UNTERSUCHUNGEN MIT DER HF-PLASMA-RESONANZSONDE AN EINEM CAESIUM-KONTAKTIONISATIONS-PLASMA +)

G. Peter, G. Müller
u. H.H. Rabben++)

IPP 2/32 Juli 1963

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK
GARCHING BEI MÜNCHEN

INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

GARCHING BEI MÜNCHEN

UNTERSUCHUNGEN MIT DER
HF-PLASMA-RESONANZSONDE AN EINEM
CAESIUM-KONTAKTIONISATIONS-PLASMA +)

G. Peter, G. Müller
u. H.H. Rabben++)

IPP 2/32 Juli 1963

+) Vorgetragen auf der
VI. INTERNATIONALEN KONFERENZ ÜBER
IONISATIONSPHÄNOMENE IN GASEN, Paris 1963

++) Max-Planck-Institut für Physik und
Astrophysik, München

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.

UNTERSUCHUNGEN MIT DER HF-PLASMA-RESONANZSONDE AN EINEM CAESIUM-KONTAKTIONISATIONS-PLASMA

G. Müller, G. Peter u. H.H. Rabben

Abstract

In a cesium plasma generated by contact ionization of cesium atoms on a hot tungsten surface, in an apparatus named ALMA I, measurements were made with a high-frequency resonance probe. The plasma density was in the range 10^6 to 10^9 cm^{-3}, the plasma temperature ~2000°K, and the neutral gas pressure about 10^{-5} Torr.

The results of the following investigations will be presented and discussed:

1. Electron density determination from the resonance frequency of the h.f. probe, and a comparison with Langmuir probe measurements.
2. The height of the resonance current peak as a function of the d.c. probe potential and of the h.f. amplitude.
3. The resonance frequency dependence on the direct current to the probe and on the d.c. probe potential.

No agreement has been found between resonance frequency and plasma frequency, contrary to the results of other authors. The deviations of the two frequencies from each other have been found to depend on the d.c. probe potential, on the electron density, and on the configuration of the system probe/plasma/reference electrode. The deviation seems likely to be the consequence of the resonance behaviour of a condensor consisting of the system sheath/plasma/sheath between probe and reference electrode.

- o - o - o -

In einem ruhenden, thermischen Cs-Plasma, das durch Kontaktionisation an einer heißen Wolfram-Platte erzeugt wird, haben wir Untersuchungen mit der HF-Plasma-Resonanzsonde durchgeführt.

1) Beschreibung der Apparatur

Abb. 1 zeigt den Aufbau der Plasmaapparatur "ALMA I". Über erste Plasma-Untersuchungen an dieser Apparatur hat GUILINO [1]) berichtet. In einem durch einen Ölkreislauf auf konstanter Temperatur gehaltenen Atomstrahlofen wird chemisch reines Cs aus einer Ampulle verdampft. Durch einen Kollimator, bestehend aus einer großen Zahl enger Kanäle, wird ein gut gerichteter Dampfstrahl erzeugt, der die von rückwärts durch Elektronenbeschuß auf ca. 2000°K beheizte Wolframplatte

trifft und dort ionisiert wird. Die entstandenen Ionen strömen mit den zugleich an der heißen Platte emittierten Elektronen ambipolar in den Plasmaraum, der aus einem T-förmigen Glasrohr mit einem inneren Durchmesser von 7,5 cm besteht. Der Restgasdruck lag bei Betrieb der Apparatur bei allen Experimenten unter 10^{-5} Torr.

Die Temperaturen von Ofen und Emitter werden so eingestellt, daß die Erzeugungsrate von Ionen und Elektronen etwa gleich groß ist. Die elektrischen Sonden sind axial eingeführt und längs ihrer Achse verschiebbar.

2) Meßmethode und bisherige Theorie

Die von TAKAYAMA, IKEGAMI und MIYAZAKI [2]) erstmals verwendete und von uns geprüfte HF-Plasmaresonanzmethode besteht im Prinzip darin, daß man dem elektrischen Potential einer Langmuir-Sonde eine HF-Spannung überlagert und den Sondengleichstrom in Abhängigkeit von der Frequenz der Wechselspannung registriert.

In Abb. 2 ist das elektrische Prinzipschaltbild für die HF-Resonanzsondenmethode dargestellt. Die HF-Wechselspannung wird über einen Kondensator C der Koaxial-Sonde aufgeprägt. Der Sondengleichstrom wird über eine Drossel der Sonde zugeführt.

In Abb. 3 ist der gemessene Verlauf des Sondenstroms gegen die Frequenz bei einer Sondenvorspannung gleich dem Floating-Potential und bei verschiedenen HF-Amplituden als Parameter dargestellt.

Man erkennt die drei charakteristischen Teile jeder Kurve:

1. Solange die Wechselspannungsfrequenzen wesentlich kleiner als die Elektronenplasmafrequenz sind,

hängt der Sondenstrom bei konstanter Gleichspannung im wesentlichen von der HF-Spannung und in schwächerem Maße von der Frequenz ab. Mit zunehmender HF-Amplitude steigt der Sondengleichstrom an.

Der Sondenstromanstieg mit der HF-Amplitude findet seine Erklärung in der nicht-linearen Langmuir-Sondencharakteristik. Der durch die HF erzeugte zusätzliche Gleichstrom ist bei einer sinusförmigen HF-Spannung nach SLOANE und MacGREGOR [3]) in 1. Näherung:

$$\Delta J = \frac{1}{4} (\delta U)^2 \frac{d^2 J_o}{dU^2} \qquad (1)$$

und für reine Maxwellverteilung der Elektronen im Plasma:

$$\Delta J = J_o \left(I_o \left(\frac{e\delta U}{kT_e}\right) - 1\right) \qquad (2)$$

mit J_o = Sondengleichstrom durch die Elektronen ohne HF, I_o = modifizierte Besselfunktion nullter Ordnung, δU = HF-Amplitude.

2. Mit wachsender Frequenz steigt der durch die HF erzeugte Sondengleichstrom steil an, erreicht ein Maximum und fällt bei höheren Frequenzen wieder ab.

TAKAYAMA et al. [2]) fanden durch zugleich durchgeführte Elektronendichtemessungen mit Langmuir-Sonden experimentell, daß die Resonanzfrequenz mit der Plasmafrequenz

$$\nu_{pl} = \left(\frac{n_e e^2}{\pi m_e}\right)^{1/2} = 8{,}97 \cdot 10^3 \sqrt{n_e} \qquad (3)$$

übereinstimmt.

Für ein bestimmtes Modell haben ICHIKAWA und

IKEGAMI [4]) durch Lösen der Boltzmann-Vlasov-Gleichung unter Wirkung eines äußeren HF-Feldes den Resonanzsondenstrom in Abhängigkeit von Frequenz, HF-Amplitude und Sondengleichspannung berechnet.

Hiernach setzt sich der gesamte Sondengleichstrom zur HF-Sonde aus drei Anteilen additiv zusammen:

$$J_{So} = J_o + \Delta J + \delta J \quad , \qquad (4)$$

wobei J_o den Sondenstrom zur Sonde ohne HF-Überlagerung bedeutet, ΔJ den durch die Wechselspannung verursachten Zusatzgleichstrom für Frequenzen wesentlich kleiner als die Resonanzfrequenz und δJ den in der Nähe der Resonanz hervorgerufenen, erhöhten Zusatzgleichstrom zur Sonde.

+und IKEGAMI

Nach ICHIKAWA[+4]) gilt für den Resonanzgleichstrom:

$$\delta J = J_{oo}\, b \cdot g(\eta) \cdot f(\delta\eta) \qquad (5)$$

mit:

$$g(\eta) = \sqrt{\eta}\, e^{-\eta} \qquad (5a)$$

$$f(\delta\eta) = (\delta\eta) \cdot I_1(\delta\eta) \qquad (5b)$$

(I_1=modifizierte Besselfunktion 1. Ordnung)

$$\eta = \frac{eU_=}{kT_e}$$

(normierte Sondenvorspannung)

$$\delta\eta = \frac{e\delta U_\approx}{kT_e}$$

(normierte HF-Amplitude)

$$J_{oo} = n_e' \cdot e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}} \cdot F \qquad (5c)$$

(mittlerer thermischer Elektronenstrom; F = Sondenoberfläche)

$$b = \begin{cases} = \dfrac{2\pi}{\sqrt{2}} \dfrac{\nu_{pl}}{\nu} \dfrac{\lambda_D}{L} \\ \text{(für schwache Ionisation; } L\text{=Eindringstufe der HF; } \lambda_D\text{=Debye-Länge; } \nu\text{=Stoß-frequenz; } \nu_{pl}\text{=Plasma-frequenz)} \\ = \dfrac{1}{\sqrt{2}} \\ \text{(für vollkommene Ionisation).} \end{cases} \qquad (5d)$$

3. Oberhalb der Plasmaresonanzfrequenz fällt der gesamte durch die HF verursachte Zusatzsondengleichstrom $\Delta J + \delta J$ nach Gln. (2) und (5) auf Null ab.

3) Meßergebnisse

a. Wir haben die Größe des Resonanzstroms in Abhängigkeit von der Sondenvorspannung und von der HF-Amplitude gemessen und mit der Theorie von ICHIKAWA und IKEGAMI [4]) verglichen.

Abb. 4 stellt die Ergebnisse der Messungen des Resonanzstroms δJ in Abhängigkeit von der normierten Sondenvorspannung $\eta = \frac{eU_=}{kT_e}$ für eine Reihe von HF-Amplituden $\delta\eta = \frac{e\delta U_\approx}{kT_e}$ als Parameter dar. Der Resonanzstrom strebt nach Null bei Plasmapotential, steigt rasch an mit wachsendem negativem Sondenpotential, erreicht ein Maximum bei etwa $\eta = 3$ und fällt dann, anfänglich rasch und mit wachsendem η etwas flacher, gegen Null ab.

Zum Vergleich wurde der Verlauf des Resonanzstroms nach der Theorie von ICHIKAWA und IKEGAMI [4]) ($\delta J \sim \sqrt{\eta} \cdot e^{-\eta}$) nach Gl. (5), (5a) in einem willkürlichen Ordinatenmaßstab mit eingezeichnet. Man

erkennt einen ähnlichen Kurvenverlauf, jedoch sind die Abszissen-Maßstäbe verschieden. Damit die Maxima der experimentellen Kurven mit den theoretischen zusammenfallen, müßte man den Abszissenmaßstab der theoretischen Kurve um einen Faktor 6 bis 7 dehnen. Ein Vergleich zeigt jedoch, daß dann die Meßkurven zu beiden Seiten der Maxima steiler abfallen als die theoretischen.

Die gemessenen Resonanzströme δJ in Abhängigkeit von $\delta\eta$ bei verschiedenen Sondenvorspannungen η sind in Abb. 5 dargestellt. Die theoretische Abhängigkeit nach ICHIKAWA und IKEGAMI [4]), $\delta J \sim \delta\eta \cdot I_1(\delta\eta)$, nach Gl. (5), (5b), ist zum Vergleich wiederum in das Diagramm mit eingezeichnet.

Aus der Darstellung erkennt man, daß im Gegensatz zur Theorie von ICHIKAWA die Zunahme des Resonanzstroms mit wachsender HF-Amplitude geringer wird.- Eine bessere Übersicht gewinnt man, wenn man den Resonanzstrom als Potenzfunktion der Form

$$\delta J \sim (\delta\eta)^x \qquad (6)$$

darstellt und nach der Potenz x von $\delta\eta$ fragt, mit der der Resonanzstrom anwächst. x erhält man aus der doppellogarithmischen Ableitung des Resonanzstroms δJ nach $\delta\eta$:

$$x = \frac{d(\log \delta J)}{d(\log \delta\eta)} \quad . \qquad (7)$$

Diese Potenzen x haben wir in Abb. 6 gegen die HF-Amplitude $\delta\eta$ sowohl für die Meßkurven als auch für die theoretische Kurve aufgetragen. Aus der Abbildung erkennt man: Die experimentellen Kurven beginnen bei kleinen η-Werten mit sehr

kleiner Potenz von $\delta\eta$. Mit wachsender $\delta\eta$ wächst auch die Potenz, erreicht ein Maximum und fällt anschließend wieder ab. Für größere Sondenvorspannungen, etwa ab $\eta = 2{,}9$, beginnt der Resonanzstrom mit einer Potenz x von $\delta\eta$ größer als die der theoretischen Kurve. Mit wachsender HF-Amplitude nimmt der Exponent x ab und schneidet die Kurve des theoretischen x.

Aus allen diesen Meßergebnissen darf bereits gefolgert werden, daß die Theorie von ICHIKAWA et al. [4]) das Phänomen Sonden-Plasmaresonanz nicht richtig beschreibt.

b. Wir haben Messungen der Elektronendichten in verschiedenen Abständen von der Plasmaquelle mit ebenen Sonden sowohl nach der Langmuirschen als auch nach der HF-Sondenmethode durchgeführt. Die Sondenvorspannung lag hierbei bei ca. 5 V negativ gegen Plasmapotential, die HF-Amplitude betrug 0,5 V. Das Ergebnis solcher Vergleichsmessungen zeigt Abb. 7. Wir haben über einen Dichtebereich von 10^9 bis 10^7 cm^{-3} keine Übereinstimmung der Dichtebestimmung nach beiden Methoden gefunden. Die Dichten aus der Resonanzfrequenz waren um den Faktor ca. 10 zu klein.

Hierbei wurde die Elektronendichte in der üblichen Weise aus dem Sondenstrom im konstruierten Knickpunkt der Sondencharakteristik bestimmt. Diesen Knickpunkt erhält man als Schnittpunkt der geradlinigen Extrapolationen von Elektronenanlaufstromkurve und Elektronensättigungsstromkurve in der halblogarithmischen Darstellung der Sondencharakteristik (Abb. 8). Die Resonanzfrequenz der HF-Sonde wurde der Elektronenplasmafrequenz gleichgesetzt und nach Gl. (3) die Dichte bestimmt. In Abb. 8 haben wir den theoretischen Wert des

Langmuirschen Sondenstroms für die aus der HF-Sondenmethode berechnete Dichte bestimmt und in die zugleich registrierte Langmuirsche Sondencharakteristik eingetragen. Es ergab sich, daß die aus der HF-Sondenmessung bestimmte Elektronendichte ungefähr demjenigen Sondenstrom zuzuordnen ist, bei dem die Abweichung vom geradlinigen Anstieg des Sondenstroms bei halblogarithmischer Auftragung der Sondencharakteristik beginnt.

c. Bei fester Lage der Sonde und konstanten Plasmabedingungen haben wir die Resonanzfrequenz der HF-Sonde bei verschiedenen Sondenvorspannungen gemessen und folgenden Verlauf gefunden (Abb. 9): Die Resonanzfrequenz ist nicht konstant, sondern wächst mit zunehmend negativem Sondenpotential. Bei sehr negativen Sondenvorspannungen fanden wir zwar eine Annäherung der Resonanzfrequenz der HF-Sonde an die Plasmafrequenz, erreichten aber nie vollkommene Übereinstimmung der beiden Frequenzen. In Abb. 10 ist die gemessene Sondenresonanzfrequenz gegen den Sondenstrom aufgetragen. Man erkennt in der Nähe des Floating-Potentials einen raschen Abfall der Resonanzfrequenz, der mit zunehmendem Sondenstrom flacher wird.

4) Diskussion der Meßergebnisse 3)b. und 3)c.

Für die gemessenen Abweichungen von Sondenresonanz- und Plasmafrequenz sind folgende Deutungen naheliegend:

a. Durch die Sonde und mit steigendem Elektronenstrom zur Sonde wird das Plasma vor der Sonde zunehmend gestört. Die Störung äußert sich in einer Elektronendichteerniedrigung, und die HF-Sonde gibt eine Aussage über das an Elektronen

verarmte Plasma in Sondennähe. Für diese Deutung spricht das Ansteigen der Resonanzfrequenz mit abnehmendem Sondenpotential. Gegen diese Deutung steht das Meßergebnis, daß die Resonanzfrequenz mit größer werdenden Sondenströmen, d.h. mit wachsender Plasmastörung, sich kaum mehr ändert.

b. Die in der Nähe des Floating-Potentials gemessenen Resonanzfrequenzen stimmen mit den wirklichen Plasmafrequenzen überein. In diesem Falle dürften Plasmapotential und Plasmadichte nicht - wie bisher als berechtigt angenommen wurde - aus dem Schnittpunkt der Extrapolationen von Elektronenanlaufstrom und Elektronensättigungsstrom bestimmt werden, sondern aus jenem Punkt, an dem der logarithmische Elektronenstrom vom geradlinigen Anstieg abzuweichen beginnt (s. Abb. 8).

c. Eine dritte Deutung der Abweichungen von Sondenresonanz- und Plasmafrequenz und der Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Sondenvorspannung ist die Annahme, daß die Langmuirsche Dichtebestimmung richtig ist, aber die Sondenresonanzfrequenz nicht mit der Plasmafrequenz übereinstimmt. Diese Ansicht wird bestätigt durch ähnliche Untersuchungen von MAYER [5]), die die beste Deutung unserer Ergebnisse erlauben.

Nach MAYER müssen wir nicht nur das Plasma selbst, sondern auch die Schichten vor der Sonde und der Referenzelektrode in unsere Betrachtungen mit einbeziehen. Man erhält dann eine von der Plasmafrequenz ν_{pl} abweichende Resonanzfrequenz

$$\nu_{Res} = \nu_{pl} \sqrt{\frac{s_1+s_2}{p+s_1+s_2}} \quad , \qquad (8)$$

wobei s_1 und s_2 die beiden Schichtdicken und p die lineare Ausdehnung des Plasmas zwischen beiden Schichten bedeuten.

Mit Hilfe der Beziehung (8) lassen sich unsere in Abschnitt 3), Punkt b. und c., dargestellten Meßergebnisse sofort verstehen und vernünftige Werte für die Schichtausdehnung $s_{1,2}$ vor der Sonde und ihrer Gegenelektrode berechnen:

Bei einer punktförmigen Plasmaquelle - und dies trifft für unsere Anordnung für nicht allzu nahe Abstände x der Sonde vom Emitter zu - fällt die Dichte wie $1/x^2$ ab. In diesem Falle wachsen bei konstanter Plasmatemperatur die Debye-Länge und mit ihr auch die Schichtdikken s_1 und s_2, die als ein Vielfaches der Debye-Länge angesetzt werden können, proportional zu x. Das Verhältnis ν_{Res}/ν_{pl} wird somit nach Gl. (8) unabhängig vom Abstand x, was Abb. 7 bestätigt. Die Schichtdicken lassen sich aus den Meßwerten der Abb. 7 ebenfalls nach Gl. (8) für alle Sondenabstände zu 8 bis 15 Debye-Längen (je nach den Schichtverhältnissen an der Gegenelektrode) berechnen.

Die gemessene Resonanzfrequenzabhängigkeit von der Sondenvorspannung (dargestellt in Abb. 9) läßt sich aus Gl. (8) als Effekt der Sondenvorspannung auf die Schichtdicke verstehen. Je negativer die Sonde, umso ausgedehnter die Schicht vor der Sonde, und umso näher liegt die Resonanzfrequenz der HF-Sonde bei der Plasmafrequenz. Umgekehrt gestattet Gl. (8), aus den Meßdaten der Abb. 9 die Schichtdicke abzuschätzen. Für einen Sondenabstand von der Referenzelektrode von ca. 5 cm errechnen sich bei einer sich ändernden Sondenvorspannung von -0,5 bis -5 V nach Gl. (8) Schichtdicken von 3,5 bis 9 Debye-Längen.

Eine weitere Bestätigung der Annahme, daß Grenzschichten im Resonanzverhalten von Sonde und Plasma eine wesentliche Rolle spielen, erbrachte

folgendes Kontrollexperiment, dessen Ergebnisse in Abb. 11 dargestellt sind:

Bei gegebener Lage der Sonde im Plasmagefäß wurde die nach der Langmuirschen Methode bestimmte Elektronendichte über einen großen Bereich variiert (von $5 \cdot 10^6$ bis $5 \cdot 10^8$ cm^{-3}) und jeweils bei Floating-Potential die Sondenresonanzfrequenz gemessen. Es zeigte sich, daß die Sondenresonanzfrequenzen sich mit stiegender Dichte wesentlich geringer änderten als die den Langmuir-Dichten entsprechenden Plasmafrequenzen. Das Verhältnis von Sondenresonanz- zu Plasmafrequenz ist klein bei großen Dichten (d.h. kleine Debye-Längen und dünne Schichten), steigt mit abnehmender Elektronendichte und strebt schließlich dem Wert 1 zu.

Es wurde gefunden, daß in diesem Grenzfall das Sondenresonanzphänomen völlig verschwindet. Letzteres wird aus den Untersuchungen von MAYER [5]) verständlich, weil im Fall $\nu_{Res} = \nu_{pl}$ die Dielektrizitätskonstante des Systems Sonde-Schicht-Plasma $\varepsilon_{eff} \equiv 1$ wird und damit frequenzunabhängig. Einzelheiten hierüber werden an anderer Stelle veröffentlicht.

5) Zusammenfassung der Ergebnisse

Messungen des Resonanzstroms in Abhängigkeit von der Sondenvorspannung und von der HF-Amplitude lassen sich nicht mit der Theorie von ICHIKAWA und IKEGAMI [4]) erklären.

Vergleichende Elektronendichtebestimmungen mit LANGMUIR-Sonden nach der üblichen Auswertemethode (Schnittpunktbestimmung, Abb. 8) und der HF-Resonanzmethode haben keine Übereinstimmung ergeben. Die Elektronendichten aus der Sondenresonanzfrequenz (unter der An-

nahme, daß die Resonanzfrequenz mit der Elektronenplasmafrequenz übereinstimmt) lagen bis zu einer Zehnerpotenz unter den mit LANGMUIR-Sonden gemessenen Dichten. Mit der Erhöhung der negativen Sondenvorspannung näherte sich die Resonanzfrequenz der Plasmafrequenz. Übereinstimmung der beiden Frequenzen konnte jedoch nicht erreicht werden, da bei ihrer Annäherung die Resonanzstromstärke δJ auf Null absinkt. Der Unterschied zwischen Sondenresonanz- und Plasmafrequenz sowie das Absinken des Resonanzstroms auf Null können gedeutet werden durch Einbeziehung von Grenzschichten in das Resonanzsystem von Sonde und Plasma.

In derselben Weise kann die von uns ebenfalls beobachtete Erscheinung erklärt werden, daß der Resonanzstrom δJ mit abnehmender Elektronendichte in solchen Dichtebereichen verschwindet, in denen einerseits die Grenzschichten den gesamten Plasmaraum einnehmen und andererseits die Debye-Länge in die Größenordnung des Sondendurchmessers kommt. Bei dem letztgenannten Experiment konnten wir nicht entscheiden, ob das Verschwinden des Resonanzstroms n u r durch das Grenzschichtverhalten bedingt ist oder außerdem auch durch das Anwachsen der Debye-Länge auf eine Größe, die mit dem Sondendurchmesser vergleichbar ist.

Abschließend sei bemerkt, daß unter bestimmten Plasma- und Sondenbedingungen, die noch einer genaueren Untersuchung bedürfen, erhöhte Sondenresonanzströme auch bei ganzzahligen Teilen (1/2, 1/3, 1/4 ....) der Resonanzfrequenz beobachtet wurden.

Den Herren G. von Gierke und H. Wimmel danken wir für klärende Diskussionen. Für technische Hilfe danken wir Fräulein K. Poletow, Fräulein I. Lufer und den Herren A. Miehle und P. Müller.

L i t e r a t u r

1) E. Guilino, Phys. Verh. 14, 87 (1963).

2) K. Takayama, H. Ikegami u. S. Miyazaki, Phys. Rev. Letters 5, 278 (1960).

3) R.H. Sloane u. E.I.R. MacGregor, Phil. Mag. 18, 193 (1934).

4) Y.H. Ichikawa u. H. Ikegami, Progr. of Theoret. Phys. 28, 315 (1962).

5) H.M. Mayer, VI. Int. Conf. on Ionization Phen. in Gases, Paris 1963.

Bildlegenden

Abb. 1: Caesium-Apparatur "ALMA I".

Abb. 2: Blockschaltbild für die HF-Resonanzsonden-Messung.

Abb. 3: Sondenstrom in Abhängigkeit von der Frequenz der Wechselspannung bei Floating-Potential; Parameter: HF-Amplitude in Volt.

Abb. 4: Resonanzstrom in Abhängigkeit von der negativen Sondenvorspannung; Parameter: $\delta\eta = \frac{e\delta V_{\approx}}{kT_e}$; .....Theoretische Kurve: $\delta J \sim \sqrt{\eta}\, e^{-\eta}$.

Abb. 5: Resonanzstrom in Abhängigkeit von der HF-Amplitude $\delta\eta$; Parameter: Sondenvorspannung η.

Abb. 6: Potenz x für den Resonanzstromanstieg als Funktion von $\delta\eta$; $x = \frac{d(\log \delta J)}{d(\log \delta\eta)}$; Parameter: Sondenvorspannung η.

Abb. 7: Axiale Dichteverteilung im Cs-Plasma, gemessen mit Langmuir- und HF-Sonde; HF-Sonde: $\nu_{Res} = \nu_{pl}$, $U_{=} \approx -5$ V, $\delta V \approx 0{,}5$ V.

Abb. 8: Halblogarithmische Sondencharakteristik für den Elektronenstrom im Cs-Plasma; $n_e = 3{,}1 \cdot 10^7$ cm^{-3}, $T_e = 2370^{\circ}$K.

Abb. 9: Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Sondenvorspannung; $n_e = 3{,}1 \cdot 10^7$ cm^{-3}, $\nu_{pl} = 50$ MHz (Langmuir-Werte).

Abb.10: Resonanzfrequenz in Abhängigkeit vom Sondenstrom; $n_e = 3{,}1 \cdot 10^7$ cm^{-3}, $\nu_{pl} = 50$ MHz, $T_e = 2370^{\circ}$K (Langmuir-Werte).

Abb.11: Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Elektronendichte bei Sondenabständen vom Emitter: x = 10, 14 und 20 cm.

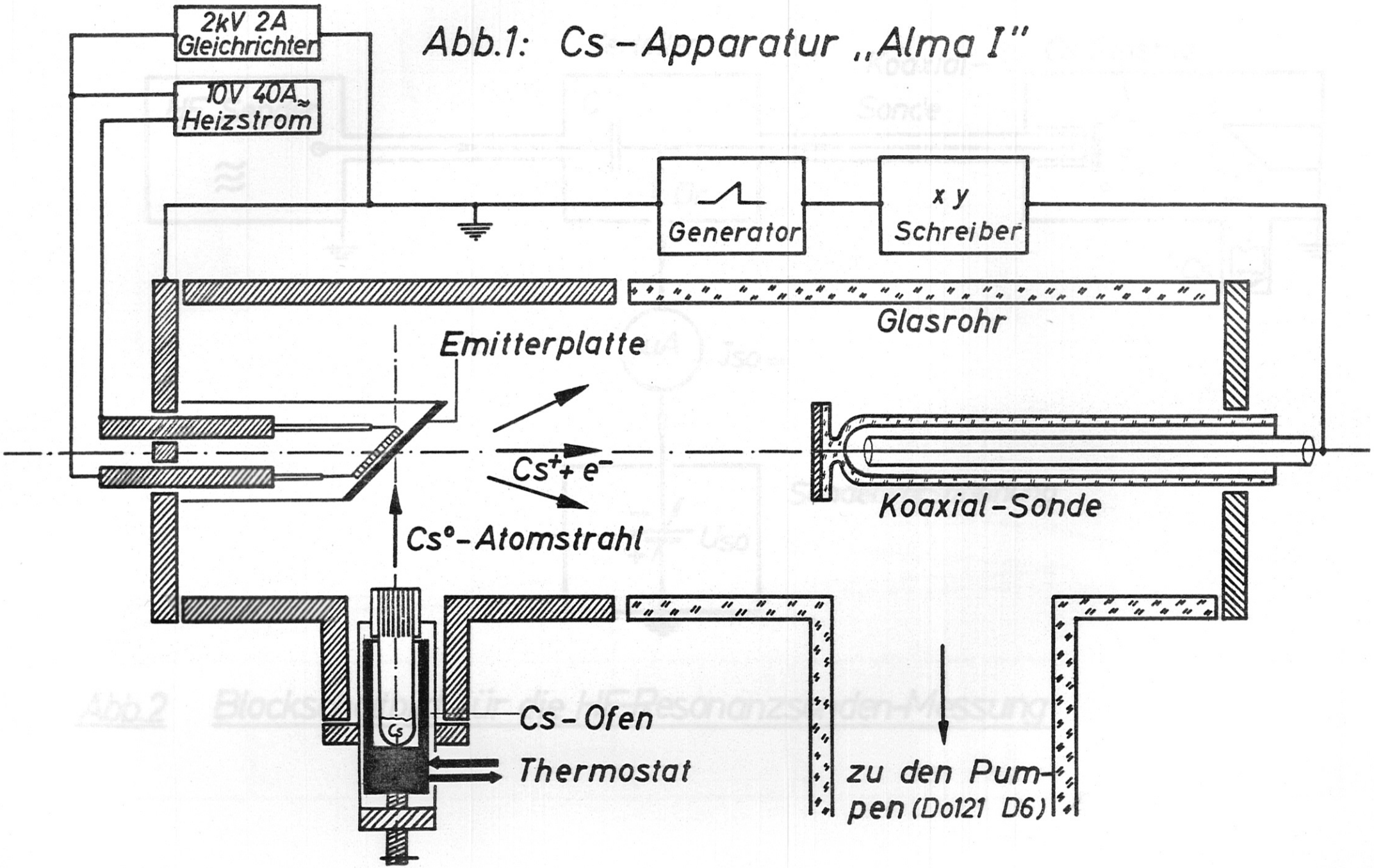


Abb.1: Cs-Apparatur „Alma I"

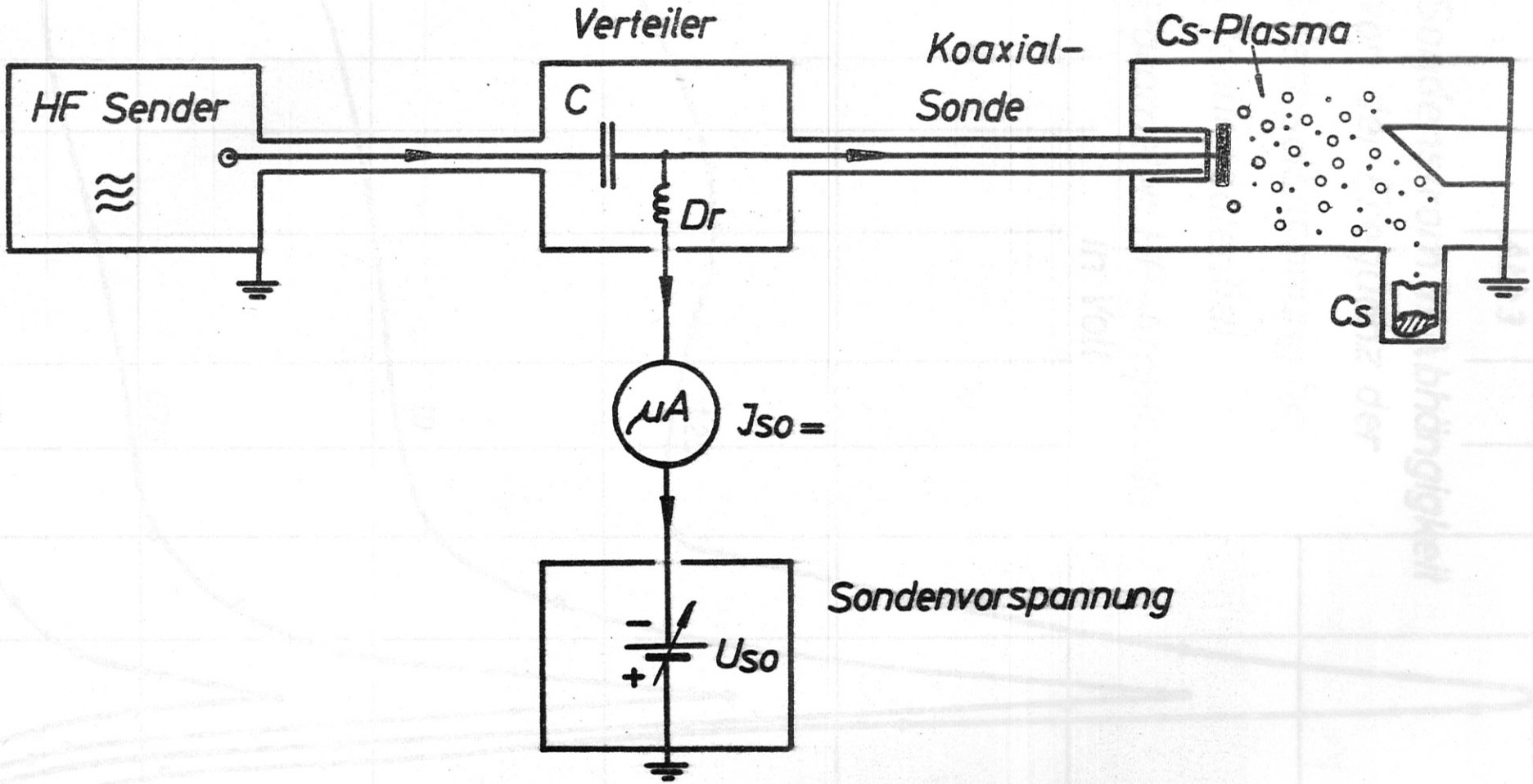


Abb.2 Blockschaltbild für die HF-Resonanzsonden-Messung

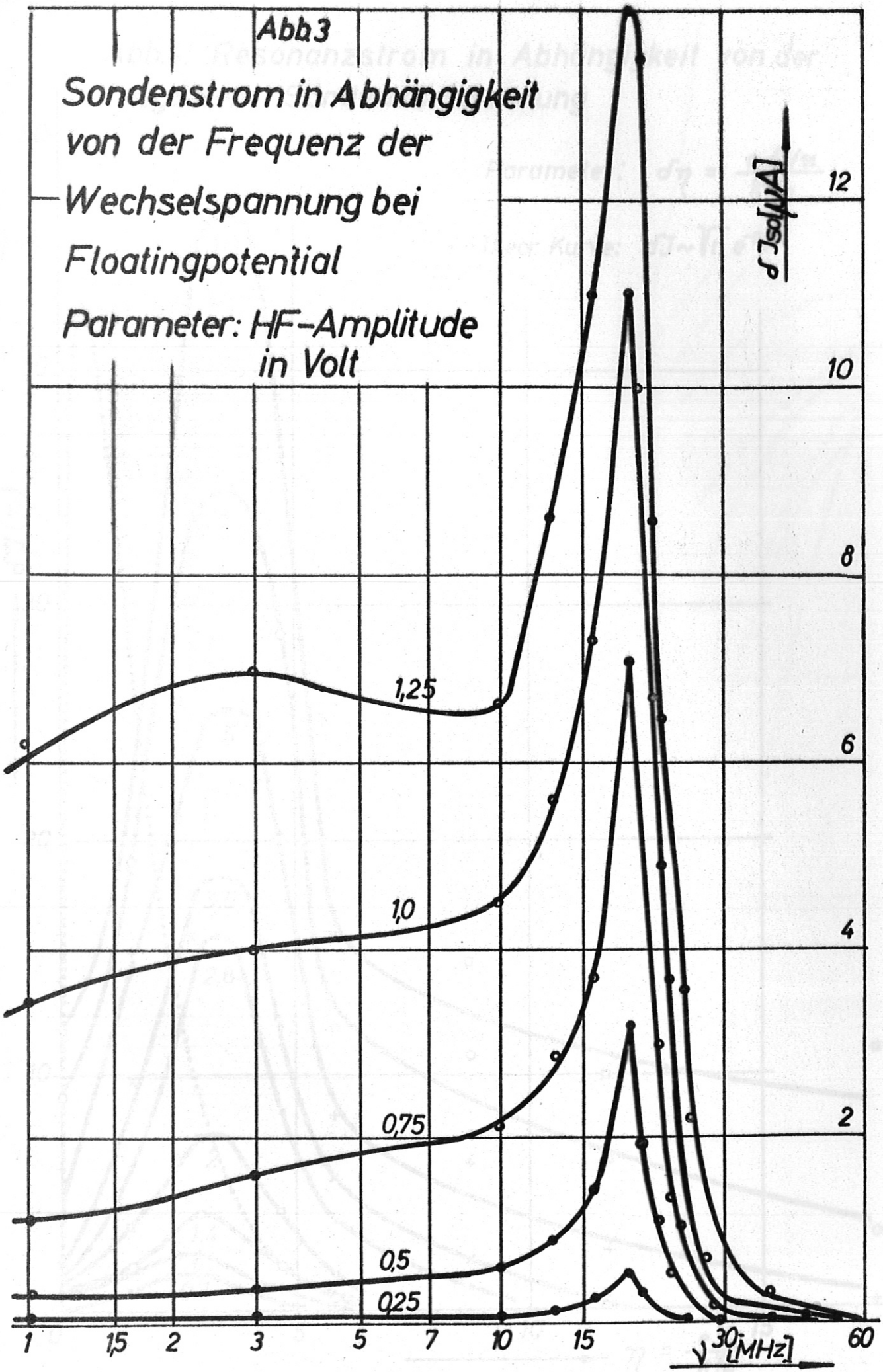
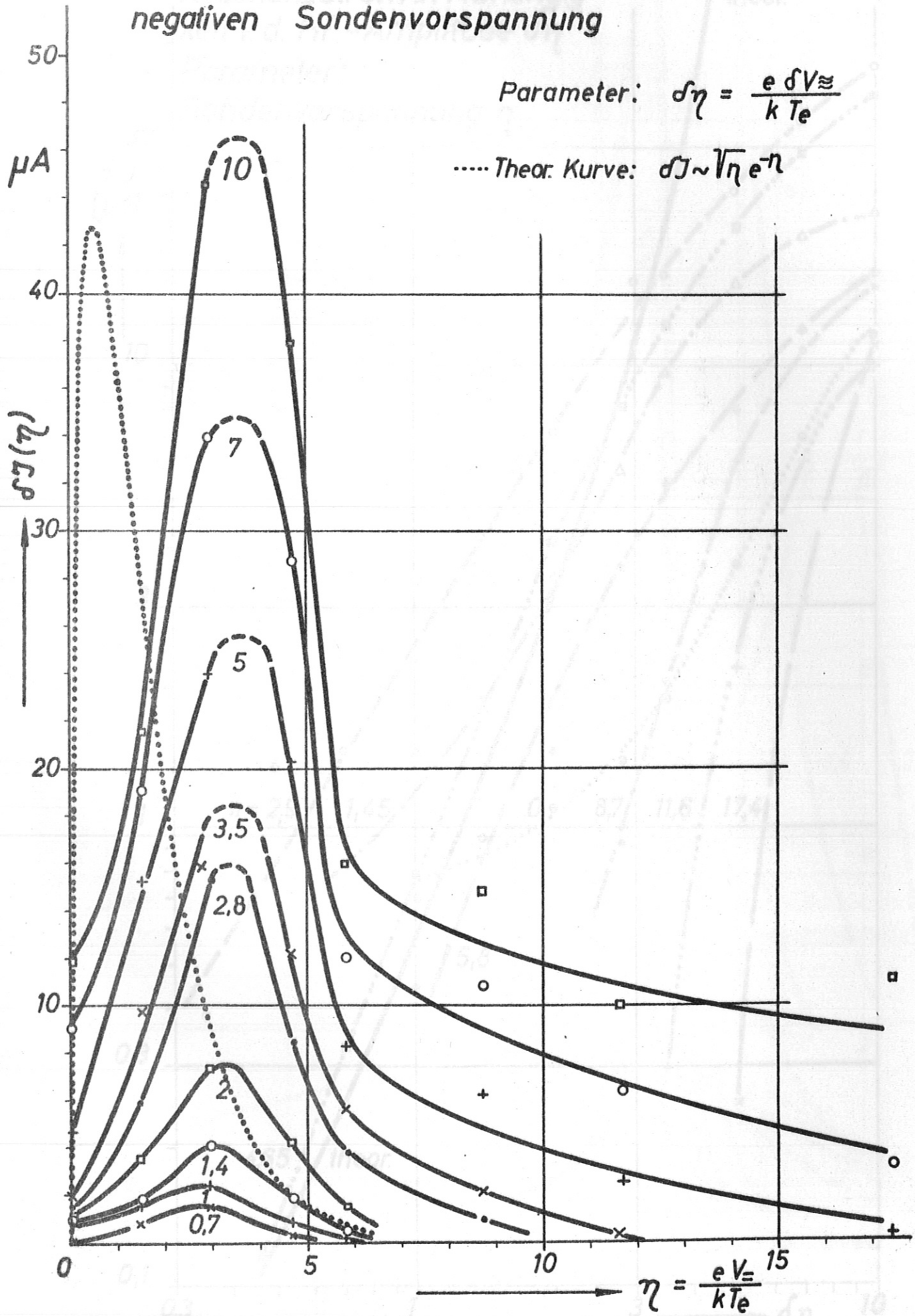


Abb.3
Sondenstrom in Abhängigkeit von der Frequenz der Wechselspannung bei Floatingpotential
Parameter: HF-Amplitude in Volt
1,25
1,0
0,75
0,5
0,25
12
10
8
6
4
2
1
1,5
2
3
5
7
10
15
30
60
ν [MHz]

Abb.4: Resonanzstrom in Abhängigkeit von der negativen Sondenvorspannung



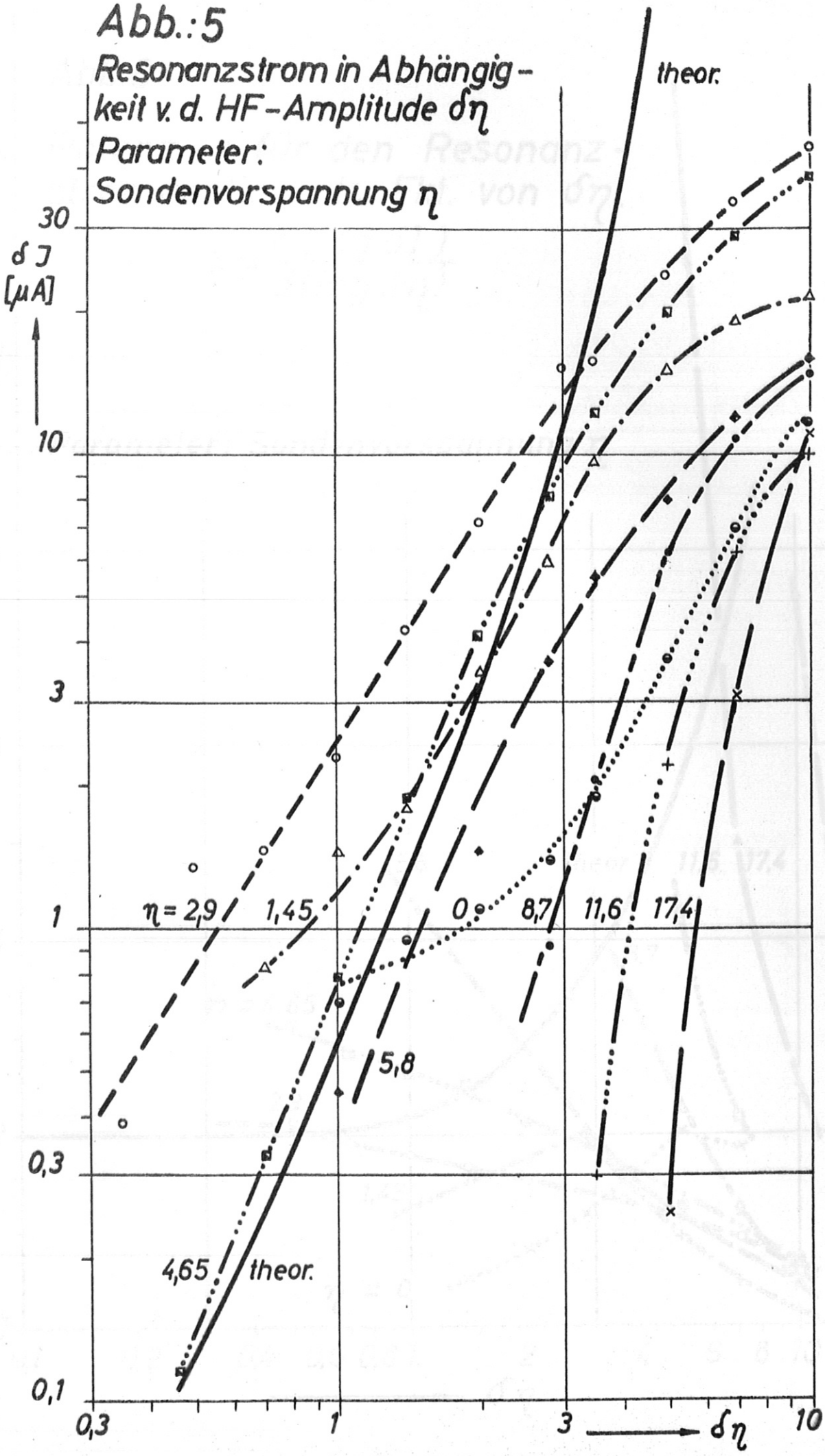


Abb.: 5
Resonanzstrom in Abhängigkeit v. d. HF-Amplitude δη
Parameter:
Sondenvorspannung η
theor.
30
δ J
[μA]
10
3
1
0,3
0,1
η = 2,9
1,45
0
8,7
11,6
17,4
5,8
4,65
theor.
0,3
1
3
10
δη

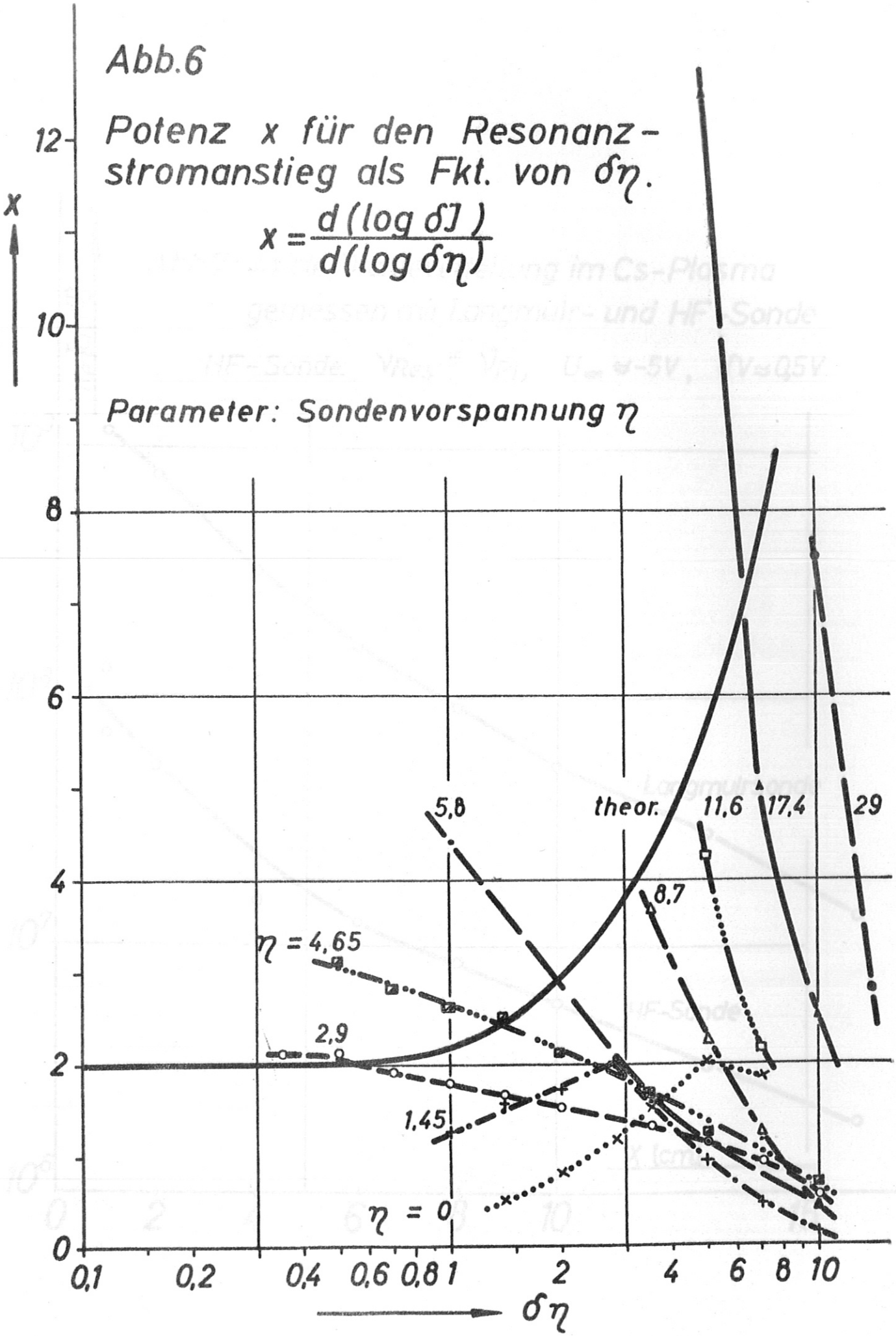


Abb.6
Potenz x für den Resonanz-stromanstieg als Fkt. von δη.
$x = \frac{d(\log \delta J)}{d(\log \delta\eta)}$
Parameter: Sondenvorspannung η
x
12
10
8
6
4
2
0
0,1
0,2
0,4
0,6
0,8
1
2
4
6
8
10
δη
5,8
theor.
11,6
17,4
29
8,7
η = 4,65
2,9
1,45
η = 0

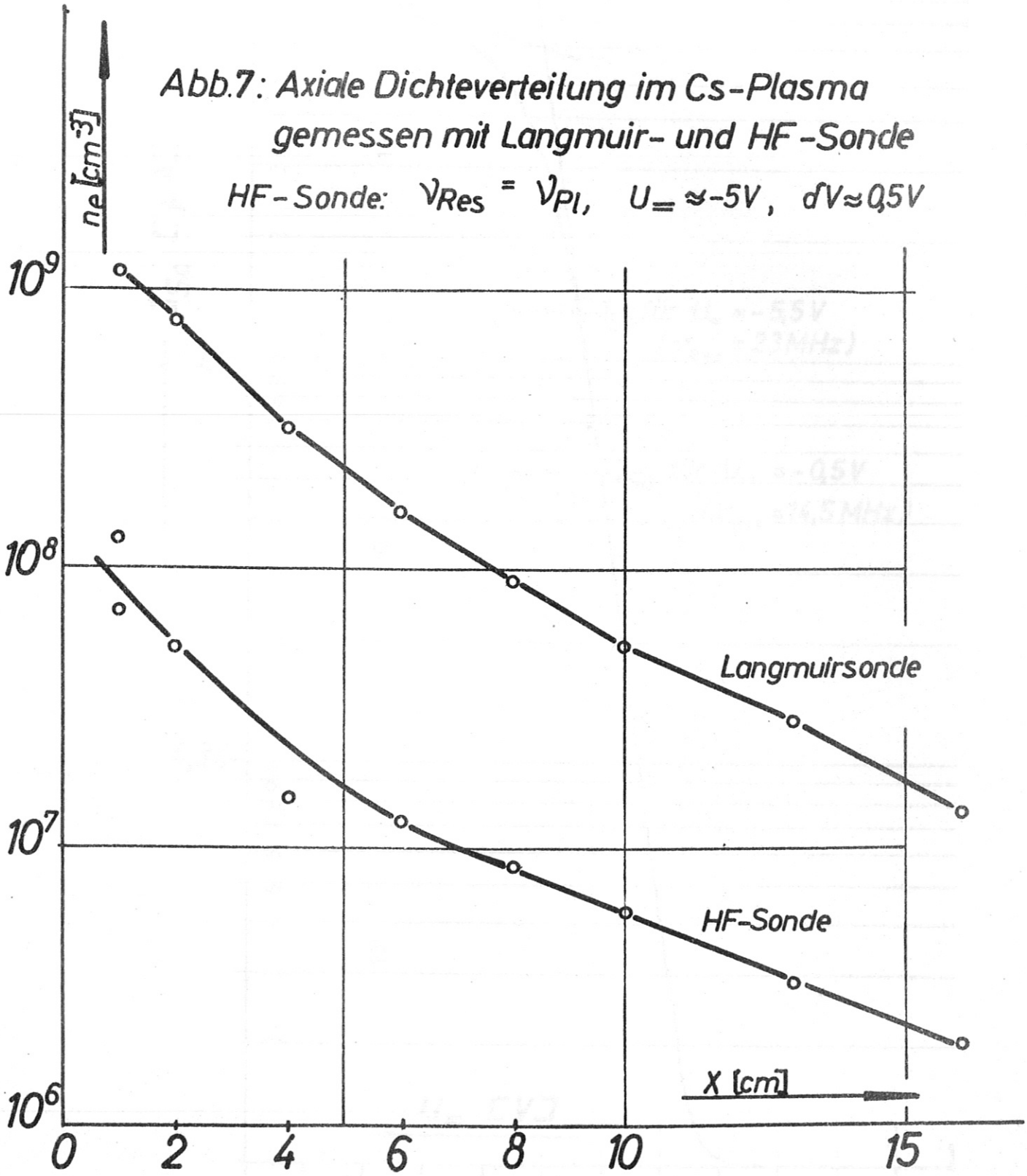


Abb.7: Axiale Dichteverteilung im Cs-Plasma
gemessen mit Langmuir- und HF-Sonde
HF-Sonde: $\nu_{Res} = \nu_{Pl}$, $U_{=} \approx -5V$, $dV \approx 0{,}5V$
n_e [cm^{-3}]
10^9
10^8
10^7
10^6
Langmuirsonde
HF-Sonde
X [cm]
0
2
4
6
8
10
15

Abb.8: *Halblogarithmische Sondencharakteristik für den Elektronenstrom im Cs-Plasma*

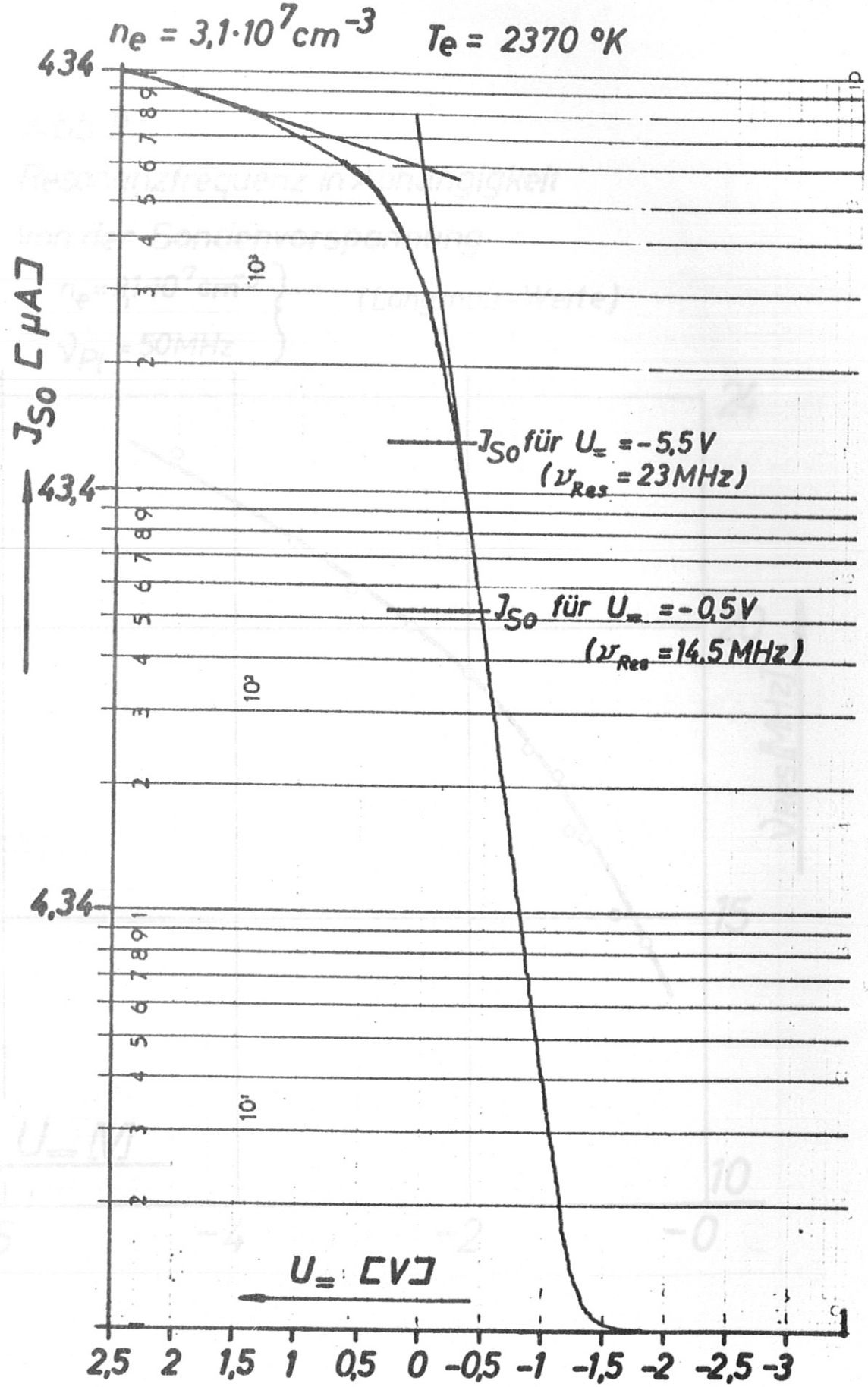


Abb. 9:

Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Sondenvorspannung

$n_e = 3{,}1 \cdot 10^7 \, cm^{-3}$, $\nu_{Pl} = 50 MHz$ (Langmuir-Werte)

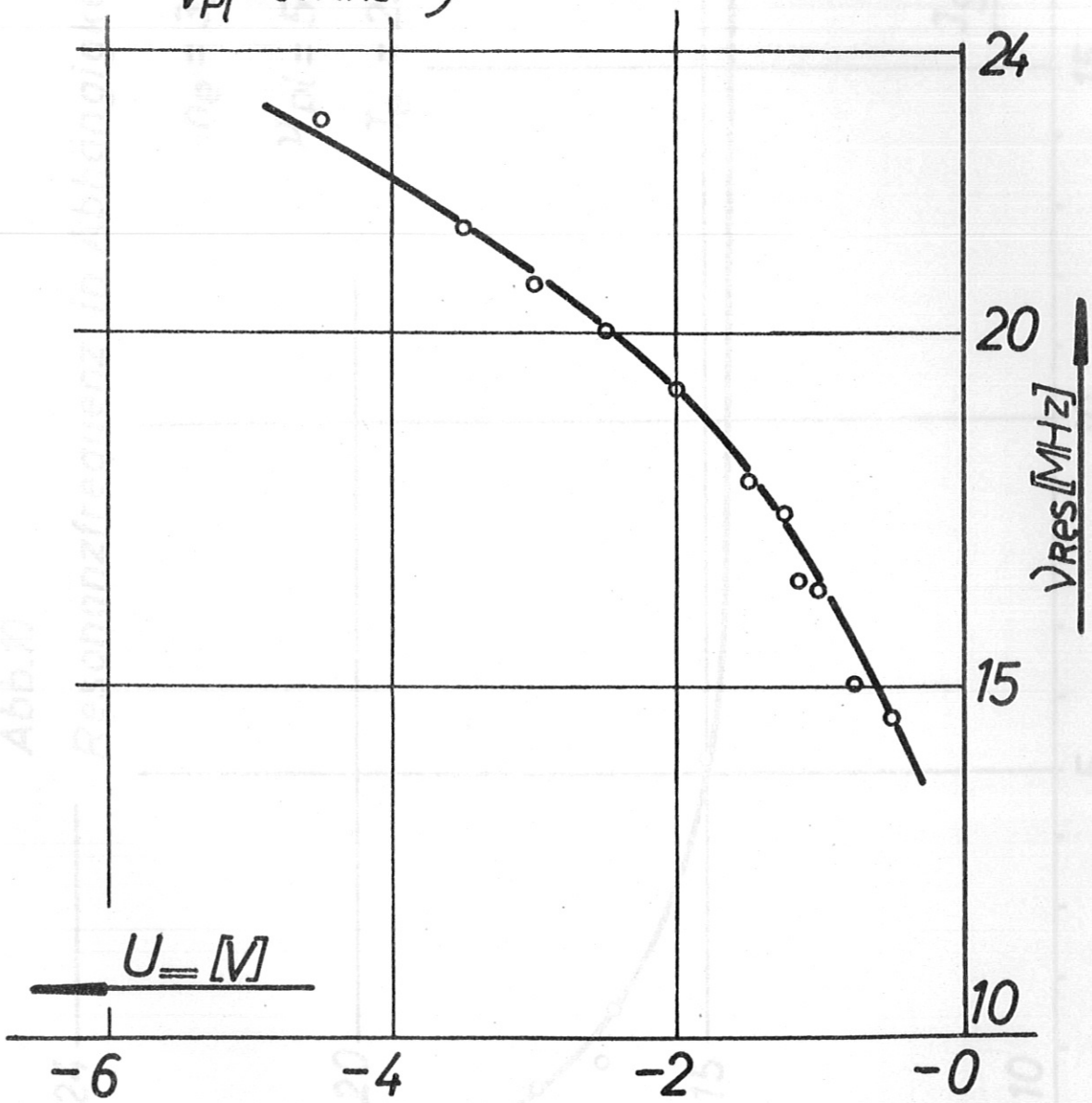
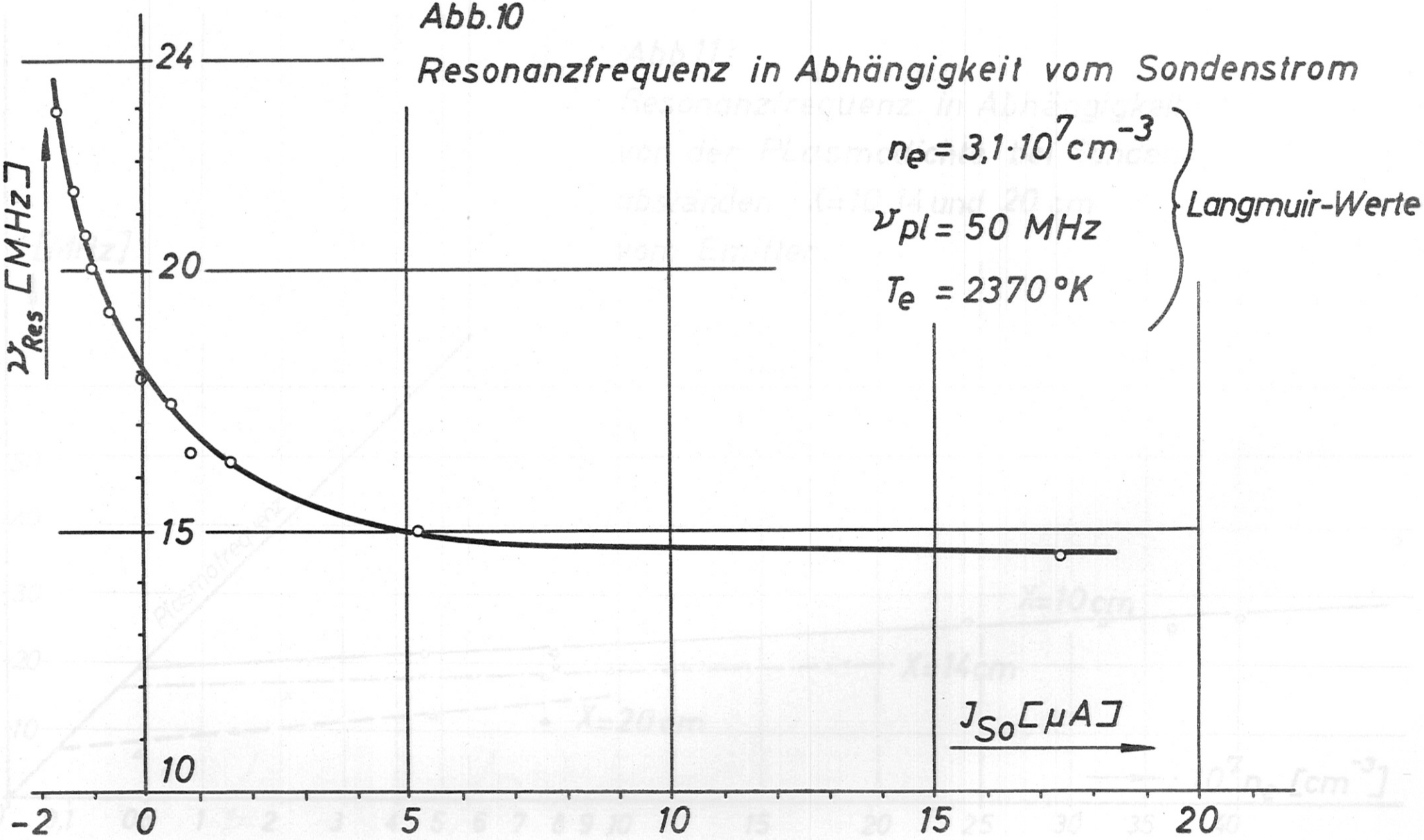


Abb.10

Resonanzfrequenz in Abhängigkeit vom Sondenstrom



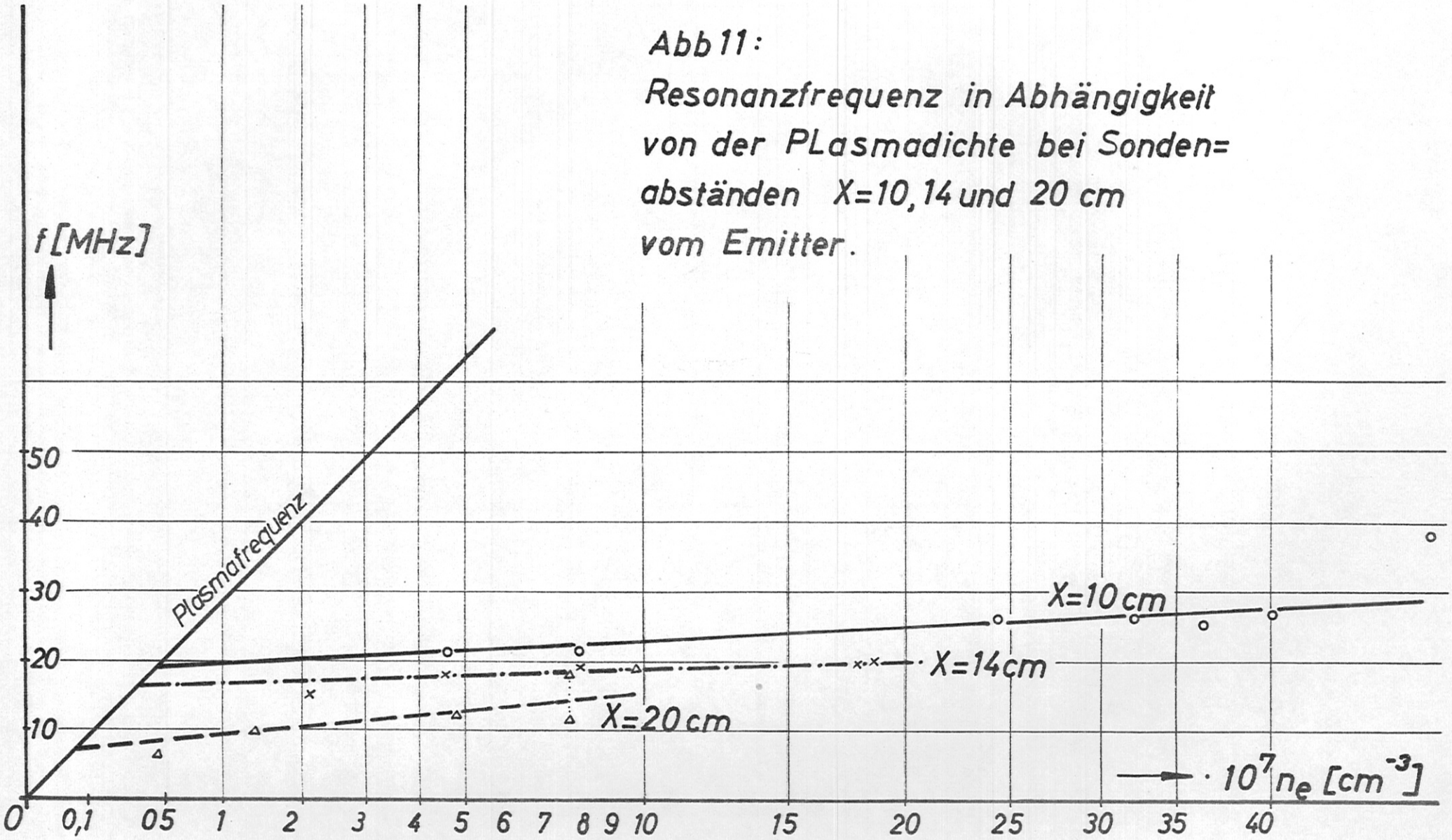


Abb 11:
Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der PLasmadichte bei Sonden= abständen X=10, 14 und 20 cm vom Emitter.