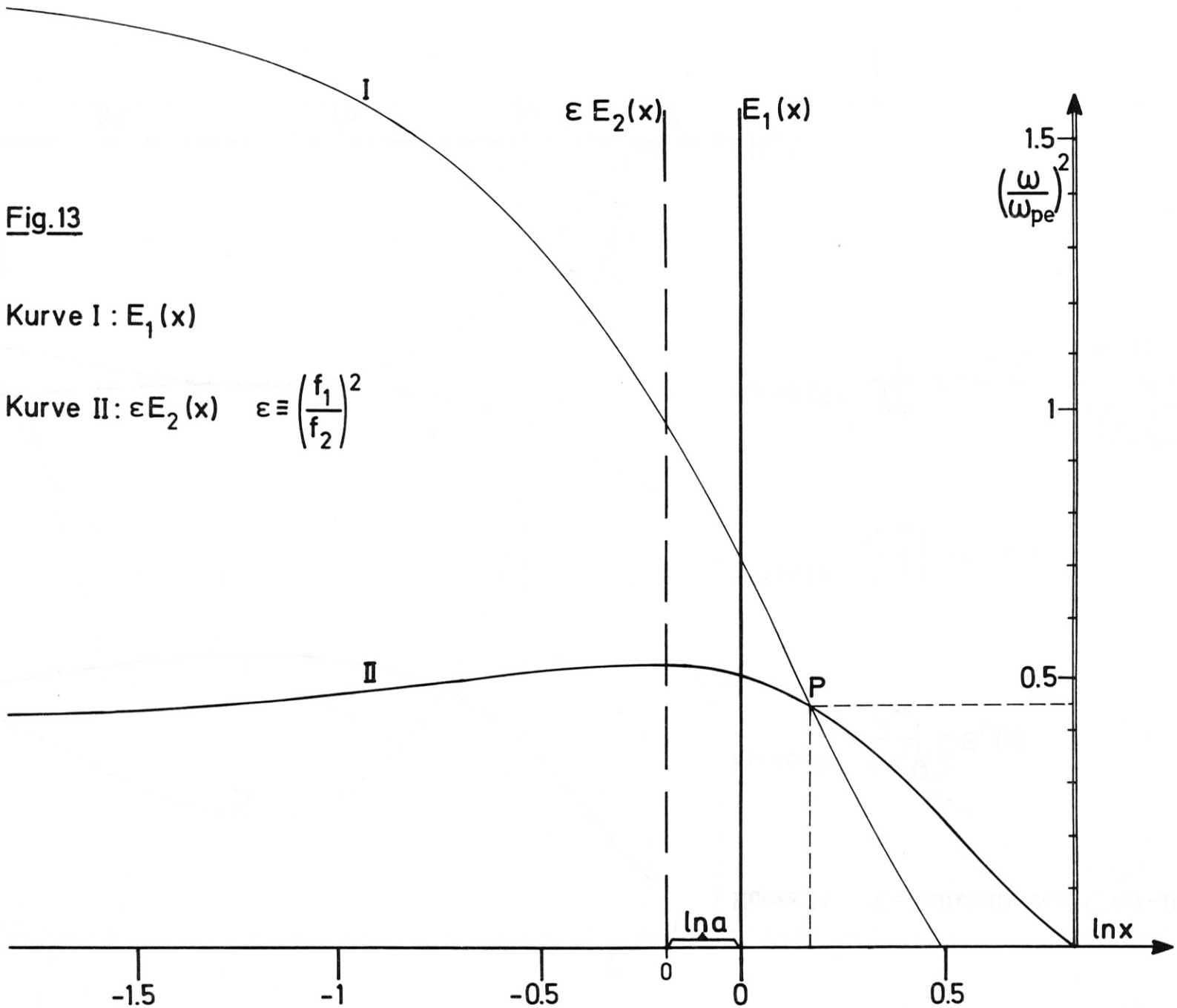
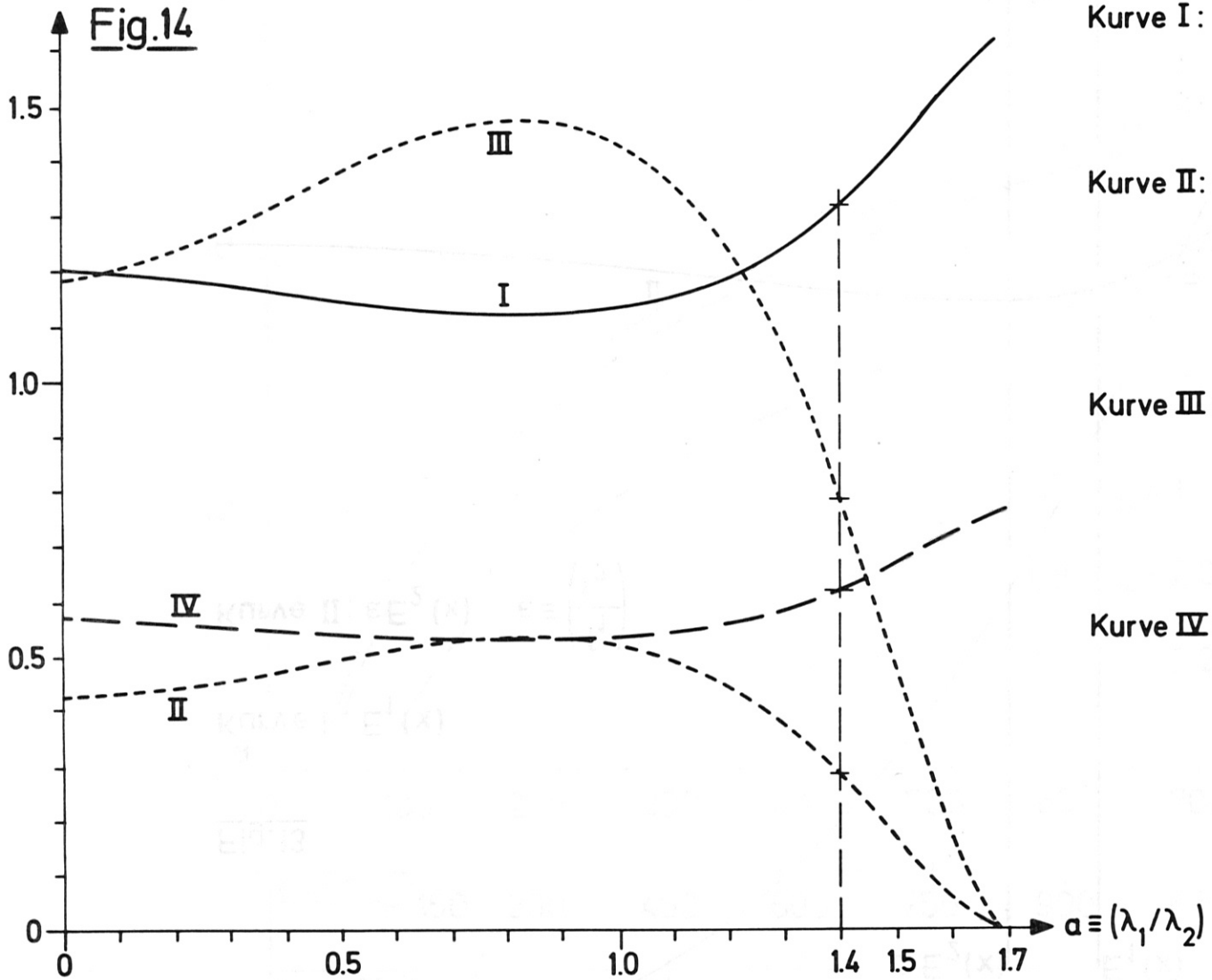


Fig. 13

Kurve I : $E_1(x)$

Kurve II : $\varepsilon E_2(x)$ $\quad \varepsilon \equiv \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2$

Fig.14



Kurve I: X = Nullstelle von $E_1(x) - 0.36\, E_2(a\,x)$

Kurve II: $\left(\frac{f_1}{f_{pe}}\right)^2 = E_1(x)$

Kurve III: $\left(\frac{f_2}{f_{pe}}\right)^2 = E_2(a\,x)$

Kurve IV: $\frac{\sqrt{2}}{3}\, X = \frac{v_T}{f_1\, \lambda_1} = \frac{\sqrt{\frac{\varkappa\, T_e}{m_e}}}{v_{Phase}(v_1)}$

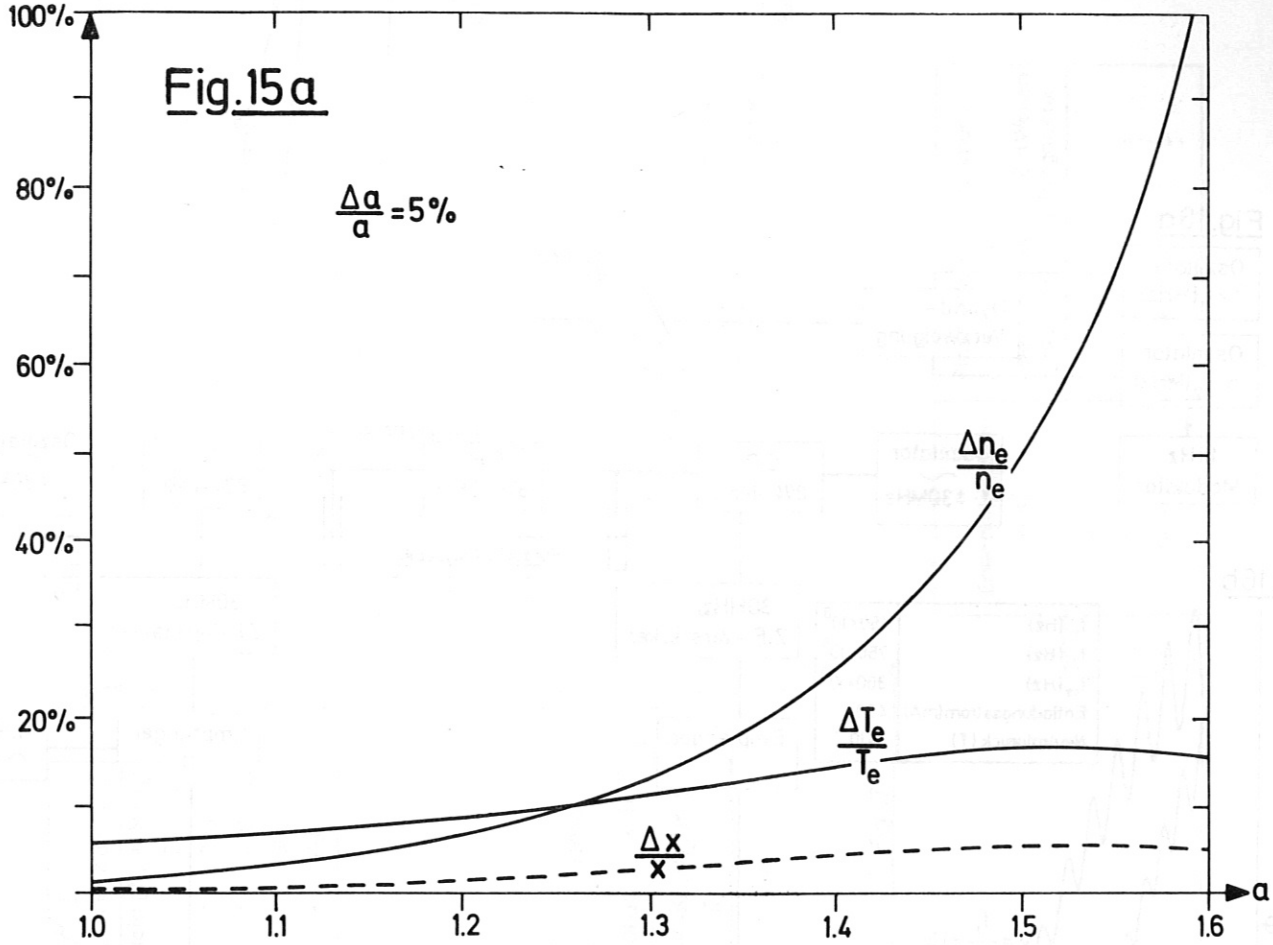


Fig.15a
$\frac{\Delta a}{a}$ =5%
100%
80%
60%
40%
20%
$\frac{\Delta n_e}{n_e}$
$\frac{\Delta T_e}{T_e}$
$\frac{\Delta x}{x}$
a
1.0
1.1
1.2
1.3
1.4
1.5
1.6

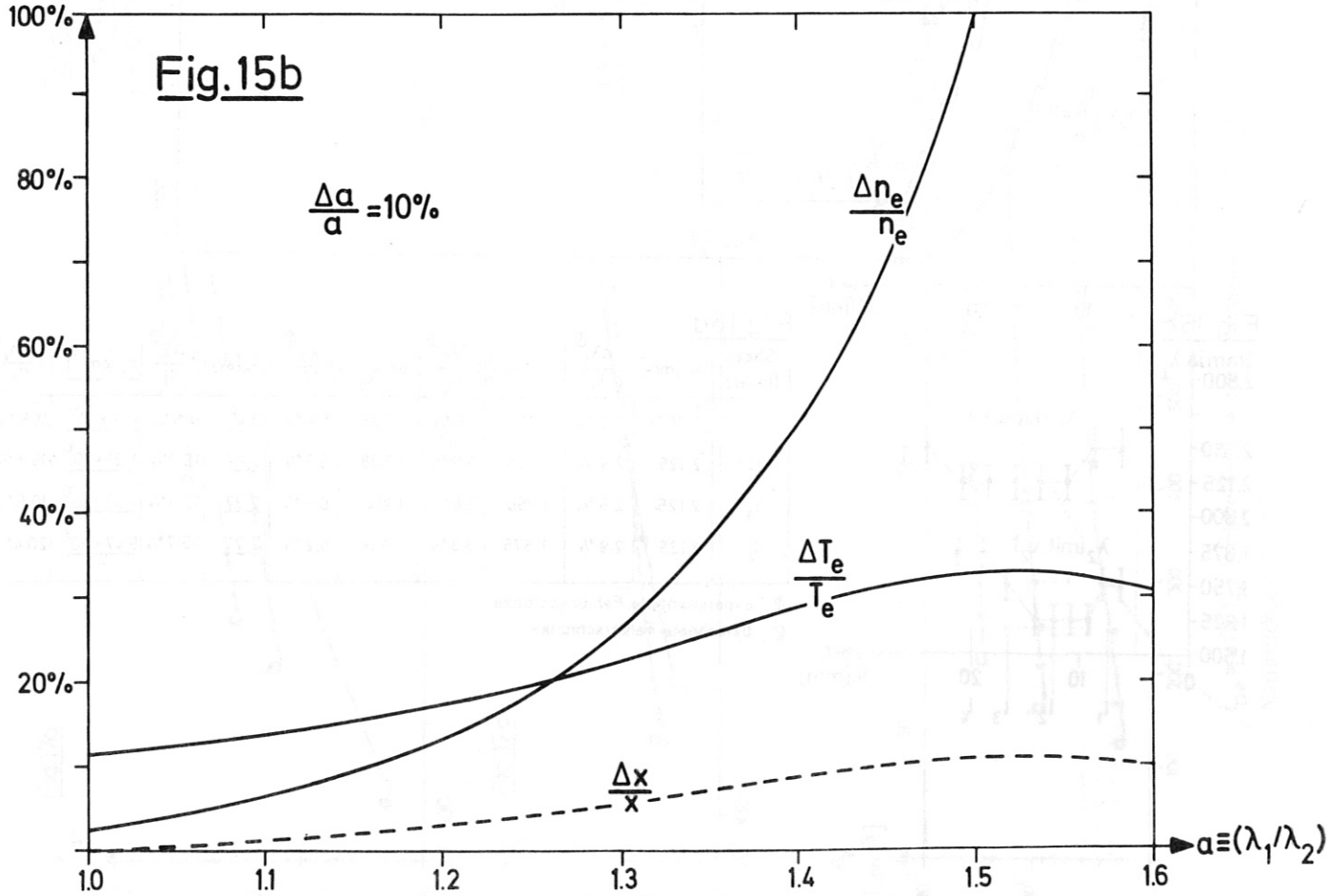


Fig.15b
$\frac{\Delta a}{a}$ =10%
100%
80%
60%
40%
20%
$\frac{\Delta n_e}{n_e}$
$\frac{\Delta T_e}{T_e}$
$\frac{\Delta x}{x}$
$a \equiv (\lambda_1/\lambda_2)$
1.0
1.1
1.2
1.3
1.4
1.5
1.6

Fig.16a

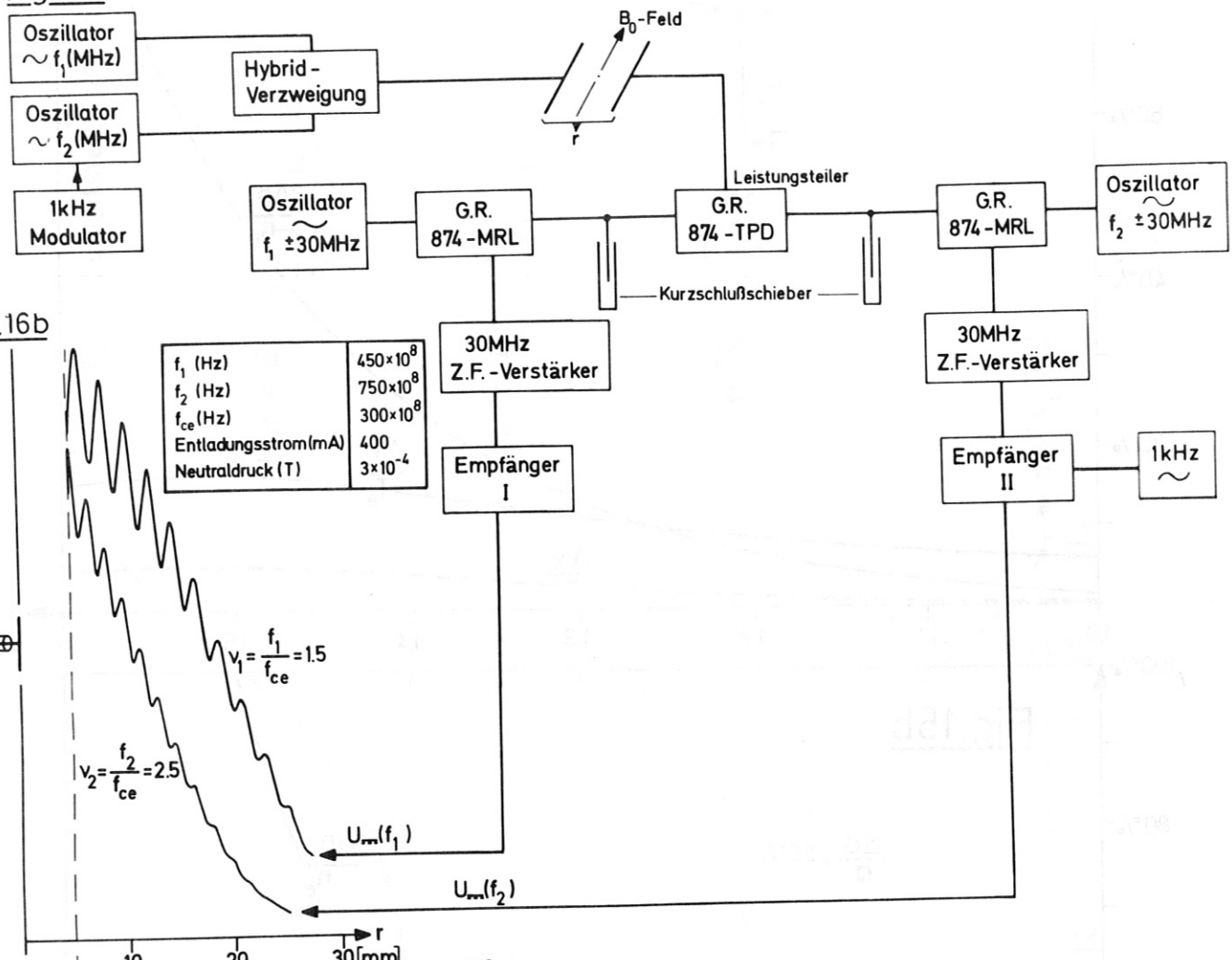


Fig.16b

Fig.16c

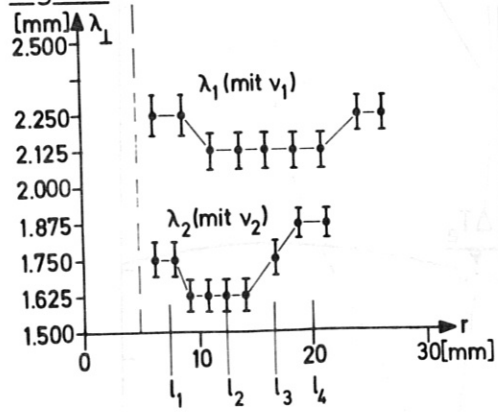
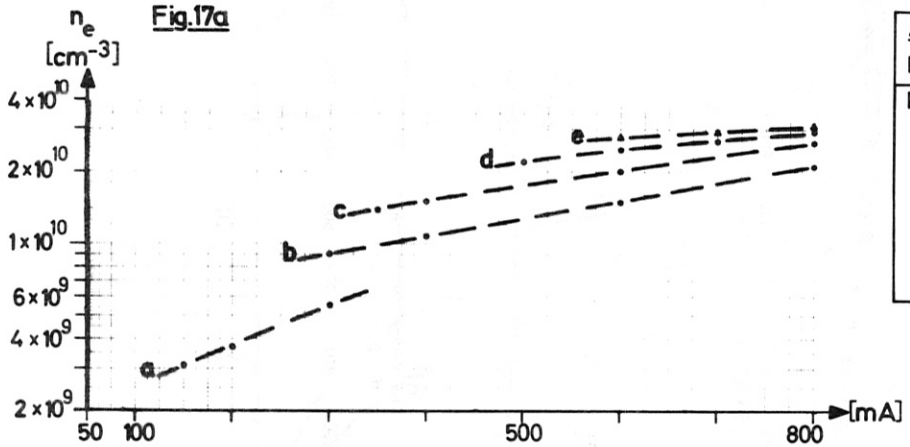


Fig.16d

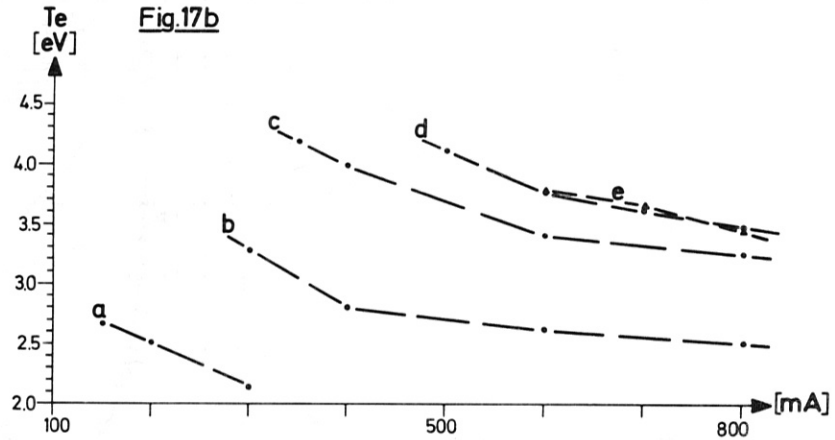
Sheet (layer)	λ_1 [mm]	$\pm\frac{\Delta\lambda_1}{\lambda_1}$ ①	λ_2 [mm]	$\pm\frac{\Delta\lambda_2}{\lambda_2}$ ①	$a = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$	$\pm\frac{\Delta a}{a}$ ①	T_e [eV]	$\pm\frac{\Delta T_e}{T_e}$ ②	n_e [cm^{-3}]	$\pm\frac{\Delta n_e}{n_e}$ ②
l_1	2.250	2.8 %	1.750	3.6 %	1.286	6.4 %	3.47	14.5 %	1.16×10^{10}	15.5 %
l_2	2.125	2.9 %	1.625	3.9 %	1.308	6.8 %	3.17	16.2 %	1.21×10^{10}	19.3 %
l_3	2.125	2.9 %	1.750	3.6 %	1.214	6.5 %	2.92	12.3 %	1.03×10^{10}	10.5 %
l_4	2.125	2.9 %	1.875	3.3 %	1.333	6.2 %	2.77	15.7 %	9.47×10^{9}	20.4 %

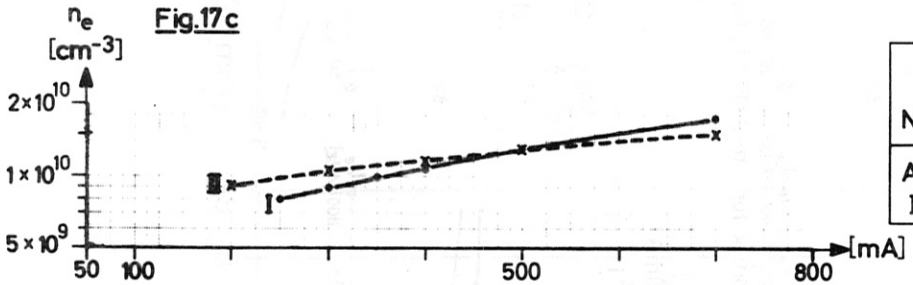
① experimentelle Fehlerschranke

② berechnete Fehlerschranke

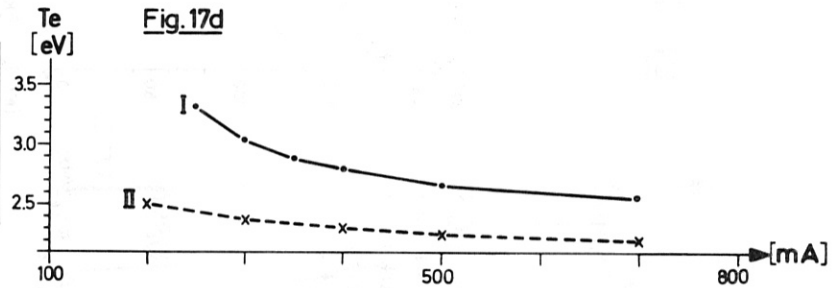


ARGLOW-I.	
Neutraldruck: 2.8×10^{-4} T	
Magnetfeld [f_{ce} in MHz]	
a •	200
b •	300
c •	400
d •	500
e ▲	600





f_{ce} = 300 MHz	
Neutraldruck = 3×10^{-4} T	
ARGLOW-Konfiguration	
I •	II x



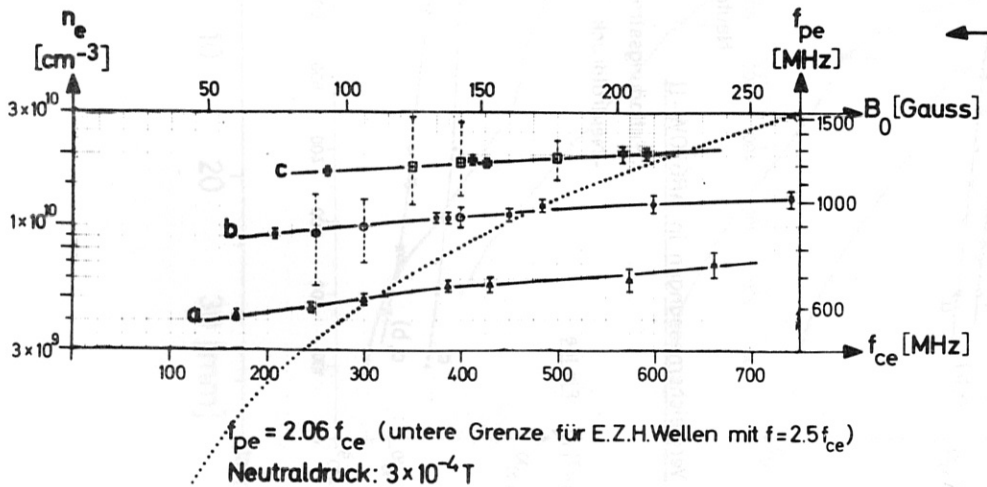


Fig.17e

	Entladungsstrom [mA]	Plasmadichtebestimmung durch: obere Hybrid-Resonanz	Plasmadichtebestimmung durch: E.Z.H.Wellen Diagnostik
a	150	▲	
b	300	⊥	⊥
c	500	⊥	⊥

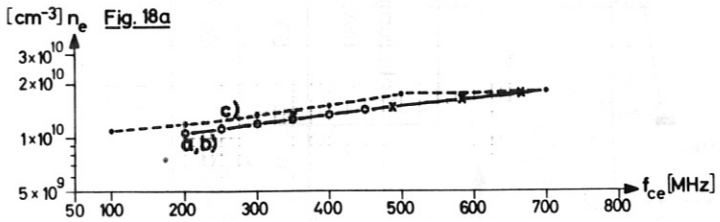
Vergleichsmessungen in ARGLOW - I

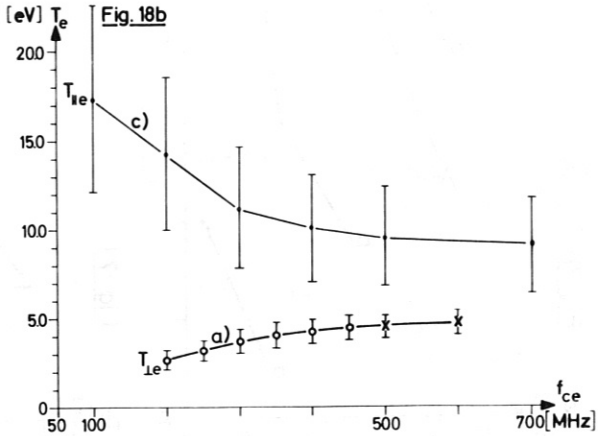
a) mit E.Z.H.Wellendiagnostik (f_1, f_2) o

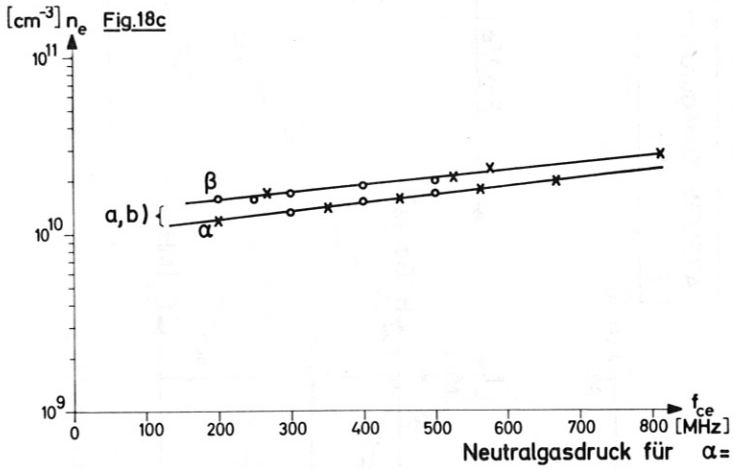
b) mit oberer Hybridresonanz und (f_1) x

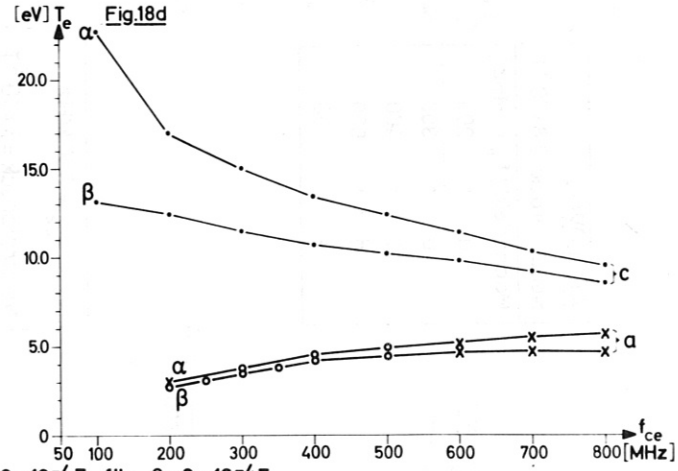
c) mit Langmuir-Sondencharakteristik bei ·

- Entladungsstrom: 400 mA
- Neutraldruck: 3.3×10^{-4} T





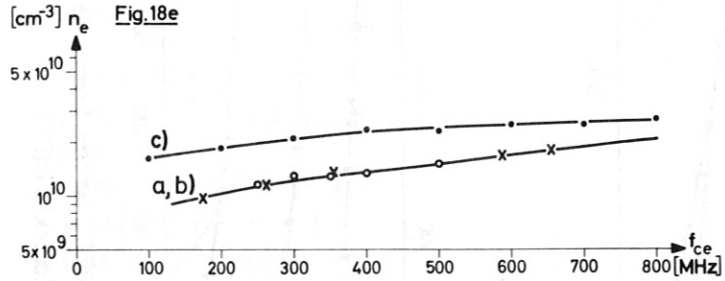




Neutralgasdruck für $\alpha = 3 \times 10^{-4}$ T, für $\beta = 6 \times 10^{-4}$ T

Vergleichsmessungen in ARGLOW - II

- Entladungsstrom: 300 mA
- Neutraldruck: 5×10^{-4} T



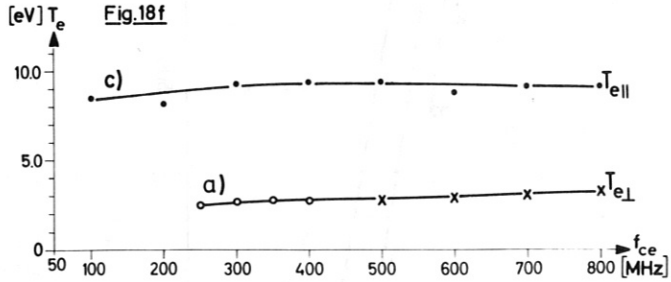
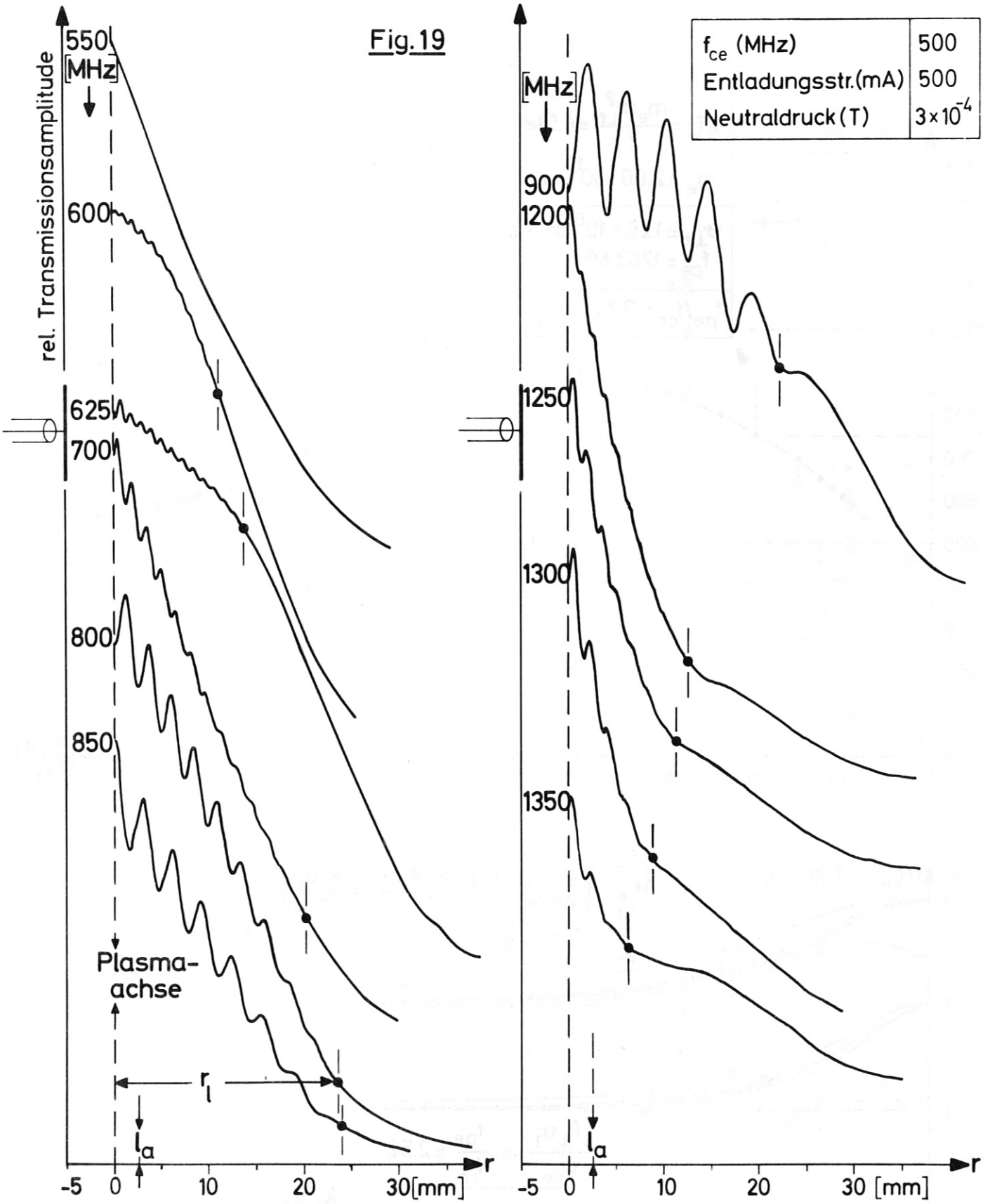


Fig. 19


rel. Transmissionsamplitude
550
[MHz]
600
625
700
800
850
Plasma-
achse
r_l
l_a
-5
0
10
20
30[mm]
r
[MHz]
900
1200
1250
1300
1350
l_a
-5
0
10
20
30 [mm]
r
f_{ce} (MHz) 500
Entladungsstr.(mA) 500
Neutraldruck (T) 3×10^{-4}

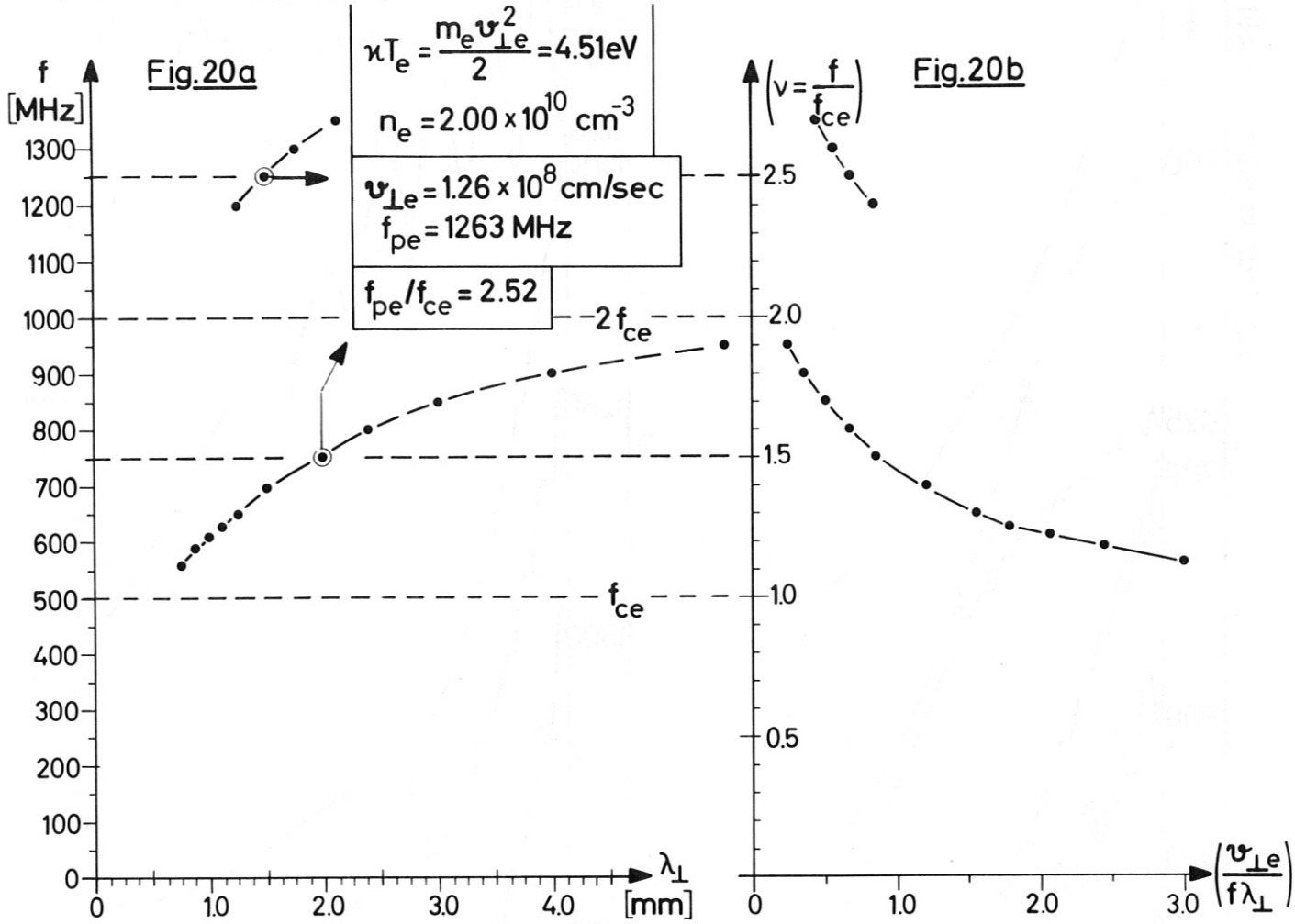
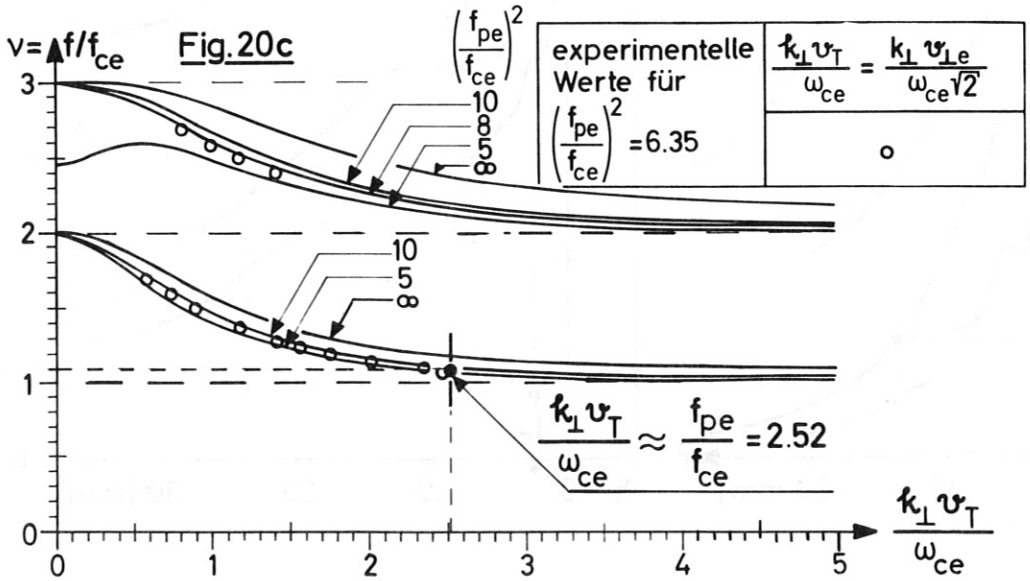
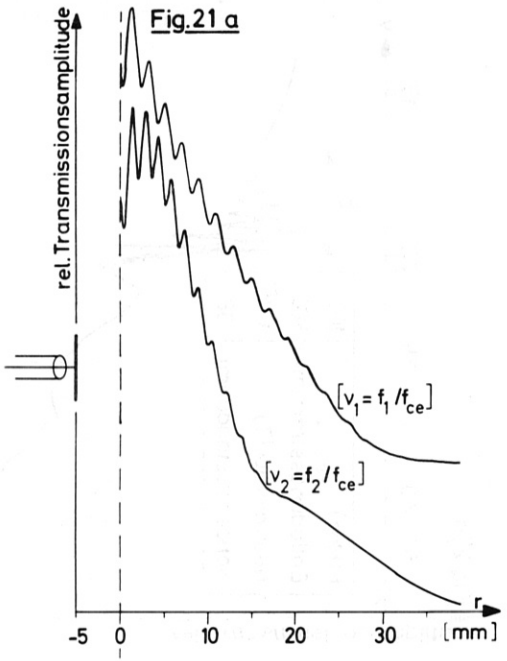
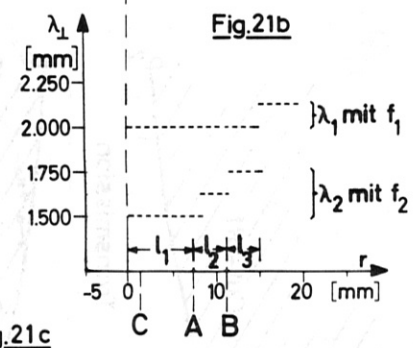
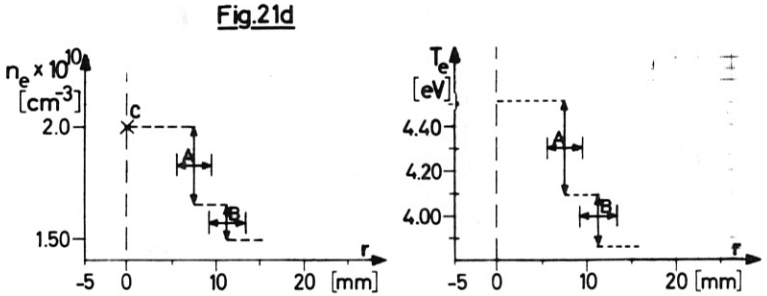


Fig.20a
f [MHz]
$\varkappa T_e = \frac{m_e v_{\perp e}^2}{2} = 4.51\,eV$
$n_e = 2.00 \times 10^{10}\ cm^{-3}$
$v_{\perp e} = 1.26 \times 10^8\ cm/sec$
$f_{pe} = 1263\ MHz$
$f_{pe}/f_{ce} = 2.52$
$2 f_{ce}$
f_{ce}
$\lambda_\perp$ [mm]
Fig.20b
$\left(\nu = \frac{f}{f_{ce}}\right)$
$\left(\frac{v_{\perp e}}{f \lambda_\perp}\right)$


$\nu = f/f_{ce}$
Fig.20c
$\left(\frac{f_{pe}}{f_{ce}}\right)^2$
10
8
5
∞
experimentelle Werte für $\left(\frac{f_{pe}}{f_{ce}}\right)^2 = 6.35$
$\frac{k_\perp v_T}{\omega_{ce}} = \frac{k_\perp v_{\perp e}}{\omega_{ce}\sqrt{2}}$
$\frac{k_\perp v_T}{\omega_{ce}} \approx \frac{f_{pe}}{f_{ce}} = 2.52$
$\frac{k_\perp v_T}{\omega_{ce}}$







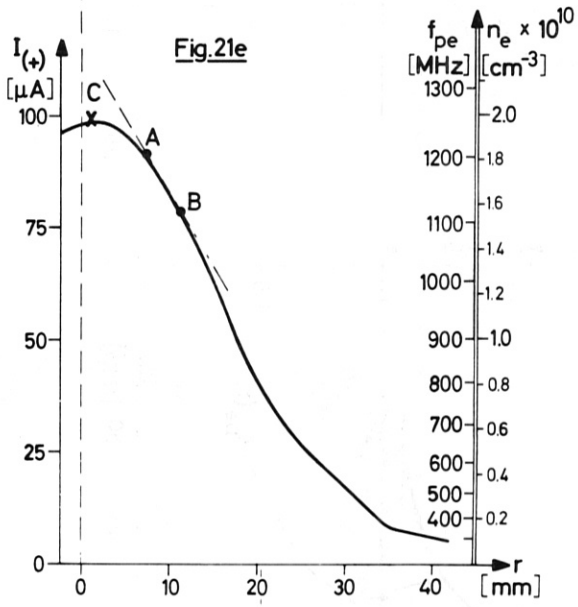


Fig.21c

f_{ce} 500MHz	f_1 750MHz	f_2 1250MHz	$a = \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$	Te [eV]	$\frac{\delta Te}{\langle Te \rangle}$ %	$\frac{\nabla_r Te}{Te}$ [cm^{-1}]	n_e [cm^{-3}]	$\frac{\delta n_e}{\langle n_e \rangle}$ %	$\frac{\nabla_r n_e}{n_e}$ [cm^{-1}]	$\sqrt{f_{ce}^2 + f_{pe}^2}$ [MHz]	r_{ce} [cm]
layer	λ_1[mm]	λ_2[mm]									
l_1	2.000	1.500	1.333	4.51			2.00×10^{10}			135.8	4.91×10^{-2}
A				4.30	9.76	0.24	1.83×10^{10}	19.2	0.48		
l_2	2.000	1.625	1.236	4.09			1.65×10^{10}			124.9	3.82×10^{-2}
B				3.98	5.8	0.145	1.57×10^{10}	10.1	0.25		
l_3	2.000	1.750	1.143	3.86			1.49×10^{10}			119.9	3.71×10^{-2}

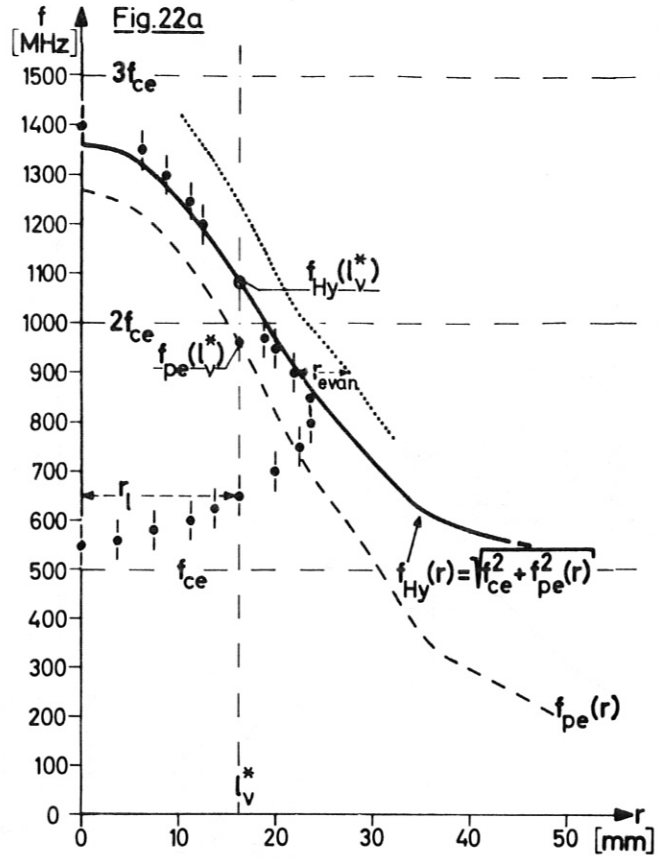


Fig.22a
f [MHz]
3f_ce
2f_ce
f_ce
f_Hy(l_v^*)
f_pe(l_v^*)
r_evan.
r_l
f_Hy(r)=√(f_ce^2+f_pe^2(r))
f_pe(r)
l_v^*
r [mm]

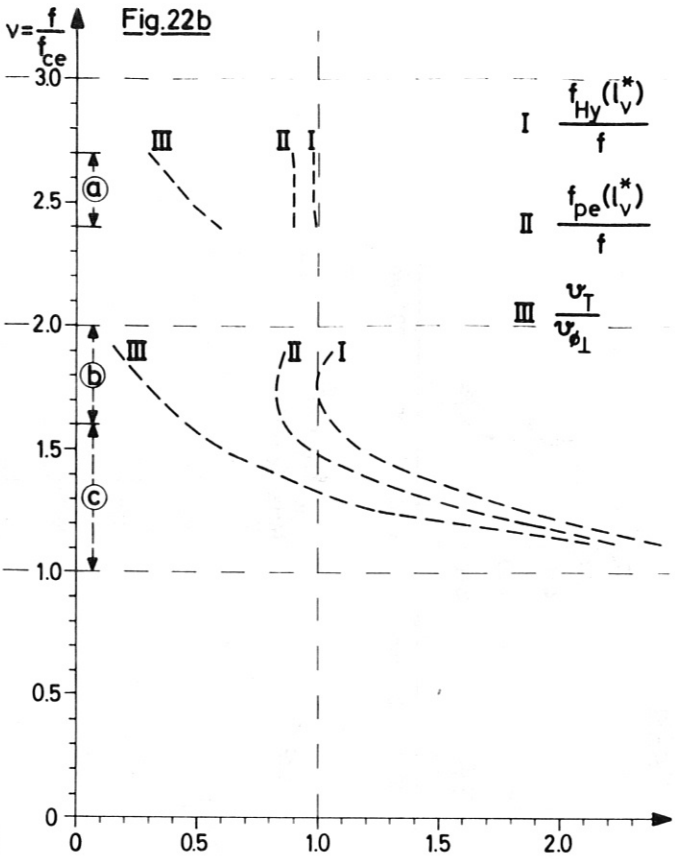


Fig.22b
v = f/f_ce
I f_Hy(l_v^*)/f
II f_pe(l_v^*)/f
III v_T/v_φ⊥
a
b
c

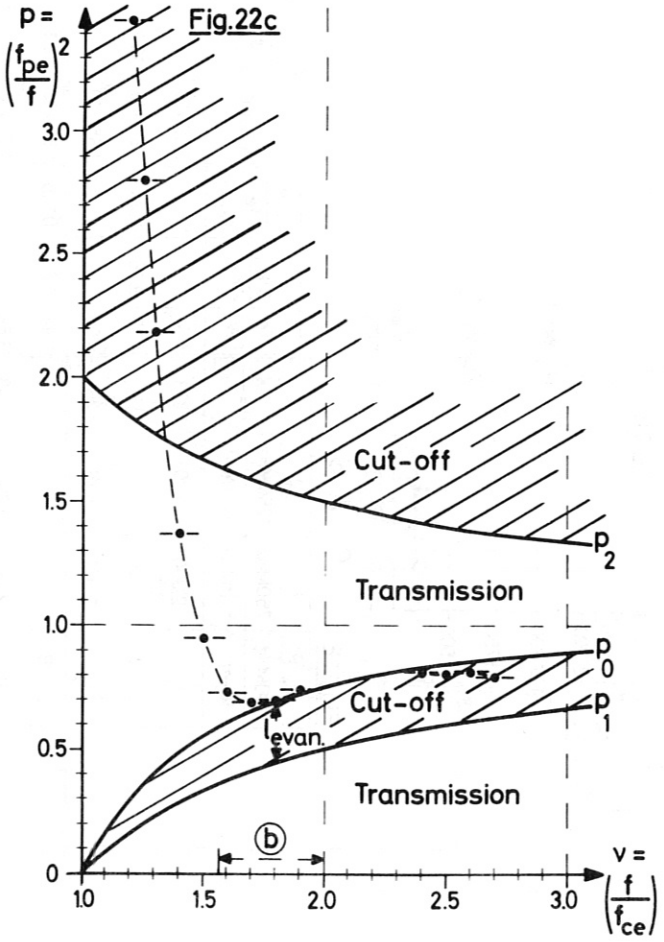


Fig.22c
p = (f_pe/f)^2
Cut-off
Transmission
Cut-off
Transmission
p_2
p_0
p_1
l_evan.
b
v = (f/f_ce)

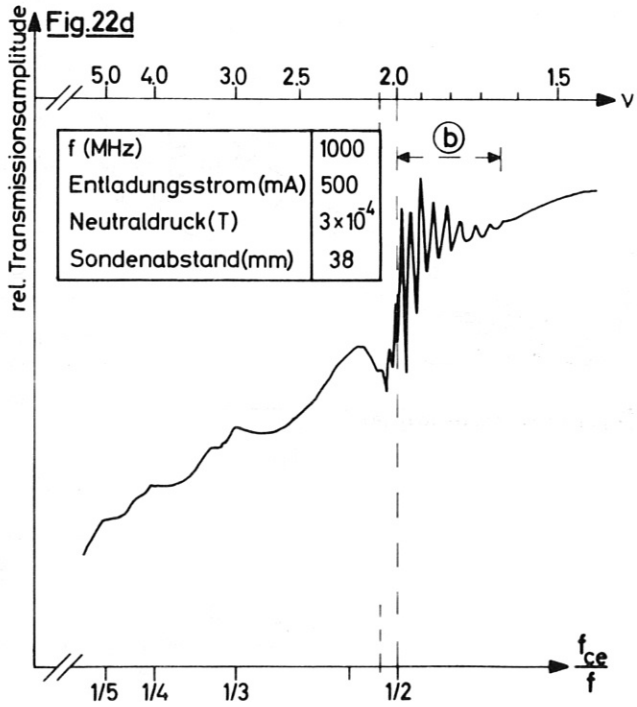


Fig.22d
rel. Transmissionsamplitude
f (MHz) 1000
Entladungsstrom (mA) 500
Neutraldruck (T) 3×10^-4
Sondenabstand (mm) 38
b
v
f_ce/f

Fig. 23a

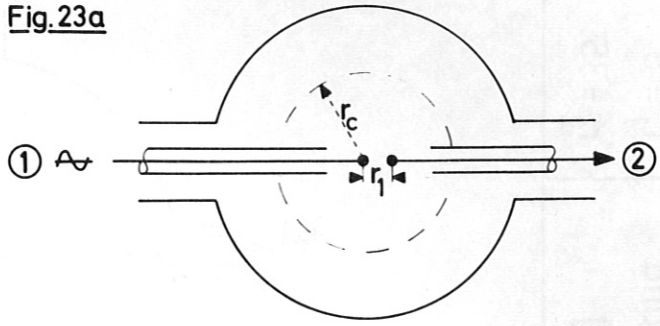


Fig. 23b

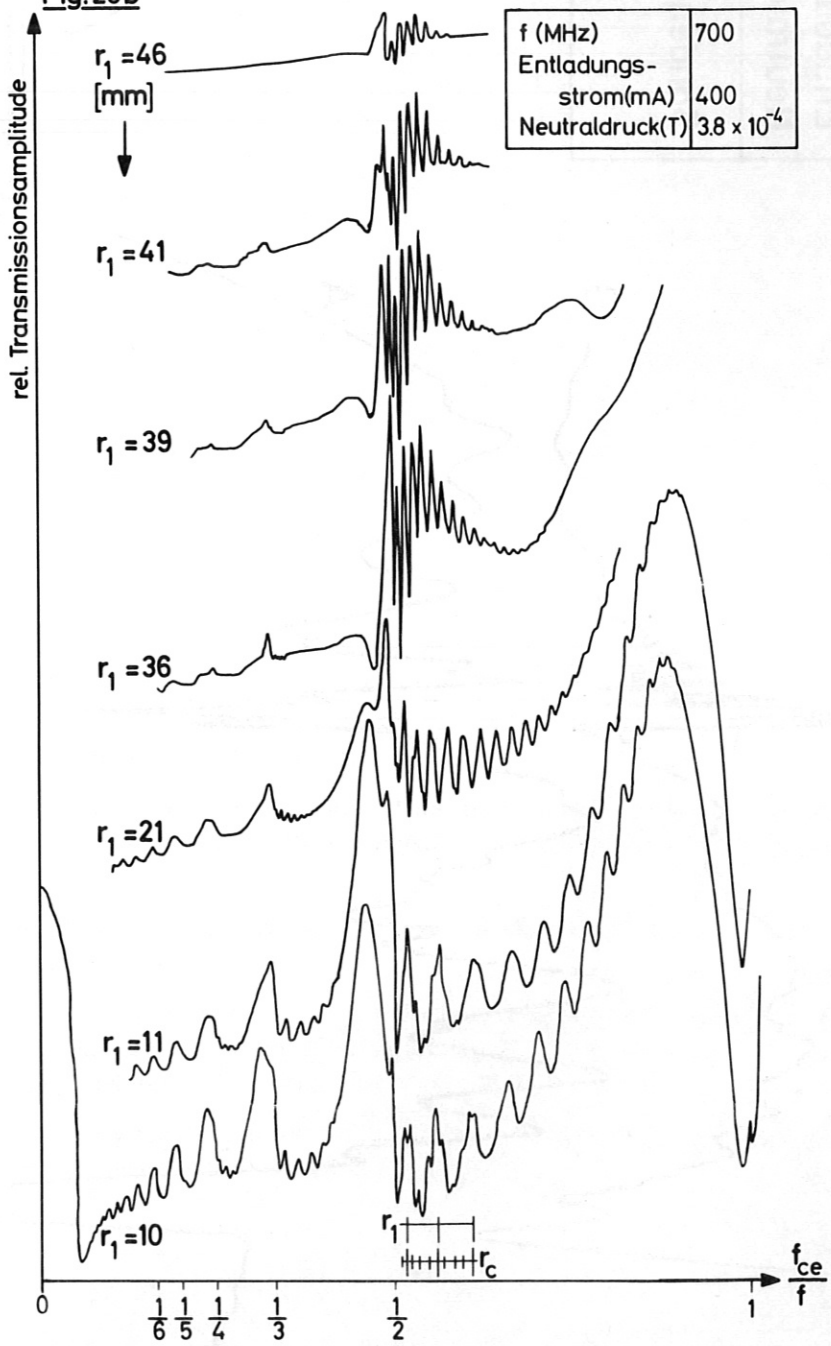
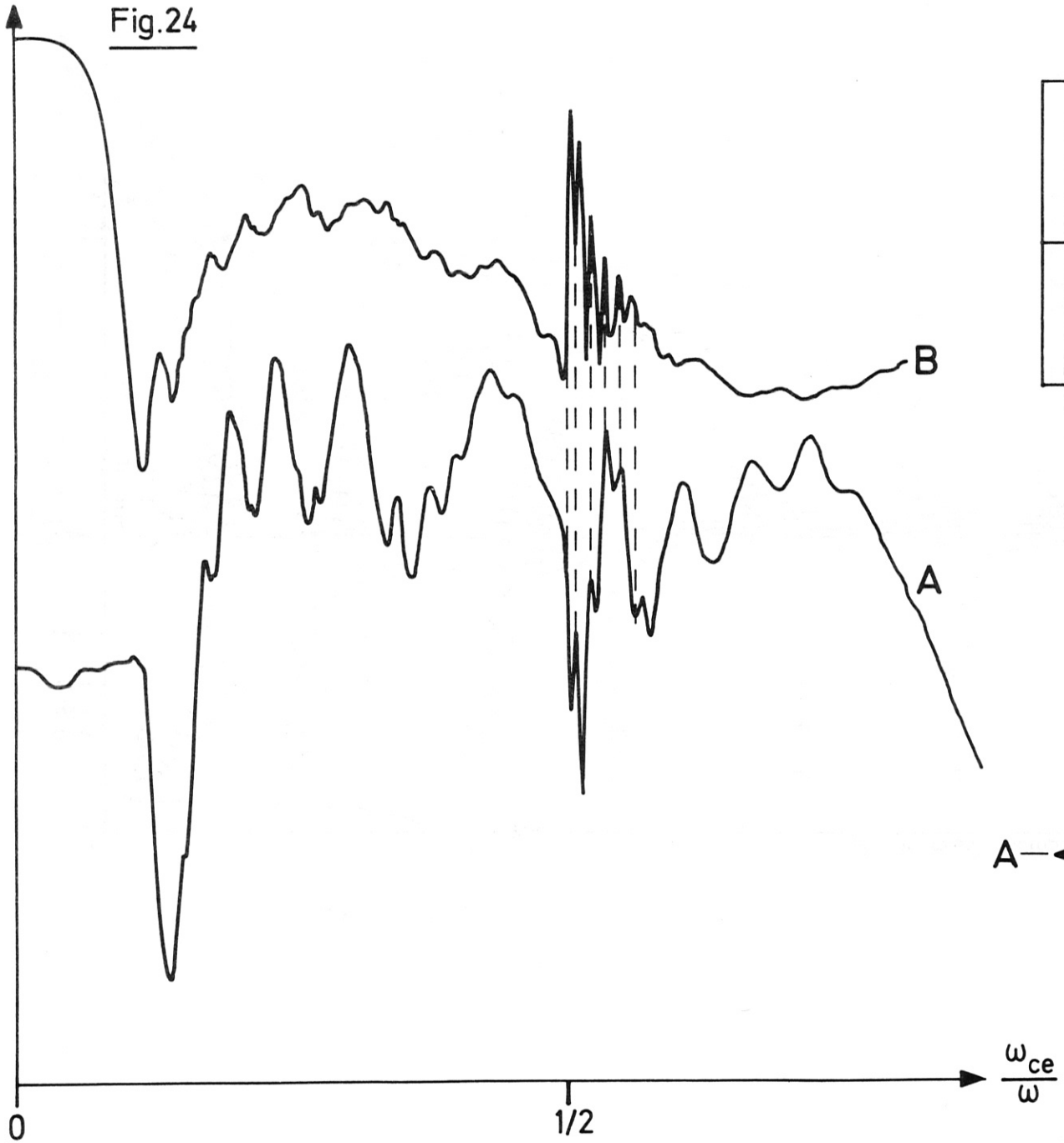
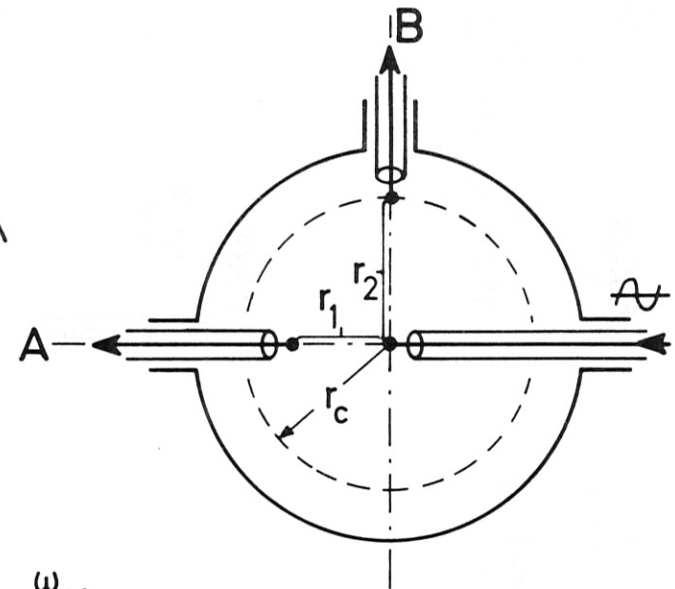


Fig.24



H.F. [MHz] Entladungsstr. [mA] Neutraldruck [T]	600 200 1.5×10^{-4}
Sondenabstand [mm]	$r_1 = 6$ $r_2 = 35$