Zyklotronstrahlungsemission eines im

W VII-A erzeugten HF-Plasmas

(Cyclotron Emission from an rf-Plasma Generated in Wendelstein VII-A)

> A. Cavallo M. Tutter

IPP 2/246

Juni 1979



MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK

8046 GARCHING BEI MÜNCHEN

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR PLASMAPHYSIK GARCHING BEI MÜNCHEN

Zyklotronstrahlungsemission eines im
W VII-A erzeugten HF-Plasmas

(Cyclotron Emission from an rf-Plasma Generated in Wendelstein VII-A)

> A. Cavallo M. Tutter

IPP 2/246

Juni 1979

Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Max-Planck-Institut für Plasmaphysik und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.

IPP 2/246

A. Cavallo M. Tutter Zyklotronstrahlungsemission eines im W VIIA erzeugten HF-Plasmas

(Cyclotron Emission from an rf-Plasma Generated in Wendelstein VII A)

Juni 1979 (in Geman)

Abstract

Emission measurements near the electron cyclotron frequency were made on an rf - generated plasma in Wendelstein VII A.

Contrary to the expected maximum for cyclotron resonance at the torus axis (corresponding to the radial profile of the electron temperature of a thermal plasma 1) the emission showed a minimum there and very high values far away of the cyclotron resonance.

This observation can be understood by the assumption of a small component of high energy runaway electrons, whose radiation is dispersed by the cold main part of the plasma.

It is estimated, that the total energy of the runaway electrons is about the same as the energy of the cold plasma.

Einführung

In einem toroidalen Plasma ist die Grundfrequenz der von einem Elektron emittierten Zyklotronstrahlung mit dessen Position verknüpft durch die Beziehung

$$fce(r) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{e}{m} \cdot \frac{B_0}{1 + \frac{r}{R}}$$

wo Bo das Hauptfeld auf der Torusachse, R den großen Torusradius bezeichnet und r parallel zu R von der Torusachse aus gezählt wird. Azimuthale Feldkomponenten durch Plasmastrom und Helikalwindungen sind dabei vernachlässigt.

Die Frequenzunschärfe und die von ihr verursachte radiale Unschärfe sind gegeben durch die Ausdrücke²⁾

$$\frac{\Delta r}{R} \leq \frac{\Delta f_{ce}}{f_{ce}} = \begin{cases} \sqrt{2\pi} \approx \cos \Theta & \text{, Dopplerverbreiterung} \\ \sqrt{2\pi} \approx \cos \Theta & \text{, relativistische Verbreiterung} \end{cases}$$

© ist der Winkel der Beobachtungsrichtung mit dem Magnetfeld. Das Kleiner-Zeichen steht für optisch dicke Emission.

In Abb. 1 ist für W VII A- Verhältnisse Ar/a als Funktion von Θ für verschiedene Elektronentemperaturen dargestellt, wobei a den Plasmaradius bedeutet. Im Experiment wurden zum Strahlungsempfang senkrecht auf die Torusachse gerichtete Hornantennen verwendet, s. Abb. 2. Der 3dB-Winkel der Richtcharakteristiken dieser Hörner war (von der Mittelachse gerechnet) ca. 9°; aus Abb. 1 ist ersichtlich, daß damit nur bei Temperaturen unter 100 eV genügend hohe Raumauflösung bei Messungen des radialen Temperaturprofils erreicht wird.

Bei Temperaturen über 10 keV überwiegt die relativistische Verbreiterung, die Linienbreite Δ fce wird größer als der Unterschied der Zyklotronfrequenz zwischen r = +a und r = -a, ΔF_{ce} , nach

Runaway-Elektronen lassen sich also nicht mittels ihrer Frequenz orten.

Experiment

Im W VII A-Stellarator wurde mit einem 106 MHz-Impuls von maximal 3 kW und einer Länge von 70-200 msec ein H₂- oder He-Plasma im Dichtebereich von einigen 10¹¹ cm⁻³ erzeugt. Zusätzlich zu diesem Vorionisierungsimpuls wurden mittels einer Koppelschleife 896 MHz-Impulse von 2 msec Dauer und maximal 28 kW eingekoppelt 3). Der Abstand dieser Impulse war ca. 20 msec, der erste von ihnen wurde 20 msec hinter den Anfang des Vorionisierungsimpulses gelegt. Die Elektronendichte wurde mit einem Streifeninterferometer gemessen. Die Dichte während der 896 MHz-Impulse betrug einige 10^{12} cm⁻³ 4), der Ionisationsgrad lag zwischen 30 und 90 %. Für die Elektronentemperatur wurde aus spektroskopischen Beobachtungen maximal T = 20 eV geschätzt ⁵⁾. Die emittierte Rauschstrahlung wurde mit einem 72,5 GHz-Superheterodyn-Empfänger mit einer Bandbreite von 2 · 500 MHz gemessen, welcher wahlweise an das innere und das äußere Empfangshorn angeschlossen werden konnte (s. Abb. 2). Die Polarisationsrichtung der untersuchten Strahlung war senkrecht zum magnetischen Hauptfeld (außerordentliche Welle). Da die Empfängerfrequenz f fest war, mußte zur Variation des Verhältnisses f/f_{ceo} ($f_{ceo} = Zyklotronfrequenz$ auf der Torusachse) das Hauptfeld von Schuß zu Schuß variiert werden.

Theorie

Der Brechungsindex N des kalten Plasmas für Beobachtungsrichtung und Polarisationsrichtung senkrecht zum magnetischen Hauptfeld B ist bei vernachlässigter Ionenbewegung gegeben durch

$$N^{2} = 1 - \frac{x(r)(1 - x(r))}{1 - x(r) - y(r)},$$

$$x(r) = \frac{f_{p}^{2}(r)}{f^{2}} \left(1 - \frac{\dot{r}\nu}{2\pi f}\right)$$

$$y(r) = \frac{f_{ceo}^{2}}{f^{2}} \cdot \frac{1 - \frac{\dot{r}\nu}{\pi f}}{(1 + \frac{\dot{r}\nu}{2})^{2}},$$

worin $fp^2(r) = n(r) e^2/(\epsilon_n)$ und **y** die zur Vereinfachung radiusunabhängig ange-

nommene Stoßfrequenz der Elektronen gegen Ionen bedeutet, welche bei Inemisegx∃

T

20 eV und dem gegebenen Ionisationsgrad diejenige gegen Neutralteilchen

weitaus Überwiegt.

Die radiale Lage der Cutoff-Stelle(n) ist gegeben durch

$$f^2 - ff_{eeo} \cdot \frac{1}{1 + \frac{r}{R}} = f_p^2(r)$$
 (1)

die der Stelle(n) der oberen Hybridresonanz durch

$$f^2 - f_{ceo} \cdot \frac{1}{(1 + \frac{r}{R})^2} = f_p^2(r)$$
 (2)

und die Stelle, wo die Meßfrequenz gleich der Elektronenzyklotronfrequenz ist, durch

$$f = fceo \cdot \frac{1}{1 + \frac{r}{R}} \tag{3}$$

Die experimentell ermittelte Plasmadichteverteilung läßt sich annähern durch die Funktion

$$n(r) = n_0 \begin{cases} cos^h \left[\left(\frac{r}{a} - \frac{\beta - 1}{\beta} \right) \frac{\beta \pi}{2} \right] & bei \frac{\beta - 1}{\beta} a < r \le a \\ bei - \frac{\beta - 1}{\beta} a \le r \le \frac{\beta - 1}{\beta} a \\ cos^h \left[\left(-\frac{\gamma}{a} - \frac{\beta - 1}{\beta} \right) \frac{\beta \pi}{2} \right] & bei - a \le r < -\frac{\beta - 1}{\beta} a \end{cases}$$

mit h = 1,2, β = 3 und a = 10,73 cm, s. Abb. 3. In Abb. 4 sind die charakteristischen Stellen nach Gl. (1) bis (3) für n_e = $4 \cdot 10^{12}$ cm⁻³ als Funktionen des Magnetfeldes B_e dargestellt, in Abb. 5 für n_e = $8 \cdot 10^{11}$ cm⁻³. Den ersteren Maximalwert hatte die Elektronendichte etwa während der 896 MHz-Impulse, den letzteren mit der 106 MHz-Vorionisierung allein.

Die Dicke Δr der emittierenden Schicht an der Stelle fce = f ist bei der in der Einführung angegebenen Winkelbreite der Hörner-Richtcharakteristiken nach Abb. 1 im wesentlichen durch Dopplerverbreiterung bestimmt. Die optische Dicke

$$t = \int \alpha(r) dr$$
, $\alpha(r) = \frac{2\pi f}{c} \partial m N(r)$

dieser Schicht ist nach einer Arbeit von Bornatici und Engelmann ⁶⁾

$$\tau \approx (2\pi)^2 \sqrt{2} \frac{f^2}{f_p^2} \frac{v^2}{c^2} \frac{R}{\lambda_o} \cos^2 \theta = C \cdot \cos^2 \theta$$

wo the die thermische Elektronengeschwindigkeit, the die Vakuumwellenlänge bei der Meßfrequenz f und R den großen Torusradius bedeutet. Unter der Annahme, daß das Temperaturprofil die gleiche Gestalt hat wie das Dichteprofil, wird C = const und nimmt mit T = 10 eV und R = 200 cm für the 4 · 10 bzw. 8 · 10 11 cm⁻³ die Werte C = 17 bzw. 85 an +).

Der Absorbtionsfaktor für eine Richtung \(\Theta :

$$A(\theta) = 1 - e^{-t(\theta)}$$

mit der Horncharakteristik g(Θ) multipliziert ist für die beiden Dichten in Abb. 6 dargestellt. Durch Integration wird ein über die Horncharakteristik gemittelter Absorptionsfaktor:

$$A_{eff} = \frac{\int A(0)g(0) d\Theta}{\int g(0) d\Theta}$$

gewonnen; es ist $A_{eff} = 0,17$ bzw. 0,46 für $n_o = 4 \cdot 10^{12}$ bzw. $8 \cdot 10^{11}$ cm⁻³. Die meßbare Strahlungstemperatur ist dann

$$T_{eff}(r) = T(r) \cdot A_{eff}$$

+) Daß die Absorption mit steigender Dichte von einer gewissen Grenze an abnimmt, kommt daher, daß die zunächst senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung stehende elektrische Polarisation der außerordentlichen Welle immer mehr elliptisch wird, wobei der Umlaufsinn des elektrischen Vektors entgegengesetzt der Gyrationsbewegung der Elektronen ist, die Kopplung zwischen Welle und Elektronen also schwächer wird ⁷⁾.

Da wegen

$$B(r) = \frac{B_0}{1 + \frac{r}{R}}$$

r und Baverknüpft sind durch

$$r = R\left(\frac{feeo}{f} - 1\right) = 200\left(\frac{28 \cdot 10^{9} \cdot B_{o}[T]}{72,5 \cdot 10^{9}} - 1\right)$$

wäre bei Variation des Magnetfeldes eine am Innenhorn gemessene Rauschtemperatur wie in Abb. 7 gezeigt zu erwarten (unter der Annahme, daß die Plasmaparameter bei dieser Variation konstant bleiben).

Am Außenhorn sollte keine Strahlung meßbar sein, da der Weg von der emittierenden Schicht fce = f zum Außenhorn durch eine Cutoff-Strecke führt, wie in Abb. 4 angedeutet.

Experimentelle Ergebnisse

In Abb. 8 ist der zeitliche Verlauf der Hochfrequenzimpulse sowie der Elektronendichte und des Meßsignals für das Magnetfeld B_o = 2,3 T als Beispiel abgebildet. Die Höhen der Maxima des Meßsignals während der 896 MHz-Impulse, wo die Elektronendichte hoch ist, und derer nach diesen Impulsen, wo die Dichte gerade wieder auf ihren Vorionisationswert abgeklungen ist +), sind in Abb. 9a bis 12a in Abhängigkeit des von Schuß zu Schuß geänderten Magnetfeldes B_o aufgetragen. Der Unterschied der Meßkurven zu den berechneten Kurven in Abbildung 7 ist in dreifacher Hinsicht auffallend groß:

- zeigen sie ein Minimum über dem Magnetfeldbereich, bei dem im Plasma an einer Stelle r f = f ist, anstelle eines Maximums,
- +) Die Ursache des ausgeprägten Strahlungsmaximums ca. 5 msec nach jedem
 HF-Impuls ist noch unbekannt, ebenso die des gezahnten Abfalls des Meßsignals
 nach Abschalten der 106 MHz-Leistung.

- 2. sind die Werte von Teff im Minimum viel höher als in Abb. 7,
- 3. ist der mit dem Außenhorn gemessene Kurvenverlauf nahezu der gleiche wie der mit dem Innenhorn gemessene.

Erklärung der Ergebnisse

Daß die effektive Strahlungstemperatur T_{eff} insgesamt sehr hoch ist und gerade außerhalb des B_e-Bereiches von ca. 2,4 - 2,7 Tesla hohe Werte aufweist, kann durch überthermische Elektronen als Strahlungsquelle erklärt werden. In Abb. 13, welche einer Arbeit von Celata und Boyd entnommen ist, sind berechnete Spektren überthermischer Elektronen dargestellt, für den Fall, daß die Beobachtungsrichtung senkrecht auf der Torusachse steht (Θ = 90°), und daß das Magnetfeld homogen ist. Für abweichende Beobachtungsrichtung und inhomogenes Magnetfeld sind die Kurven ausgeglätteter zu denken. In das Diagramm ist mit relativer Abszisse die obere Meßkurve aus Abb. 9a eingetragen. Ihre große Breite läßt Elektronen im 100 keV-Bereich vermuten.

Die Minima in den Meßkurven (Abb. 9a bis 12a) lassen sich durch die Wechselwirkung der Strahlung der überthermischen Elektronen mit dem kalten, inhomogenen und inhomogen magnetisierten Plasma erklären. Die Strahlung der thermischen Elektronen ist dagegen vernachlässigbar.

Für die folgende Betrachtung wird das Emissionsvermögen i der überthermischen Elektronen (Strahlungsleistung pro Volumeneinheit, Frequenzeinheit und Raumwinkeleinheit) mangels anderer Information als räumlich konstant im Plasma angenommen. Das Plasma wird als eben in – $a \le r \le a$, eingeschlossen von ebenen Metallwänden mit den Leistungsreflexionsfaktoren Γ_{\bullet} , Γ_{\bullet} , und die Wellenausbreitung in r-Richtung betrachtet (Abb. 14).

Da die WKB-Näherung nicht überall erlaubt ist (z.B. an Cutoff-Stellen), werden zur Berechnung von Dämpfung und Reflexion die folgenden gekoppelten Differential-gleichungen ⁹⁾ für die Feldstärke E₁ der nach rechts (vergl. Abb. 14) und E₂ der nach links laufenden Welle numerisch integriert:

$$\frac{dE_1}{dr} = -i \frac{2\pi f}{c} N(r) E_1 - \frac{1}{2} \frac{d \ln N}{dr} (E_1 - E_2)$$
(4)
$$\frac{dE_2}{dr} = +i \frac{2\pi f}{c} N(r) E_2 + \frac{1}{2} \frac{d \ln N}{dr} (E_1 - E_2) .$$
(5)

Die von einer an der Stelle r gelegenen Schicht der Dicke r nach rechts emittierte Strahlungsleistung beträgt an der Stelle r = +a

$$\delta I_{\tau} = j \, \delta r \cdot \frac{|E_1|_a^2}{|E_4|_T^2} = j \, \delta r \cdot p_4(r) , \qquad (6)$$

die von derselben Schicht nach links emittierte Strahlungsleistung, die durch (zwischen r und -a verteilte) Reflexion an die Stelle r = + a gelangt, ist

$$\delta I_{e} = j \delta_{r} \frac{|E_{1}|_{r}^{2}}{|E_{2}|_{r}^{2}} \cdot p_{r}(r) = j \delta_{r} \cdot q_{r}(r) p_{r}(r) . \tag{7}$$

Man erhält den Koeffizienten p₁ durch Integration des Gleichungssystems (4), (5) von r = r mit der Anfangsbedingung $E_1 = 1$, $E_2 = 0$ nach r = +a und den Koeffizienten q₁ durch Integration von r = -a mit der Anfangsbedingung $E_2 = 1$, $E_1 = \sqrt{\Gamma_4}$ nach r = r. Die bei r = +a meßbare Strahlungsleistung, die sich durch Vielfachreflexionen

schließlich einstellt (Phasenbeziehungen werden nicht berücksichtigt), ist

$$I_{a} = j \cdot r = -\alpha \frac{\int_{a}^{a} (1 + q_{1}(r)) p_{1}(r) dr}{1 - q_{1}(a) \cdot \Gamma_{2}} = j \cdot Q_{a}$$
(8)

Für die Berechnung der nach innen emittierten, bei r = -a meßbaren Strahlungsleistung treten an die Stelle der Gl. (6), (7) und (8) die Beziehungen

$$\delta I_{\ell} = j \delta r \cdot \frac{|E_2|^2}{|E_2|^2_{r}} = j \delta r \cdot p_2(r)$$
 (9)

$$\delta I_r = j \delta r \cdot \frac{|E_2|_r^2}{|E_1|_r^2} \cdot p_2(r) = j \delta r \cdot g_2(r) p_2(r)$$
 (10)

$$I_{i} = j \cdot \frac{\int_{r=a}^{4a} (1 + q_{2}(r)) \cdot p_{2}(r) dr}{1 - q_{2}(-a) \cdot \Gamma_{1}} = j \cdot Q_{i}$$
 (11)

wo p_2 durch Integration der GI. (4), (5) von r = r nach r = -a mit der Anfangsbedingung $E_2 = 1$, $E_1 = 0$ und q_2 durch Integration von r = +a nach r = r mit der Anfangsbedingung $E_1 = 1$, $E_2 = \sqrt{r_2}$ gewonnen wird.

vergleiche Bekefi oder Rose and Clark 10).)

Die Rechnung wurde zunächst mit der Dichte $n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ und der Stoßfrequenz $V = 8 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$ (nach Spitzer für T = 10 eV) durchgeführt. Zur Intensität I_a trägt zwischen den in Abb. 4 gekennzeichneten Magnetfeldwerten I_a und I_a im wesentlichen nur das Plasma zwischen der Cutoff-Stelle und der Plasmagrenze I_a a bei, zur Intensität I_a zwischen I_a und I_a nur das Plasma zwischen der Plasmagrenze I_a and der Cutoff-Stelle, zwischen I_a und I_a nur das Plasma zwischen I_a nur das Plasma zwischen I_a und der Stelle der oberen Hybridresonanz. Die beste Übereinstimmung der berechneten Kurven I_a (Bo) mit den gemessenen Kurven I_a (Bo) wurde mit einer Wandreflexion von I_a = I_a = 0,95 erzielt; das Ergebnis ist in Abb. 9b und 11b dargestellt.

Die gleiche Rechnung wurde mit der Dichte $n_0 = 8 \cdot 10^{11}$ cm⁻³ und der entsprechend herabgesetzten Stoßfrequenz $v = 1, 6 \cdot 10^6$ sec⁻¹ durchgeführt, Ergebnis siehe Abb. 10b und 12b.

Um das Produkt aus Dichte und kinetischer Energie, n · W, der überthermischen

Elektronen abzuschätzen, wird ähnlich wie in einer Arbeit von Vlasenko u.a.

verfahren:

Die von einem Elektron emittierte Gesamtstrahlung ist

$$\eta = \frac{2\pi e^2 f_{ce}^2}{3 \epsilon_0 c^3} \frac{v_{\perp}^2}{1 - \beta^2} . \tag{12}$$

Wenn (∆f)_{eff} die effektive Bandbreite des Strahlungsspektrums ist, ist das Emissionsvermögen

$$j = \frac{n \cdot \eta}{(\Delta f)_{eff} \cdot 4\pi}$$

$$(3)$$

$$i = \frac{n \cdot \eta}{(\Delta f)_{eff} \cdot 4\pi}$$

$$i = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}$$

Nach GI. (8) und (11) ist

$$T = j \cdot Q \qquad , \qquad \text{if the property is a second of the property of the propert$$

wo Q = Q(B_o) die berechnete Funktion ist. Eine Hornantenne mit der Öffnungsfläche F und einer Richtcharakteristik, die durch den Raumwinkel $\Delta \Omega$ beschrieben wird, nimmt im Frequenzbereich δf die Strahlungsleistung auf:

$$JP = I \mathcal{I} f \cdot F \cdot \Delta \Omega = I \mathcal{I} f \cdot \lambda^2 . \tag{15}$$

Der 2. Teil der Gl. (15) folgt aus dem Antennentheorem, nach welchem bei Anpassung F A network ist. Andererseits ist die gemessene effektive Strahlungstemperatur definiert durch

G1. (12) bis (16) zusammen ergeben

$$v_{\perp}^{2} = kT_{eff} \cdot \frac{1-\beta^{2}}{Q} \cdot \frac{6\varepsilon_{o}c(\Delta f)_{eff}}{ne^{2}}$$
(17)

Wenn, wie in Abb. 13, $v_{\parallel}^2 = v_{\perp}^2$ gesetzt wird, ist das gesuchte Produkt

$$n \cdot W = k Teff \cdot \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{Q} \cdot \frac{6 \epsilon_0 c m_0 (\Delta f)_{eff}}{e^2}$$
 (18)

Mit $(\Delta f)_{eff} \approx f_{ceo} = f$ wird der letzte Faktor gleich $4 \cdot 10^{12}$ cm⁻². Mit $kT_{eff} = 2000$ eV und dem berechneten Wert $Q = I/_{j} = 400$ cm (vergl. Abb. 9b bis 12b) wird $nW \approx 2 \cdot 10^{13}$ eV / cm³, ähnlich der Energiedichte des kalten Plasmas. Die Dichte der überthermischen Elektronen wäre $2 \cdot 10^{8}$ cm⁻³, wenn man ihre Energie mit 100 keV ansetzt.

Zusammen fassung

Die Meßkurven weichen stark von der bei thermischem Plasma zu erwartenden Form ab. Diese Abweichung läßt sich durch die Annahme eines kleinen Bruchteils sehr schneller Elektronen erklären, deren Synchrotronstrahlung, von den Toruswänden reflektiert, Dispersion durch das umgebende kalte Plasma erfährt.

Danksagung

Wir danken Frau M. Walter für die Durchführung der numerischen Rechnungen, den Herren Dr. Wobig, Dr. Leuterer und Dr. Müller für Diskussionen, Herrn Brandl und Herrn Breitel für ihre Hilfe beim Aufbau der Meßapparatur und für die Anfertigung der Bilder.

Abb. 4 Stellen mit N = 0, N -> 00 und Gyroresonanz in Abhängigkeit vom

Literatur

- TFR Group and NPL Submillimeter-Wave Group in Proc. of the Seventh Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Lausanne 1975, 14a und 14b.
- 2) F. Engelmann and M. Curatolo, Nucl. Fusion 13 (1973) 497
- 3) F. Leuterer und G. Müller, Bericht in Vorbereitung
- 4) E. Würsching, private Mitteilung
- 5) H. Hacker, private Mitteilung
- 6) M. Bornatici and F. Engelmann, FOM-Institut voor Plasmafysica Rijnhuizen, Jutphaas, Rep. P.P. 78/03
- 7) wie 6), Rep. P. P. 78/08
- 8) C. M. Celata and D.A. Boyd, Nucl. Fusion 17, 4, (1977) 735
- 9) K. Hain und M. Tutter, Zs. Naturforsch. 17a (1962) 59
- Rose and Clark, Plasmas and Controlled Fusion, MIT-Press 1961,
 Bekefi, Radiation Processes in Plasmas, N.Y. 1966
- V.S. Vlasenko, M. M. Larionov, and V.V. Roshdestvenskii, Joffe Phys. –
 Techn. Institut, Leningrad, Rep. No. 472 (1974).

Abbi Idungen

- Abb. 1 Ortsunschärfe des Strahlungsursprunges bei der Gyrationsgrundfrequenz als Funktion des Beobachtungswinkels und der Elektronenenergie
- Abb. 2 Anordnung der Mikrowellenhörner im Torus
- Abb. 3 Bei der Rechnung verwendetes idealisiertes Dichteprofil
- Abb. 4 Stellen mit N = 0, $N \rightarrow 2$ und Gyroresonanz in Abhängigkeit vom Magnetfeld für $n_0 = 4 \cdot 10^{12}$ cm⁻³

- Abb. 5 Wie Abb. 4, für $n_0 = 8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$
- Abb. 6 Produkt aus Absorptionsfaktor und Horncharakteristik als Funktion des Beobachtungswinkels.
- Abb. 7 Berechnete effektive Strahlungstemperatur als Funktion des Magnetfeldes für ein thermisches Plasma mit der Elektronentemperatur T = 10 eV
- Abb. 8 Zeitlicher Verlauf der Hochfrequenzimpulse sowie der Signale des Streifeninterferometers und des 72,5 GHz-Superhets, für B_o = 2,3 T, Messung am Außenhorn.
- Abb. 9a Superhet-Signal während der ersten drei HF-Impulse, am Innenhorn gemessen.
- Abb. 9b Bere chnete Werte des Quotienten Qi = Ii / j als Funktion von B_o, für $n_0 = 4 \cdot 10^{12}$ cm⁻³ und die Wandreflexion l' = 0.95
- Abb. 10a Superhet-Signal in den Maxima nach den HF-Impulsen, am Innenhorn gemessen.
- Abb. 10b Wie Abb. 9b, für $n_0 = 8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$
- Abb. 11a Superhet-Signal während der ersten drei HF-Impulse, am Außenhorn gemessen.
- Abb. 11b Berechnete Werte des Quotienten Qa = Ia/j als Funktion von B_o, für $n_o = 4 \cdot 10^{12}$ cm⁻³ und die Wandreflexion $\Gamma = 0.95$
- Abb. 12a Superhet-Signal in den Maxima nach den HF-Impulsen, am Außenhorn gemessen.
- Abb. 12b Wie Abb. 11b, für $n_0 = 8 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$
- Abb. 13 Strahlung überthermischer Elektronen der Energieverteilung f(E) ~ exp (-E/Eo) für verschiedene E_o-Werte nach Celata and Boyd⁸⁾. Es ist v_{II} = v_I,
 Θ = 90° und B homogen vorausgesetzt. Zur Abschätzung der Dopplerverbreiterung sind für Θ = 81° und E_o = 200 keV die maximalen Verschiebungen der relativen Frequenz √1 β² eingezeichnet.
- Abb. 14 Geometrie der Wellenausbreitung.



























