

JAERI - M
89-193

ITER における ICRF 加熱および電流駆動の解析

1989年11月

福山 淳*・浜松 清隆・伊藤 早苗**・伊藤 公孝**

JAERI-Mレポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division
Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-
mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

©Japan Atomic Energy Research Institute, 1989

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 刷 株高野高速印刷

ITERにおけるICRF加熱および電流駆動の解析

日本原子力研究所那珂研究所臨界プラズマ研究部
福山 淳*・浜松 清隆・伊藤 早苗**・伊藤 公孝**

(1989年10月24日受理)

イオン・サイクロトロン周波数領域での電磁波による加熱と電流駆動について、ITER級のトカマクを対象に適切な周波数の選択という立場から解析を詳細に行った。周波数選択の鍵となるものとして、アンテナ負荷抵抗、各プラズマ粒子（電子、重水素、三重水素、 α 粒子）へのパワー分配比、その吸収パワーの空間分布、 α 粒子の存在比、等を考慮した。D/Tプラズマを解析の対象とし、周波数領域を ω_{cT} より低い周波数から $4\omega_{cT}$ 以上まで（10 MHz～100 MHz）の広範囲に選んだ。波動の伝播及び吸収を求めるために微積分方程式を用いて数値解析を行った。電流駆動に適した周波数帯、即ち α 粒子によるパワー吸収の影響を余り受けない周波数帯としては $2\omega_{cT}$ （5.4 MHz）の近傍が候補として上げられるが、その駆動効率はあまり高くない。 ω_{cD} （3.9 MHz）近傍の周波数帯は中心プラズマの加熱に適している。 $\omega < \omega_{cT}$ の周波数帯では、パワーの大部分は電子によって吸収されるが、定在波が励起されるので安定なアンテナ負荷抵抗を得ることが困難である。

那珂研究所：311-01 茨城県那珂郡那珂町向山801-1

* 岡山大学工学部

** 文部省核融合科学科学研究所

Analysis of ICRF Heating and Current Drive in ITER

Atsushi FUKUYAMA^{*}, Kiyotaka HAMAMATSU
Sanae-I ITOH^{**} and Kimitaka ITOH^{**}

Department of Large Tokamak Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received October 24, 1989)

Feasible frequency range of ion cyclotron waves for heating and current drive in an ITER-grade tokamak are searched for and analyzed in detail. Key constraints of the choice are loading impedance, power partition to each plasma species (electron, deuteron, tritium and α particles), radial deposition profiles and sensitivity to α particle population. Solving an integro-differential equation for the wave, we examine wave propagation and absorption in a wide range of frequency from less than ω_{cT} to more than $4\omega_{cT}$ (i.e., 10 MHz ~ 100 MHz) for the plasma of D-T mixture. Looking for the frequency range insensitive to the absorption by α particles, we find that the frequency near $2\omega_{cT}$ (54 MHz) is suitable for current drive, though the drive efficiency is not so high. The frequency of ω_{cD} (39 MHz) and $2\omega_{cD} = 3\omega_{cT}$ (81 MHz) are also available for central heating. When $\omega < \omega_{cT}$, most of the power is absorbed by electrons; however, it is difficult to obtain stable antenna coupling owing to standing wave formation.

Keywords: ICRF, ITER, Heating, Current Drive, D-T Plasma, α Particles, Integro-Differential Equation

* Faculty of Engineering, Okayama University

** National Institute for Fusion Science

目 次

1. 序論	1
2. モデルと基礎方程式	3
3. 数値解析結果	5
3.1 パワー分配比	5
3.2 吸収パワー分布	7
3.3 トロイダル波数依存性	9
3.4 電流駆動の可能性	10
4. まとめと考察	11
謝辞	12
参考文献	13

Contents

1. Introduction	1
2. Model and Basic equation	3
3. Numerical Results	5
3.1 Power Partition	5
3.2 Radial Deposition Profile	7
3.3 Dependence on Toroidal Wave Number	9
3.4 Possibility for Current Drive	10
4. Summary and Discussions	11
Acknowledgements	12
References	13

1. 序 論

ITER の概念設計が開始されて以来、核融合プラズマにおける加熱、安定性及び輸送過程の解析を進展させることは、益々急務となっている。このような状況の中で、イオン・サイクロトロン周波数帯(ICRF)の高周波(RF)電磁波による加熱は、従来から有力な追加加熱方法の一つとして考えられている[1]。さらに、ICRF波による電流駆動は高温・高密度プラズマにおいてもまた期待されている[2,3]。

波動加熱装置、即ち、発振機、電力伝送系、アンテナなどの設計において、最適な周波数の選択は最重要課題である。このような周波数選択の系統だった方法は完全に確立されているとは言えない。アンテナからの放射パワーが効率良くプラズマに吸収されることが、選択の一つの指針ではあるが、プラズマ各成分へのパワー分配比、吸収パワーの空間分布、電流駆動効率等もまた同時に考慮することが必要である。特に核反応プラズマを対象とする場合は、核反応生成物の影響、即ち α 粒子の加熱過程及び輸送過程におよぼす影響が大きい[4]。ICRF波による加熱及び電流駆動においては、 α 粒子によるパワー吸収をいかに避けるかが重要な問題となってくる。

RF波による加熱の研究において、吸収パワーの分配比とその空間分布を正しく評価しなければならない。吸収パワーの分配比の解析は直接的な加熱効果という観点から必要になる。加熱によって生成される高速粒子による核融合反応率の増大から、自己点火の可能性を評価する様な場合、プラズマを構成する各粒子の吸収パワーを区別することが重要となる。一方、熱輸送の観点からは、パワー分配比はそれほど重要なパラメータとは言えない。なぜなら、 α 粒子を含めて各種イオンに吸収されるパワーは高速粒子の加速の違いに寄与しても、最終的にはバルクの電子に吸収されるからである。むしろ、閉じ込めの改善という観点からは、吸収パワーの空間分布の解析が重要である。プラズマ中心での加熱と同時に周辺部分での加熱を抑えるためである。

速波による電流駆動を評価する場合は、電子が波から直接パワーを吸収することが第1の条件である。次に、高効率の電流駆動を行うために、波の位相速度と伝播方向を制御しなければならない。核燃焼時にはプラズマ中に少なくとも4成分、即ち電子、重水素、三重水素そして α 粒子が存在する。径方向への磁場の不均一性から、プラズマ中にはこれらのサイクロトロン共鳴層が混在する。加熱の解析の場合も同様であるが、吸収パワーの空間分布を好ましいものとし高効率の電流駆動を行うには、波の周波数と共に放射スペクトルの制御が重要である。

本研究の目的は、高エネルギー α 粒子($E_\alpha \sim 3.5\text{MeV}$, $k_\perp \rho_\alpha > 1$)を含むD-TプラズマにおけるICRF波の伝播と吸収の解析である。具体的には、三重水素イオン等の極端に大きい有限ラモア半径効果と第4高調波までのサイクロトロン共鳴効果を含めて電磁波の伝播と吸収の解析を自

己無撞着に行う。

従来、RF 電磁波の伝播と吸収の解析は、主に二つのタイプの方程式を用いて行われてきた。一つは、不均一プラズマ中の波動伝播を運動論的に記述する微分方程式である。この方程式を境界値問題として数値的に解くことで、電磁場の大域的な構造やパワー吸収の空間分布を求めることができる [5]。しかし、この方程式は第2高調波によるサイクロトロン共鳴までしか考慮されておらず、また、 $k_{\perp} \rho_i \ll 1$ (k_{\perp} は速波の垂直方向の波数、 ρ_i はラーモア半径) の条件が課せられている。もう一つは、光線追跡による方法である [6]。この方法は高調波のイオン・サイクロトロン共鳴を運動論的效果を含めて解析することができる。しかし、波動現象の解析において無視することのできない、トンネル効果、定在波の励起、有限サイズのアンテナによる波の励起などの問題を扱うことができない。

最近、微積分方程式による波動電場の記述とその数値解析法の確立が福山らによってなされている [7]。この新しい解析方法は極端に大きい有限ラーモア半径効果と高調波のイオン・サイクロトロン共鳴を取り扱うことができる。これによって高エネルギー α 粒子等による ICRF パワーの吸収を自己無撞着に解析することが可能になった。

本論文では、ITER 級のプラズマを対象にして、この数値解析法を用いて RF 波の伝播及び吸収の解析を行う。そして、加熱および電流駆動を行う際の最適な周波数設定を行うための方法およびその手順を示す。プラズマ粒子(電子、重水素、三重水素、 α 粒子)間のパワー分配比を広範囲な周波数領域(10MHz ~ 100MHz)に渡って解析を行う。周辺プラズマの加熱は加熱効率を下げるので、実空間における吸収パワーの分布も解析する。 α 粒子の存在比、 n_{α}/n_e 、をパラメータとして解析することで、伝播および吸収への α 粒子の影響を調べる。高効率の電流駆動を行うには、RF 波が電子によって直接に吸収され、同時に波の位相速度が十分大きくなる必要がある。トロイダル方向の波数依存性を解析することで、電流駆動のための周波数及び波数領域を探す。

得られた結論は以下の通りである。低周波数領域($\omega < \omega_{cT}$)においては、波の減衰が非常に弱く定在波が励起されるために、アンテナ負荷抵抗の変化はプラズマ密度の変化に対して非常に敏感になる。中間の周波数領域($\omega \sim 2\omega_{cT}$)においては、 α 粒子が存在する場合でも、アンテナからの放射パワーの90%以上が電子または三重水素に吸収される。この周波数帯が加熱および電流駆動に適している。 α 粒子が存在しないならば、39MHz と 81MHz のあたりで重水素と電子の加熱が可能である。

本論文の構成は以下の通りである。第2章では、プラズマのモデルおよび基礎方程式を示す。数値計算結果およびその解析を第3章で示し、まとめは第4章で行う。

2. モデルと基礎方程式

プラズマの実空間配位としては、1次元のスラブ・モデルを用いる。小半径方向を x 軸に、トロイダル方向を z 軸に取る。トロイダル磁場 B_z は

$$B_z(x) = \frac{B_0}{1 + \frac{x}{R_0}} \quad (2-1)$$

と書けるものとする。ただし、 R_0 は主半径、 B_0 は磁気軸でのトロイダル磁場の大きさである。速波の伝播に関してはポロイダル磁場の影響は小さいので、ここでは無視する。 j 番目のプラズマ成分に対する粒子密度と温度の空間分布は二乗分布であると仮定する。即ち、

$$n_j(x) = (n_{j0} - n_{js}) \left(1 - \frac{x^2}{a^2}\right) + n_{js}, \quad (2-2)$$

$$T_j(x) = (T_{j0} - T_{js}) \left(1 - \frac{x^2}{a^2}\right) + T_{js}, \quad (2-3)$$

とする。ここで、 a は小半径、添字 $0, s$ は磁気軸およびプラズマ表面での値を示す。プラズマはポロイダル方向 (y 方向) とトロイダル方向 (z 方向) には一様であるとする。高エネルギー α 粒子の発生率は重水素 (D) と三重水素 (T) の粒子密度と温度の空間分布に敏感である。さらに α 粒子の減速過程は電子の粒子密度と温度の空間分布にも依存する。しかし、ここでは α 粒子による波動伝播への影響を調べるために、 α 粒子の空間分布も単純に (2-2) と (2-3) 式で記述し、 $n_{\alpha 0}$ をパラメータとして扱う。導体壁 (有限抵抗値を持つ) は $x = \pm b$ に、アンテナは低磁場側 $x = d$ に設置されているとし、電磁波はポロイダル方向に流れるアンテナ電流によって励起される。ここでは、トロイダル方向へのアンテナの構造を特定せず、一つのフーリエ成分 (k_{\parallel}) について解析を行う。

波動電場、 $\vec{E}(x, z, t) = \vec{E}(x) \exp[i(k_{\parallel} z - \omega t)]$, はマクスウェル方程式によって記述される。誘導電流は積分形によって表わされるので、

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(x) - \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(x) - \frac{\omega^2}{c^2} \int_{-a}^{+a} dx' \epsilon(x, x') \cdot \vec{E}(x') = i\omega\mu_0 \vec{J}_{\text{ext}}(x) \quad (2-4)$$

となる。ここで、 ω は波の振動数、 c は光速、 ϵ は誘電率テンソル、 \vec{J}_{ext} はアンテナを流れる外部電流である。この微積分形の波動方程式 (IDeq) は通常の微分形の波動方程式 (Deq) と比較して二つの大きな利点がある。第1番目は、Deq は $k_{\perp} \rho_i \ll 1$ の場合だけ適応できるが、IDeq の場合には $k_{\perp} \rho_i \geq 1$ の高エネルギー・イオンの振舞も正確に記述できる。即ち、 α 粒子や ICRF 波に

よって加速された高エネルギー・イオンによる波の吸収を考慮することができる。第2番目は高調波によるイオン・サイクロトロン共鳴を容易に解析できることである。Deqによって第2高調波以上のサイクロトロン共鳴を記述するには、微分方程式の階数を上げ、さらにその階数に合わせて数値解析コードの書き直しが必要となる。IDeqの場合には積分核 $\epsilon(x, x')$ のパラメータを系統的に変えれば良い。IDeqの導出、積分核の表式そしてDeqとの比較は文献[7]に記述されている。誘電率テンソル ϵ の導出においては、速度分布関数をマクスウェル分布と仮定している。このため、 α 粒子の速度分布関数は温度を2MeVとした等方マクスウェル分布であると仮定されている。

吸収パワー P_j は

$$P_j(x) = \Re e \int_{-a}^{+a} dx' \vec{E}^*(x) \cdot \sigma_j(x, x') \cdot \vec{E}(x') \quad (2-5)$$

となる。ここで*は複素共役を表わす。 σ_j はj番目の粒子による伝導率テンソルである($\epsilon = I + \sum_j i\sigma_j/\omega\epsilon_0$)。アンテナからの放射パワーは

$$P_{\text{ant}} = \Re e[E_y^*(x=d) \cdot J_{\text{ant},y}] \quad (2-6)$$

で与えられ、全吸収パワー

$$P_{\text{abs}} = \sum_j P_j = \sum_j \int_{-a}^{+a} dx P_j(x) \quad (2-7)$$

に一致する。アンテナの負荷インピーダンスは

$$Z_L = \frac{E_y(x=d)}{J_{\text{ant},y}} \quad (2-8)$$

で与えられ、その実数部が負荷抵抗 R_L である。

マクスウェル方程式、(2-4)式、は有限要素法を用いて数値解析される。誘導電流の積分、即ち x' に関する積分区間は $-10\rho_j$ から $10\rho_j$ とした。以下の数値計算では、 x 方向には400点に分割している。このメッシュ間隔より短い波長を持つイオン・バーンシュタイン波は正確には取り扱われていない。

プラズマ・パラメータとしてはITERの工学フェーズの標準パラメータを採用した[8]。即ち、 $R_0 = 5.5\text{m}$ 、 $a = 1.8\text{m}$ 、 $B_0 = 5.8\text{T}$ 、 $n_{e0} = 1.05 \times 10^{20}\text{m}^{-3}$ 、 $n_T : n_D = 1 : 1$ 、 $T_{e0} = T_{D0} = T_{T0} = 33\text{keV}$ この温度は体積平均を取ると20keVに相当する。

3. 数値解析結果

1章で述べたように、各成分間での吸収パワーの分配比とその空間分布の評価に重点を置いて数値解析を行なった。最初に、広範な周波数帯に渡って吸収パワーの分配比の解析を行う。次に、吸収パワーの空間分布と磁力線に平行方向の波数(k_{\parallel})に対する依存性を解析し、最後に電流駆動効率について議論する。

3.1 パワー分配比

加熱および電流駆動を有効に行える周波数帯を探すために、アンテナとプラズマの結合特性として吸収パワーの分配比を広範な周波数帯に渡って解析する。周波数を変える際には、 $N_{\parallel} = k_{\parallel} c / \omega$ を一定として一つのフーリエ成分(k_{\parallel})に対して解析を行った。ここでは、 $N_{\parallel} = 3$ とした。 $N_{\parallel} = 6$ の場合にも、 $k_{\parallel} = 3\text{m}^{-1}$ とした場合にも定性的には変化のないことを確認している。 α 粒子の密度をパラメータとして $n_{\alpha}/n_e = 0\%$ 、 1% 、 5% の3つの場合の数値解析例を以下に示す。周波数帯は $10\text{MHz} < \omega/2\pi < 100\text{MHz}$ である。磁場を $B_0 = 5.4\text{T}$ に選んでいるので、磁気軸上でのサイクロトロン周波数 $\omega_{cT}(0)$ との関係は $0.4\omega_{cT}(0) < \omega < 4\omega_{cT}(0)$ である。

図1は、プラズマ各成分の吸収パワーの分配比を周波数 $f(= \omega/2\pi)$ の関数として表わしている。ここで、(a)、(b)、(c)はそれぞれ $n_{\alpha}/n_e = 5\%$ 、 1% 、 0% に対応している。図1(a)の上部には、 $\omega = l\omega_{cj}(x_{jl})(l = 1, 2, \dots; j = D, T, \alpha)$ のサイクロトロン共鳴と混成共鳴(ω_{IH})そして遮断層(ω_{c0})の空間的な位置を示している。パワー分配比が系統的に変化している。即ち、プラズマ各成分によるパワー吸収が起こる周波数はそれぞれがバンド構造を作っている。

周波数を上げて行く時、トーラスの低磁場側($R = R_0 + a$)に次々とサイクロトロン共鳴層が現れてくる。これと同時に、それぞれのイオン種による吸収が増大している。そして、周波数の増加と共にサイクロトロン共鳴層は高磁場側へと移動して行く。このため、波がサイクロトロン共鳴層に到達するまでにプラズマ中を伝播する距離が長くなり、電子による吸収パワーが増加する。波の減衰が強い場合($\omega/2\pi > 20\text{MHz}$)には、高磁場側のプラズマ表面に到達するまでに波が完全に吸収されてしまう。サイクロトロン共鳴層が磁気軸より高磁場側にある場合に、電子によるパワーの吸収が起こる。実際に、電子加熱が期待できるのは

- (1) $\omega/2\pi \leq 30\text{MHz}$ 、ただし、空洞共鳴が起こることに注意、
 - (2) $\omega/2\pi \simeq 56\text{MHz}$ 、 α 粒子による吸収が若干現われている、
 - (3) $\omega/2\pi \simeq 80\text{MHz}$ 、 $n_{\alpha}/n_e = 5\%$ の場合には、 α 粒子による吸収が電子を上回る、
- 以上、三つの周波数帯である。

重水素によって吸収されたパワーは重水素イオンを加速するので、核融合反応率の増大が期待される。しかし、重水素イオンと α 粒子のサイクロトロン周波数が同じであるために、これらの間のパワー分配比が問題となる。この2成分間のパワー分配比は n_α/n_D や T_α/T_D に依存すると考えられるが、 α 粒子のラーモア半径が極端に大きいのでその有限ラーモア半径効果も考慮しなければならない。図2は α 粒子の存在比 (n_α/n_e) に対するパワー分配比を示している。他のプラズマ・パラメータは図1の場合と同様である。図2(a)は、 $f=80\text{MHz}$ の場合で、第2高調波による重水素イオンおよび α 粒子のサイクロトロン共鳴層がプラズマ中心にある。今の場合、吸収パワーの比 P_α/P_D は $(n_\alpha T_\alpha)/(n_D T_D)$ と概算される。ここで用いたプラズマ・パラメータでは、 $T_\alpha/T_D \simeq 10^2$ となる。 $l \geq 2$ で $n_\alpha/n_D > 0.5\%$ の場合、重水素の吸収量は α 粒子の吸収量より少なくなる。図2(b)は $f=53\text{MHz}$ の場合で、第2高調波による重水素イオンのサイクロトロン共鳴層は現れていない。基本波の共鳴層はるか高磁場側にあり、重水素による吸収はほとんど見られない。三重水素によって吸収しきれないパワーは α 粒子によって吸収されている。これは、 α 粒子の共鳴層の広がり重水素より広いためである。しかし、 α 粒子によるパワー吸収は全般的に少ない。図2(c)は $f=41\text{MHz}$ の場合で、基本波による共鳴層がプラズマのほぼ中心にある。基本波による加熱の場合にも P_α/P_D が大きいことは注意しなければならない。これは α 粒子が右円偏光波を吸収するためである。パワーの吸収率は

$$P_{\text{abs}} = \sum_j \frac{\omega_{pj}^2}{\omega^2} \left[\frac{1}{2} k_\perp^2 \rho_j^2 |E_+|^2 + \left(1 - \frac{3}{2} k_\perp^2 \rho_j^2 \right) |E_-|^2 \right] \times \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega}{k_\parallel v_{tj\parallel}} \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_{cj}}{\sqrt{2} k_\parallel v_{tj\parallel}} \right)^2 \right] \quad (3-1)$$

と評価される。ここで、 $|E_+|$ は右円偏光(RHP:right-hand-polarized)波の振幅で、 $|E_-|$ は左円偏光(LHP:left-hand-polarized)波の振幅である。RHP成分の吸収はLHP成分の吸収より高次の有限ラーモア半径効果である。基本波による加熱の場合、LHP成分はサイクロトロン共鳴層付近で消滅する。周波数領域 $\omega \sim \omega_{cD}$ で、重水素による吸収が少ないのはこの為である。一方、 α 粒子の旋回半径は $k_\perp \rho_\alpha \sim O(1)$ と成るくらいに大きく、ドップラー効果のために $\omega = \omega_{c\alpha}$ のサイクロトロン共鳴層より遠く離れたところで共鳴が起こる。このため、少数の α 粒子しか存在しない場合でも、基本波によるパワー吸収量は大きくなる。 α 粒子によるパワー吸収の影響は高調波 ($\omega/\omega_{c\alpha} > 2$) の場合よりも基本波の場合の方が強くなる。

さらに、 α 粒子はアンテナ負荷抵抗に大きな影響を与える。図3は負荷抵抗の周波数依存性を示しており、図1の計算にそのまま対応している。実線、破線、点線はそれぞれ $n_\alpha/n_e = 5\%$ 、

1%、0%を示している。第2高調波によるサイクロトロン共鳴領域、即ち $\omega > 2\omega_{cT}(R_0 + a)$ 、においては α 粒子の存在にかかわらず、波はサイクロトロン共鳴層を一度通過するだけでそのパワーのほとんどが吸収されてしまう。このために、負荷抵抗 $R_L(\omega)$ の曲線は滑らかになっている。 α 粒子の存在しない場合、 $\omega_{cT} < \omega < 2\omega_{cT}$ の領域でイオンの吸収は弱くなり、空洞共鳴が起こり負荷抵抗が大きく変化している。 α 粒子が存在する場合は、波の吸収が良いので、 $\omega > \omega_{c\alpha}(R_0 + a)$ の領域で滑らかな負荷抵抗曲線になる。

電子による吸収はランダウ減衰と TTMP によって起こる。電子の吸収が実際に起こるには、電子温度が高くなければならない。 T_e が低ければ、電子へのパワーの分配も少なくなる。図4は $\langle T_e \rangle = 10\text{keV}$ の場合のパワー分配比の周波数依存性である。定性的には、図1の場合と同様 (P_e/P_{in} が周期的に変化する) である。違いは、 P_e/P_{in} の絶対値が小さくなっている点である。平均電子温度 $\langle T_e \rangle$ が 10keV より低いならば、 $\omega > \omega_{cT}$ の全ての周波数帯で電子のパワー吸収は非常に少なくなる。低周波数領域 $\omega < \omega_{cT}$ では波は電子以外の粒子によって吸収されないので、 T_e の大きさによる影響を受けない。しかし、アンテナ負荷抵抗は空洞共鳴現象の影響を大きく受け、その値が大きく変化する。

波の減衰率および電流駆動効率は波の位相速度に敏感であるために、ここでは $N_{||}$ を固定してパワー分配比の周波数依存性を調べてきた。 $N_{||}$ の代わりに $k_{||}$ を固定しても定性的には何ら変わることはない。 $N_{||} = 6$ の場合には、 $\omega > \omega_{cD}(R_0 + a)$ の周波数帯で α 粒子によるパワー吸収の増加が見られる。この周波数領域では、少なくとも入射パワーの30%が α 粒子によって吸収されることが分かっている。

3.2 吸収パワー分布

前のセクションでは、プラズマを構成する特定の成分粒子にRFパワーを入射するための周波数の選択を行った。RF加熱におけるもう一つの論点は、プラズマの中心部の加熱が可能か否かである。高周波数から低周波数までの典型的な例を以下に示す。

図5は、電場 (E_x, E_y, E_z) と吸収パワーの空間分布を表わしている。周波数を $\omega/2\pi = 80\text{MHz}$ そして $N_{||} = 3$ としている。サイクロトロン共鳴層 $\omega = 3\omega_{cT} = 2\omega_{cD} = 2\omega_{c\alpha}$ がプラズマの中心にあり、第4高調波による三重水素イオンのサイクロトロン共鳴層はプラズマの外側にある(図1(a)を参照)。プラズマ・パラメータは図1(a)と同じである。アンテナ電流 J_{ant} は 1kA/m である。約60%のパワーが α 粒子に吸収され、40%が電子に吸収されている。重水素と三重水素のパワー吸収量は1%以下である。 P_j の空間分布から分かるように、波のエネルギーは共

鳴層 ($x \simeq 0$) より低磁場側で吸収されている。波がサイクロトロン共鳴層に到達するまでに、エネルギーの大部分が電子又は α 粒子によって吸収されるためである。

図6 は $\omega = 53\text{MHz}$ の場合の電場と吸収パワーの空間分布である。この場合は、第2 高調波による三重水素イオンのサイクロトロン共鳴が中心にあり、基本波による重水素イオンと α 粒子のサイクロトロン共鳴がトラスの高磁場側 ($x_{D1}/a \simeq -0.8$) にある。電子によって波のエネルギーの約70% が吸収されている。磁気軸で第2 高調波共鳴による三重水素の吸収が起こっている。また、高磁場側で α 粒子による弱い吸収がある。この場合には、共鳴層の1 回の通過では波は完全には吸収されていない。このため、高磁場側からの波の反射とモード変換したイオン・バーンシュタイン波が励起されていることが分かる。 P_e と P_α が細かく波打っているのは定在波の影響である。三重水素と電子の間のパワー分配比は温度と $k_{||}$ に大きく依存するが、これについては電流駆動と関連して次のサブ・セクションで解析する。

プラズマ表面近傍での α 粒子による吸収を回避するためには、周波数帯として $\omega < 2\omega_{c\alpha}(R_0 + a) - 3k_{||}v_\alpha$ を選ぶべきである。周波数領域 $\omega < 2\omega_{c\alpha}(R_0 + a)$ においても、ドップラー効果による α 粒子の吸収があることは注意しなくてはならない。周波数 $\omega/2\pi \simeq 56\text{MHz}$ 付近では周波数の変化に敏感である。もし周波数がわずかに上側へ動いたならば ($\omega/2\pi = 58\text{MHz}$), α 粒子によるパワー吸収量が急激に増加する。これは、第2 高調波による α 粒子のサイクロトロン共鳴がプラズマ表面で起こっているためである。

図7 は $\omega/2\pi = 41\text{MHz}$ の場合で、基本波による α 粒子の共鳴が磁気軸近傍で起こる。同時に、第2 高調波による三重水素イオンのサイクロトロン共鳴層が低磁場側のプラズマ表面にあるために、吸収が起こり $P_T/P_{in} \simeq 0.1$ となっている。波のパワーの大半は α 粒子によって吸収されるが、プラズマ表面でのパワー吸収によって不純物の混入というような悪影響の起こることが懸念される。

サイクロトロン周波数以下では、速波の伝播は様相を変えてしまう。波の減衰が弱くなり、空洞共鳴が目立ってくる。第8 図は $\omega/2\pi = 19\text{MHz}$ 、 $N_{||} = 3$ の場合の電場と吸収パワーの空間分布を示している。電場 E_y の空間分布から、電磁波が両側の導体壁で反射されていることが分かる。プラズマ内部 ($r/a = 0.9$) での電圧定在波比は約5 である。電場の腹と節に対応して、 P_e の空間分布が大きく波打っている。電子による波の減衰率が小さいにもかかわらず、導体壁による多重反射のために波のエネルギーのほとんどが電子によって吸収されている。しかし、アンテナ負荷抵抗が不安定になることを忘れてはならない。

ここでは計算例を示していないが、吸収パワーの空間分布はプラズマ周辺でのアルフベン共

鳴の出現にも大きく影響を受ける。周辺での密度が低く k_{\parallel} が十分に大きい場合、アルフベン共鳴がプラズマ表面近傍に出現する。この時、遅波へのモード変換が起こり入射パワーの一部が周辺部で吸収される。これは加熱と電流駆動の両方に好ましくないので注意を要する。

サイクロトロン周波数以下では、電子によるパワー吸収が期待され電流駆動において魅力的である。しかし、強い空洞共鳴現象とアルフベン共鳴による周辺での波の減衰がプラズマ中心への運動量入射の障害となり得る。低周波領域、 $\omega < \omega_{cT}$ での電流駆動の確立にはさらに実験的な検証が必要である。

3.3 トロイダル波数依存性

次に、磁場に平行方向の波数 (k_{\parallel}) 依存性について解析する。図9は波数 k_{\parallel} の関数として負荷抵抗とパワー分配比を示している。ここで、周波数は $\omega/2\pi = 53\text{MHz}$ 、 α 粒子の成分比は $n_{\alpha}/n_e = 5\%$ とし、他のパラメータはそのままである。 $\omega = 2\omega_{cT}$ のサイクロトロン共鳴層はプラズマ中心にある。図9(a)において k_{\parallel} の大きいところで R_L が徐々に下がって行くのはアンテナとプラズマ表面の間の遮断層が厚くなるためである。 $k_{\parallel} = 3$ 近傍で少し波打っているのは空洞共鳴の影響である。波の減衰が強いので、この影響はそれほど大きくない。一般的に言って、この周波数帯では広い波数領域に渡って良い結合が得られる。図9(b)から、 k_{\parallel} の増加と共に三重水素によるパワー吸収が電子と α 粒子による吸収へ移行して行くのが分かる。波数領域 $k_{\parallel} < 2\text{m}^{-1}$ では、熱速度に対する相対的な位相速度 $\omega/(k_{\parallel}v_{te})$ が2.5を越えるので、電子による吸収が無視できるくらい小さくなっている。この時、RF波は三重水素によって吸収される。波数領域 $2\text{m}^{-1} < k_{\parallel} < 6\text{m}^{-1}$ では電子による吸収が大きくなる。この領域が電流駆動の候補となる。一方、波数領域 $k_{\parallel} > 6\text{m}^{-1}$ では、 α 粒子の共鳴領域がドップラー効果によって広がってくる。関係式 $\omega_{c\alpha}(R_0 + a) \simeq \omega - k_{\parallel}v_{\alpha}$ で与えられる共鳴領域が磁気軸に近づき三重水素による減衰が α 粒子による減衰に変わって行く。さらに波数 k_{\parallel} を大きくすると、共鳴領域が低磁場側までひろがり α 粒子の存在する全領域でRFパワーが吸収される。もし、波数 k_{\parallel} を 15m^{-1} の領域まで大きくすると、第2高調波による α 粒子のサイクロトロン共鳴が低磁場側で起こることに注意しなければならない。図6に関連して議論したように、この現象は周波数 ω をもう少し高くすると比較的小さい波数 k_{\parallel} でも起こる。低磁場側の端での吸収を避けるためには、周波数 ω と波数 k_{\parallel} がある領域に制限される。

低周波数領域 ($\omega/\omega_{cT} < 1$) の選択は電子加熱のもう一つの方法であるが、波数依存性はより変化し易くなる。図10は $\omega/2\pi = 19\text{MHz}$ の時の負荷抵抗とパワー分配比の k_{\parallel} 依存性を表わしている。強い空洞共鳴現象が起きていること。最初の共鳴点 ($k_{\parallel} \simeq 3\text{m}^{-1}$) でのその半値幅は近似的に

$\Delta k_{\parallel}/k_{\parallel} \approx 0.1$ となる。波数領域 $k_{\parallel} > 5\text{m}^{-1}$ では、ドップラー・シフトしたサイクロトロン共鳴によって α 粒子の吸収が起こる。この吸収はプラズマの全領域で起こる。これより大きい波数領域 $k_{\parallel} > 10\text{m}^{-1}$ では結合が弱く負荷抵抗は小さい。いずれにしろ、鋭い空洞共鳴が起こりパワーの分配比およびその空間分布はプラズマ密度や RF 周波数、波数などのわずかな変化に敏感である。

3.4 電流駆動の可能性

最後に、10MHz ~ 100MHz の周波数帯の速波による電流駆動の可能性について解析する。安定した電流駆動という意味で、電子による強い吸収とプラズマ・パラメータの変化に敏感でないという条件から、 $\omega/2\pi = 53\text{MHz}$ という選択が出てくる。電流駆動効率を評価するため、速波に対して1次元のフォッカー・プランク方程式を解いた文献[3]の結果を用いる。電流駆動効率 $\hat{\eta} \equiv j/p$ は相対的な位相速度 $\omega/(k_{\parallel}v_{tj})$ の関数として与えられる。全入射 RF パワーに対する駆動効率、即ち実行駆動効率を $\hat{\eta}_{\text{eff}} \equiv (j/p) \times (P_e/P_{\text{in}})$ と定義する。これは、電子が波から直接吸収した RF パワーだけが電流を駆動するという仮定に基づいている。

図11 は電流駆動効率 $\hat{\eta}$ と実効駆動効率 $\hat{\eta}_{\text{eff}}$ と P_e/P_{in} を k_{\parallel} の関数として表わしている。 $\omega/2\pi = 53\text{MHz}$ で他のプラズマ・パラメータはそのままである。 $k_{\parallel} \sim 4.5\text{m}^{-1}$ の選択が最適で、トロイダル・モード数としては約25である。この最適な波数の近傍に局在する放射スペクトルを得るためには、アンテナ素子の数は最低10個を必要とする。問題となるのは、イオンによる波の吸収によって電流駆動効率が下がることである。このトロイダル・モード数25の最適な場合でも、電子以外の吸収を考えない理想的な場合($\hat{\eta}$)に比べて、実行駆動効率($\hat{\eta}_{\text{eff}}$)は約60%くらいに悪くなる。パワー・バランスの観点[8]からも、周波数領域 $\omega_{cT} < \omega < 4\omega_{cT}$ は核反応フェーズでの完全なICRFによる電流駆動を維持するのに適当であるとは言えない。

もう一つの選択としては、 $\omega < \omega_{cT}$ の低周波数領域がある。この周波数帯では速波は電子にだけ吸収され、電流駆動には適していると言える。しかし、空洞共鳴の影響が強くとプラズマ密度のわずかな変化でアンテナとの結合効率が大きく変化する。故に、この周波数帯の電流駆動への期待はまだ明白には述べることができない。

4. まとめと考察

ITER 級のトカマクを対象として、ICRF 波を用いた加熱と電流駆動に最適な周波数を探してきた。新しく開発した ICRF 波動解析コード (TASK.WI) を用いて微積分方程式を解いた。このコードによって、 α 粒子のような大きなラーモア半径を持つ高エネルギー粒子の存在するプラズマ中の波の伝播およびパワー吸収分布を得ることができた。さらに、三重水素の第3、4高調波によるサイクロトロン共鳴も含めて解析することができている。

ここでの解析の目的は、 α 粒子によるパワーの吸収を避けて、加熱と電流駆動それぞれに適した周波数とトロイダル波数を見つけることであった。この周波数選択のための、我々の方法は以下の通りであった。

- 1) α 粒子を含む D-T 混合プラズマに対して、10MHz ~ 100MHz の広範な周波数領域で速波の伝播と吸収を解析する。
- 2) アンテナの負荷抵抗を確かめながら、プラズマの各構成粒子(電子、重水素、三重水素、 α 粒子)間のパワー分配比の図を求めた。(図1、図4を参照)
- 3) 吸収パワーの空間分布図から周辺加熱を避けるために、以下の周波数領域が見つかった。

- | | | |
|----|---|------------------------|
| A) | $f < 20\text{MHz}$, | : 電子の吸収 |
| B) | $35 < f < 41\text{MHz}$, $\omega \sim \omega_{cD}(0)$ | : 電子と重水素及び α 粒子 |
| C) | $50 < f < 55\text{MHz}$, $\omega \sim 2\omega_{cT}(0)$ | : 電子と三重水素 |
| D) | $75 < f < 82\text{MHz}$, $\omega \sim 2\omega_{cD}(0) = 3\omega_{cT}(0)$ | : 電子と重水素及び α 粒子 |

- 4) これらの狭いバンドに対して、中心加熱の条件を課した。

A) では空洞共鳴が起こるので推奨できない。B) と D) では、 α 粒子が存在しなければパワーは電子と重水素によって吸収される。 α 粒子の存在比が十分に高くなると、波はほとんど α 粒子によって吸収される。この時、電子へのパワー流入が少なくなるので、電流駆動効率が低くなることが予想される。C) の場合、パワーは電子と三重水素の両方に吸収され、 α 粒子の影響は小さい。電流駆動には C) の周波数帯が適しているようである。しかし、この周波数帯でも k_{\parallel} が大きくなると α 粒子の吸収が大きくなることは注意しなければならない。

ITER において電流駆動効率は重要な論点の一つであるので、C) の 53MHz の場合を集中して解析した。吸収パワーの分配比の k_{\parallel} 依存性を求め電流駆動効率の評価を行った。具体的には $k_{\parallel} \sim 4.5\text{m}^{-1}$ 近傍で最大の駆動効率が得られた。この時、ICRF パワー 10MW の入射に対して

約1MAの駆動電流を見積もることができる。ICRF波だけを用いて全てのトロイダル電流を維持することは難しいようである。

本論文では、プラズマの密度と温度およびその空間分布を仮定し、同様に α 粒子の空間分布も仮定している。さらに、 α 粒子の速度分布関数に関しては実効温度を $T_\alpha=2\text{MeV}$ とした等方マクスウェル分布として扱っている。 α 粒子の空間分布に関しては核融合反応率を用いて詳細な解析をすれば、定量的な議論はいくぶん変わるかも知れない。しかしながら、ここで得られた解析結果は定性的には変わらないであろう。

α 粒子の存在比 $n_\alpha/n_e=5\%$ は現実問題としては高すぎるかも知れない。5%以下のところで、熱核不安定性[9](例えば、フィッシュ・ボーン不安定性[10])のような他の現象が起こることが考えられる。この5%の解析は、 α 粒子の影響の上限を示唆するガイド・ライン的なものである。速度分布関数の取り扱いに関しても、我々の解析は十分ではない。例えば、 α 粒子の直接損失によるロス・コーン不安定性、ICRF加熱による温度非等方性、減速過程にある α 粒子の非熱成分の影響などが上げられるが、これらは次の課題に残されている。また、D-Tプラズマだけを解析の対象としたが、核融合燃料の候補となるプラズマは他にもさまざま存在する。これらの解析も次の課題となっている。

謝 辞

本論文作成にあたって、有意義な討論およびご協力を頂いた木村晴行博士、安積正史博士、岸本泰明博士に深く感謝いたします。常々御支援下さいます、古谷洋一郎先生、西川恭治先生、飯吉厚夫先生、吉川允二博士にこの場を借りて御礼申し上げます。本論文作成に際し、文部省科学研究費核融合特別研究3-(2)班の補助を受けました。また、この研究の一部は原研-大学協力事業の下で行われました。

約1MAの駆動電流を見積もることができる。ICRF波だけを用いて全てのトロイダル電流を維持することは難しいようである。

本論文では、プラズマの密度と温度およびその空間分布を仮定し、同様に α 粒子の空間分布も仮定している。さらに、 α 粒子の速度分布関数に関しては実効温度を $T_\alpha=2\text{MeV}$ とした等方マクスウェル分布として扱っている。 α 粒子の空間分布に関しては核融合反応率を用いて詳細な解析をすれば、定量的な議論はいくぶん変わるかも知れない。しかしながら、ここで得られた解析結果は定性的には変わらないであろう。

α 粒子の存在比 $n_\alpha/n_e=5\%$ は現実問題としては高すぎるかも知れない。5%以下のところで、熱核不安定性[9](例えば、フィッシュ・ボーン不安定性[10])のような他の現象が起こることが考えられる。この5%の解析は、 α 粒子の影響の上限を示唆するガイド・ライン的なものである。速度分布関数の取り扱いに関しても、我々の解析は十分ではない。例えば、 α 粒子の直接損失によるロス・コーン不安定性、ICRF加熱による温度非等方性、減速過程にある α 粒子の非熱成分の影響などが上げられるが、これらは次の課題に残されている。また、D-Tプラズマだけを解析の対象としたが、核融合燃料の候補となるプラズマは他にもさまざま存在する。これらの解析も次の課題となっている。

謝 辞

本論文作成にあたって、有意義な討論およびご協力を頂いた木村晴行博士、安積正史博士、岸本泰明博士に深く感謝いたします。常々御支援下さいます、古谷洋一郎先生、西川恭治先生、飯吉厚夫先生、吉川允二博士にこの場を借りて御礼申し上げます。本論文作成に際し、文部省科学研究費核融合特別研究3-(2)班の補助を受けました。また、この研究の一部は原研-大学協力事業の下で行われました。

参考文献

- [1] T.H.Stix: Nucl. Fusion **15** (1975) 737.
- [2] J.G.Cordey: Plasma Phys. **26** (1984) 123.
- [3] Y.Kishimoto, T.Takizuka, K.Hamamatsu, A.Fukuyama, S.-I.Itoh, K.Itoh: "FAST WAVE CURRENT-DRIVE IN INTOR PLASMA", JAERI-M 87-204(1987).
- [4] Ya.I.Kolesnichenko: Nucl. Fusion **20** (1980) 727.
- [5] A.Fukuyama, S.Nishiyama, S.-I.Itho, K.Itho: Nucl. Fusion **23** (1983) 1005.
- [6] I.B.Bernstein: Phys. Fluids. **18** (1975) 320.
- [7] A.Fukuyama, T.Matsuishi, K.Itoh, S.-I.Itoh: to be published.
- [8] K.Itoh, A.Fukuyama, S.-I.Itoh, T.Takizuka, S.Yamamoto, S.Matsuda: "Steady-State Operation Regime of Tokamak Reactor Plasma -Consistency Analysis(I)-", JAERI-M 88-171(1988).
- [9] S.V.Putvinskii: Sov. J. Plasma Phys. **14** (1988) 754.
- [10] B.Coppi, S.Migliuolo, F.Porcelli: Phys. Fluids **31** (1988) 1630.

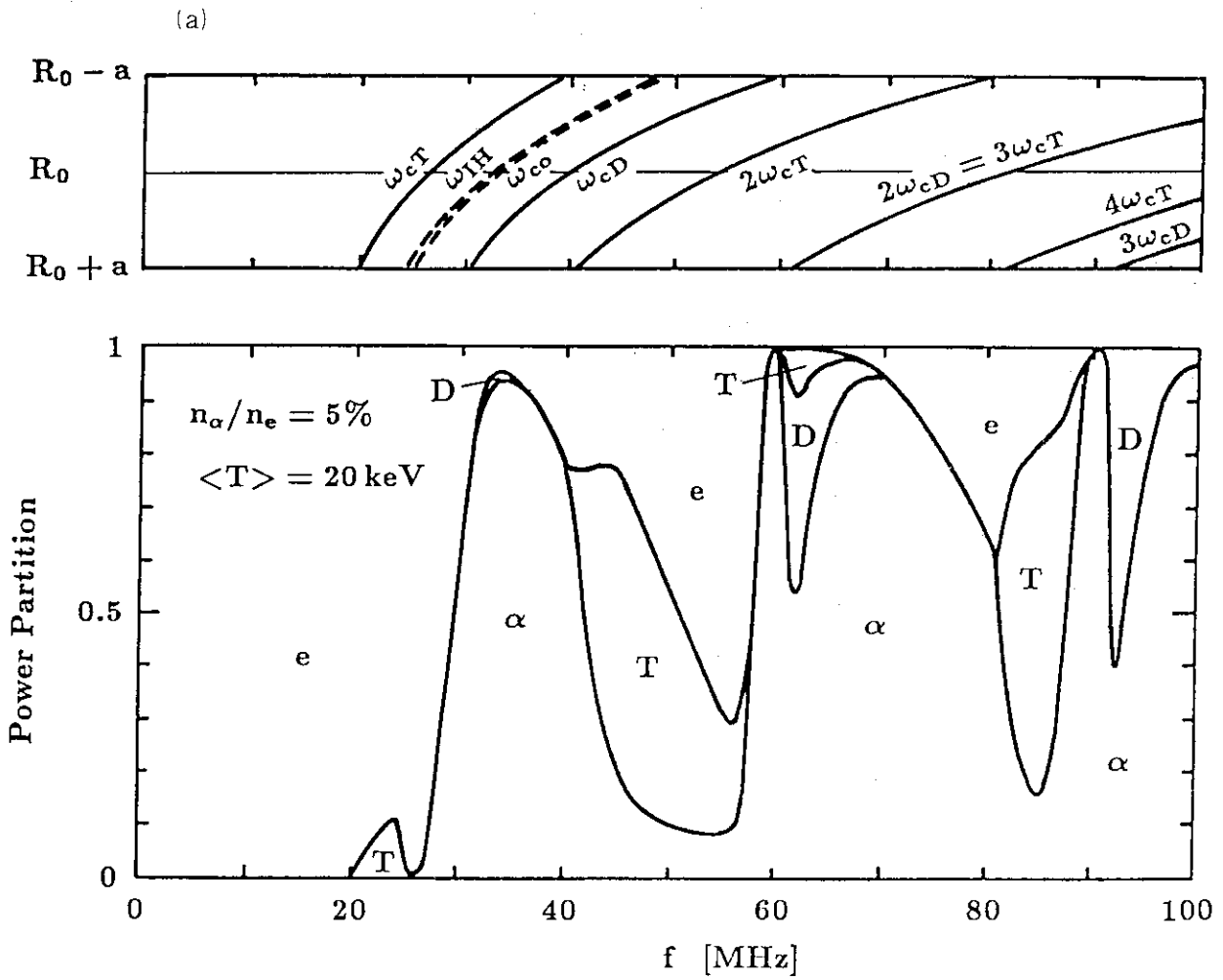


図1 パワー分配比の周波数依存性。

平均電子温度 20 keV 場合で、(a), (b), (c) はそれぞれ $n_\alpha/n_e = 5\%$, 1%, 0% の場合である。図 1(a) の上部には、 $\omega = l\omega_{cj}(x_{jl})$ ($l = 1, 2, \dots$; $j = D, T, \alpha$) の共鳴と混成共鳴 (ω_{IH}) そして遮断層 (ω_{co}) の空間的な位置を示している。

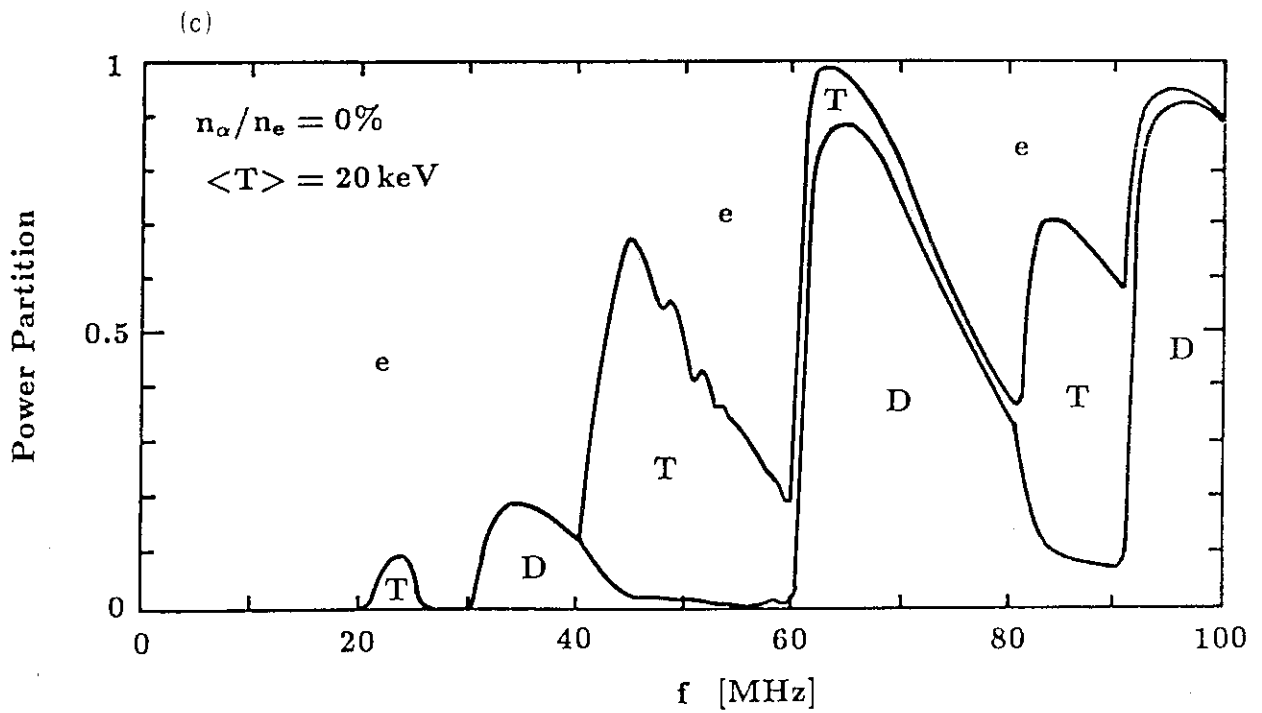
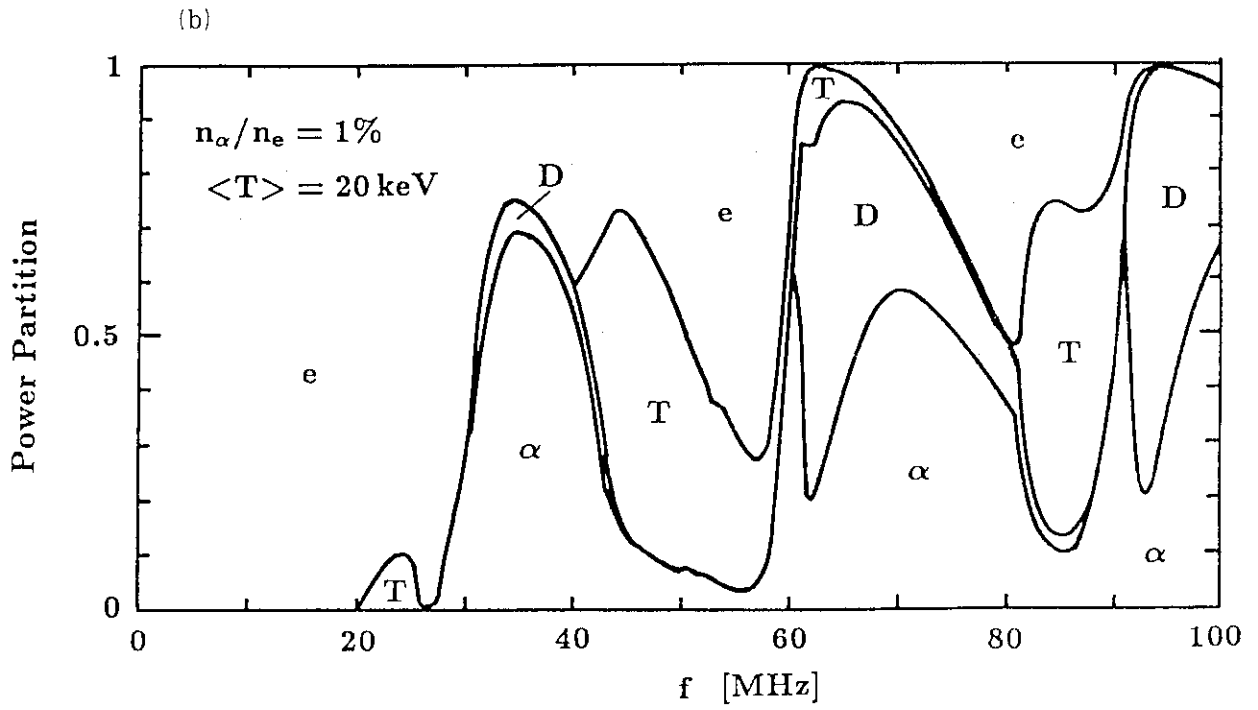


図1 (続き)

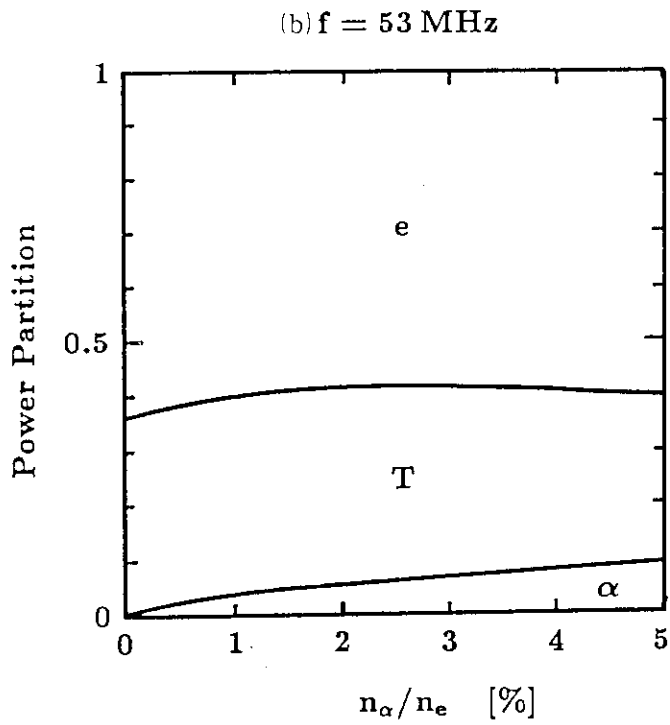
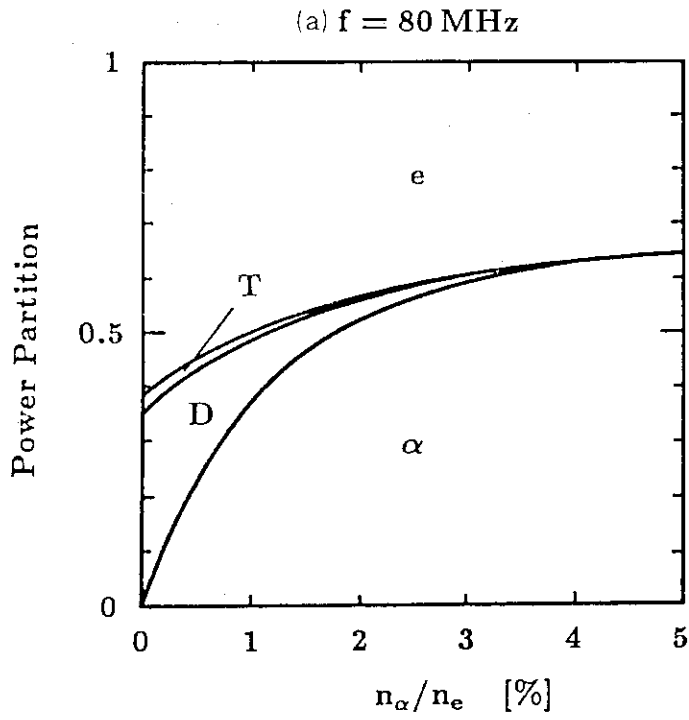


図2 パワー分配比の α 粒子の存在比 (n_α/n_e) に対する依存性。
 (a), (b), (c)はそれぞれ $f = 80, 53, 41 \text{ MHz}$ の場合である。53 MHz の場合には、 α 粒子による吸収が全般的に少ない。

(c) $f = 41 \text{ MHz}$

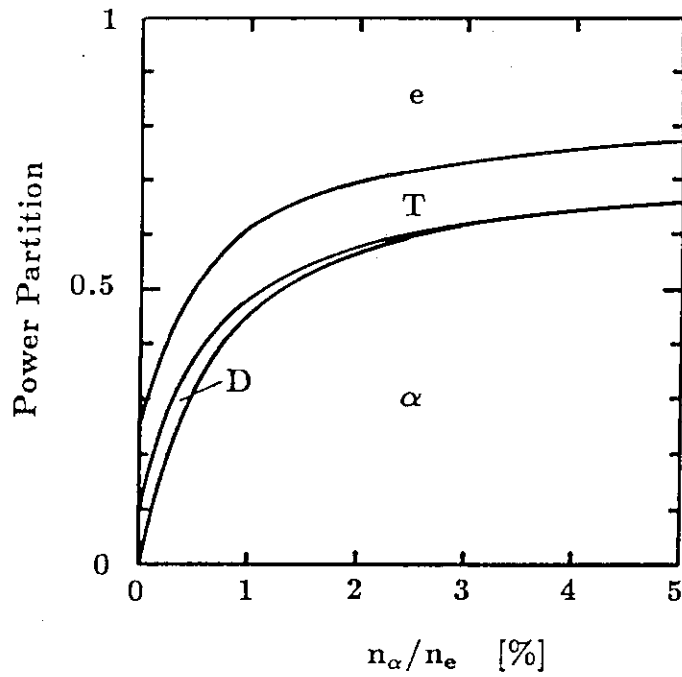


図2 (続き)

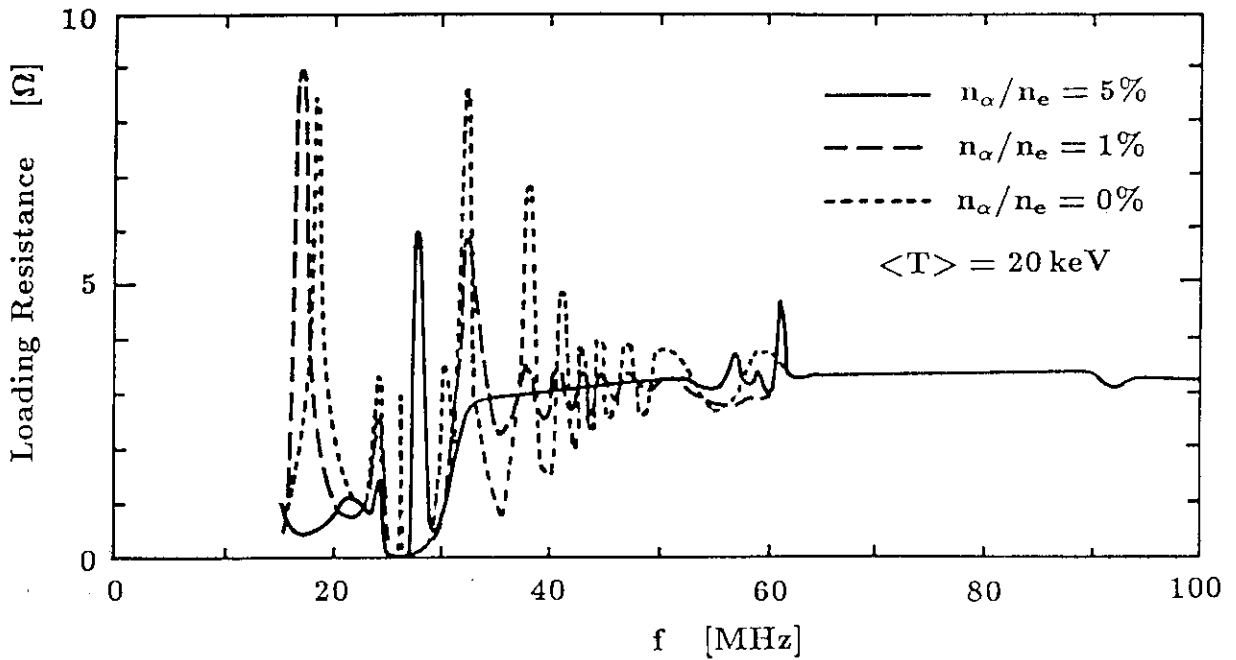


図3 アンテナ負荷抵抗の周波数依存性。

実線, 破線, 点線はそれぞれ $n_\alpha/n_e = 5\%$, 1% , 0% の場合である。パラメーター等はすべて図1に同じである。空洞共鳴の起こる領域で負荷抵抗が大きく変化している。

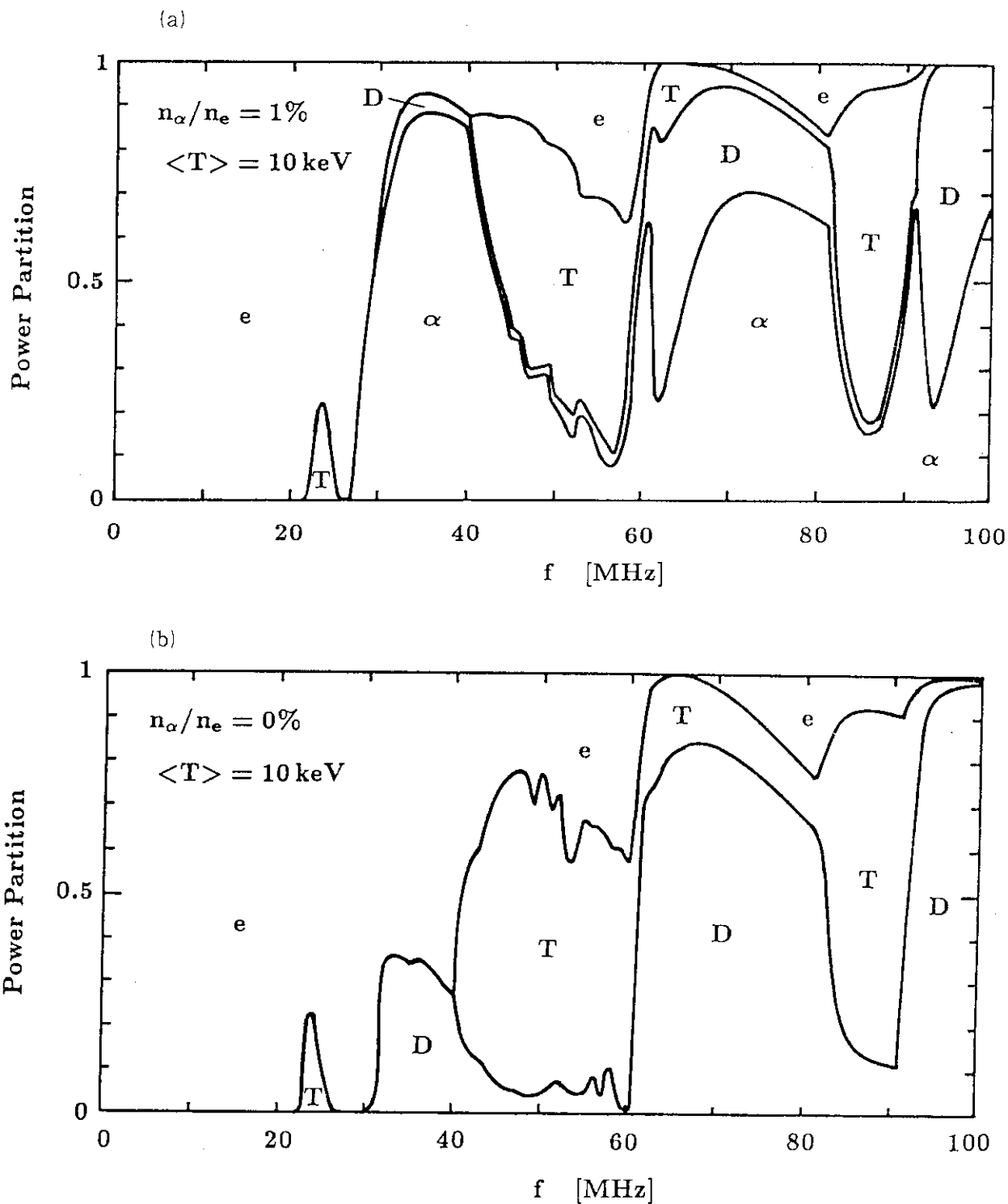


図4 パワー分配洞の周波数依存性。

平均電子温度はkeVで、(a)、(b)はそれぞれ $n_\alpha/n_e = 1\%$ 、 0% の場合である。定性的には図1と同様である。しかし、 $\omega > \omega_{ce}$ においては、電子温度の低い分だけ電子の吸収パワーが減っている。

$f = 80 \text{ MHz}$

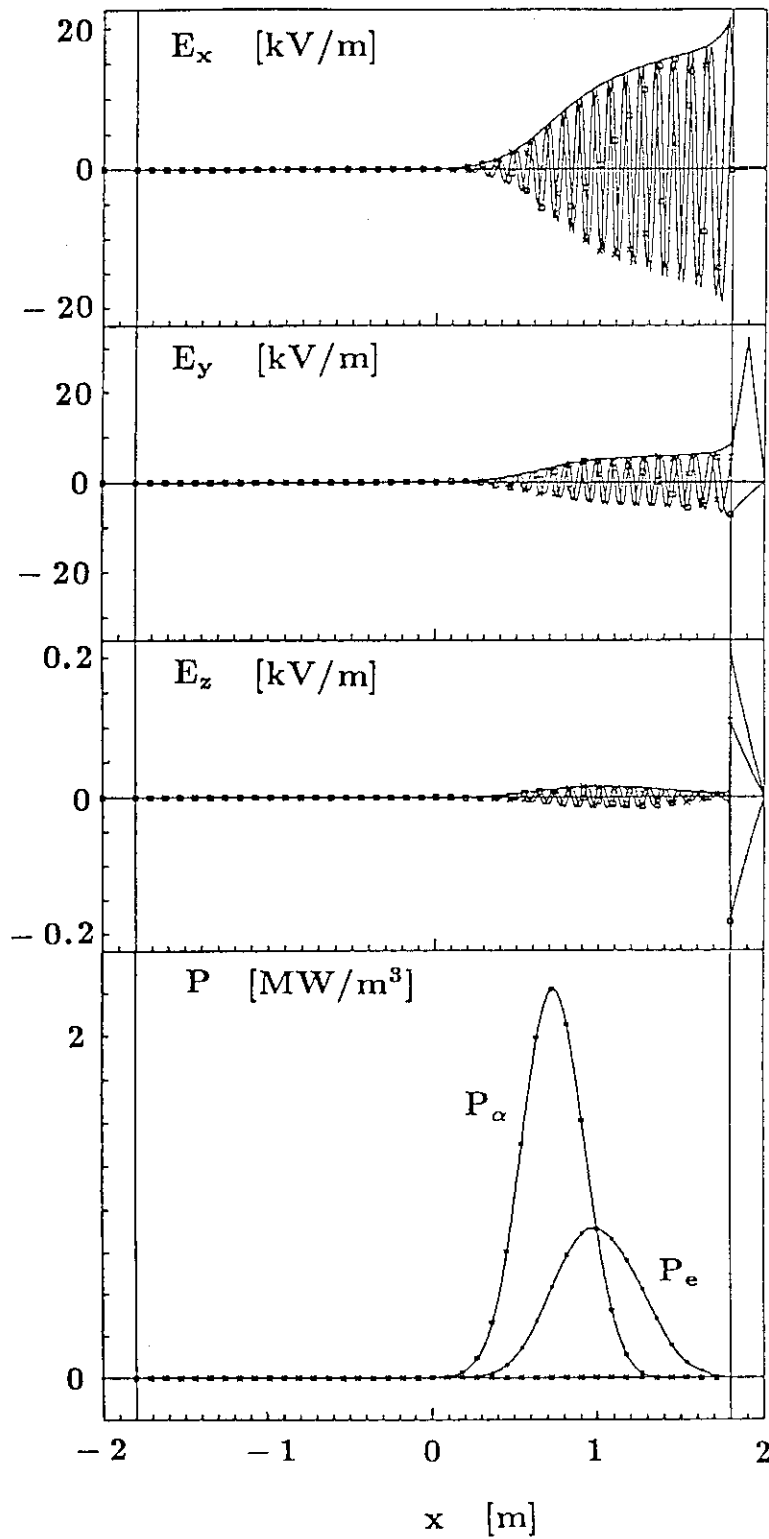


図5 電場と吸収パワーの空間分布。

周波数 $\omega / 2\pi = 80 \text{ MHz}$, $N_{\parallel} = 3$ の場合である。波のエネルギーはサイクロトロン共鳴層 ($x \approx 0$) より低磁場側で吸収されている。

$f = 53 \text{ MHz}$

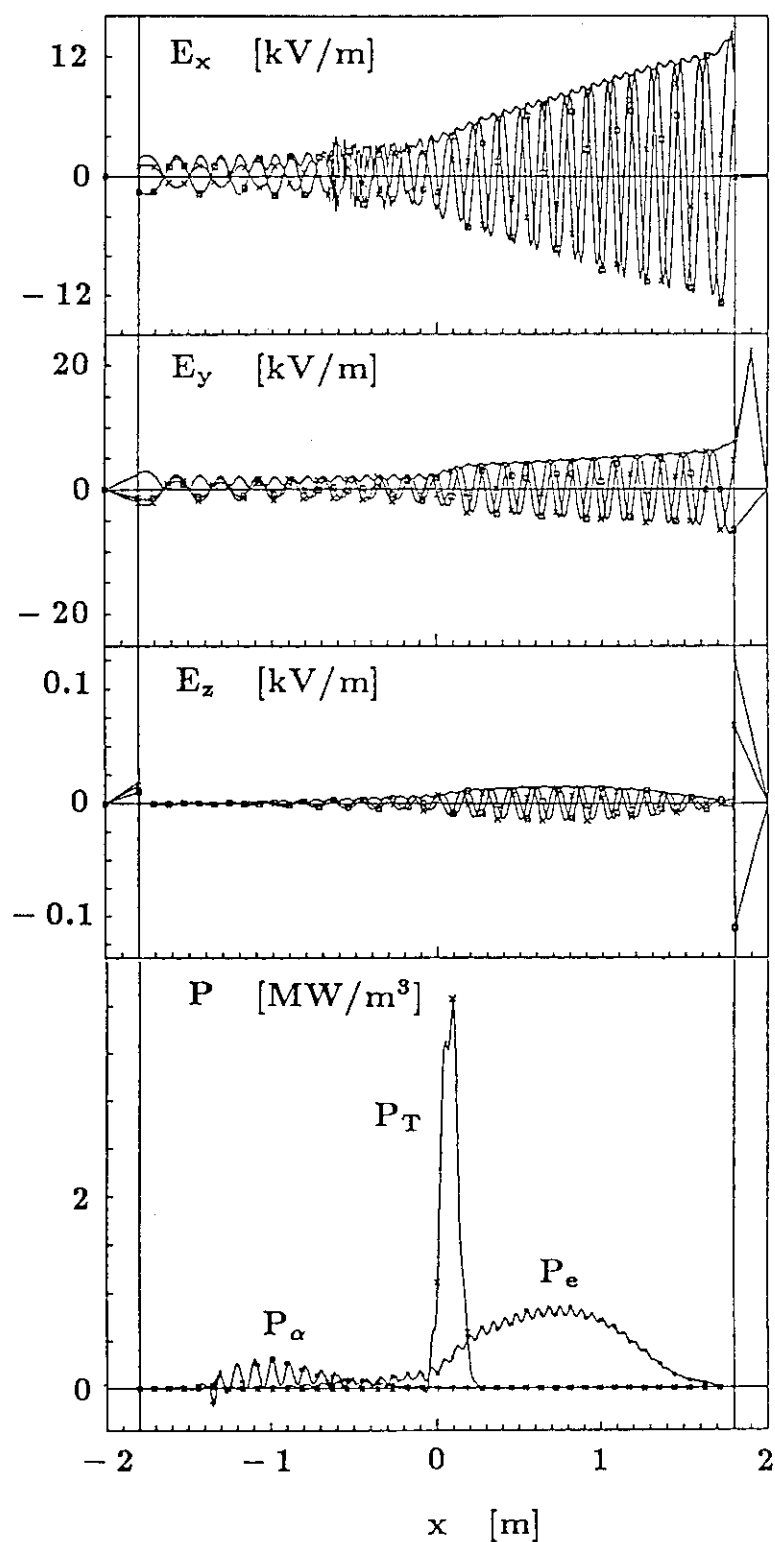


図6 電場と吸収パワー空間分布。

周波数 $\omega / 2\pi = 53 \text{ MHz}$, $N_{\parallel} = 3$ の場合である。吸収パワーが細かく波打っているのは定在波が励起されているためである。

$f = 41 \text{ MHz}$

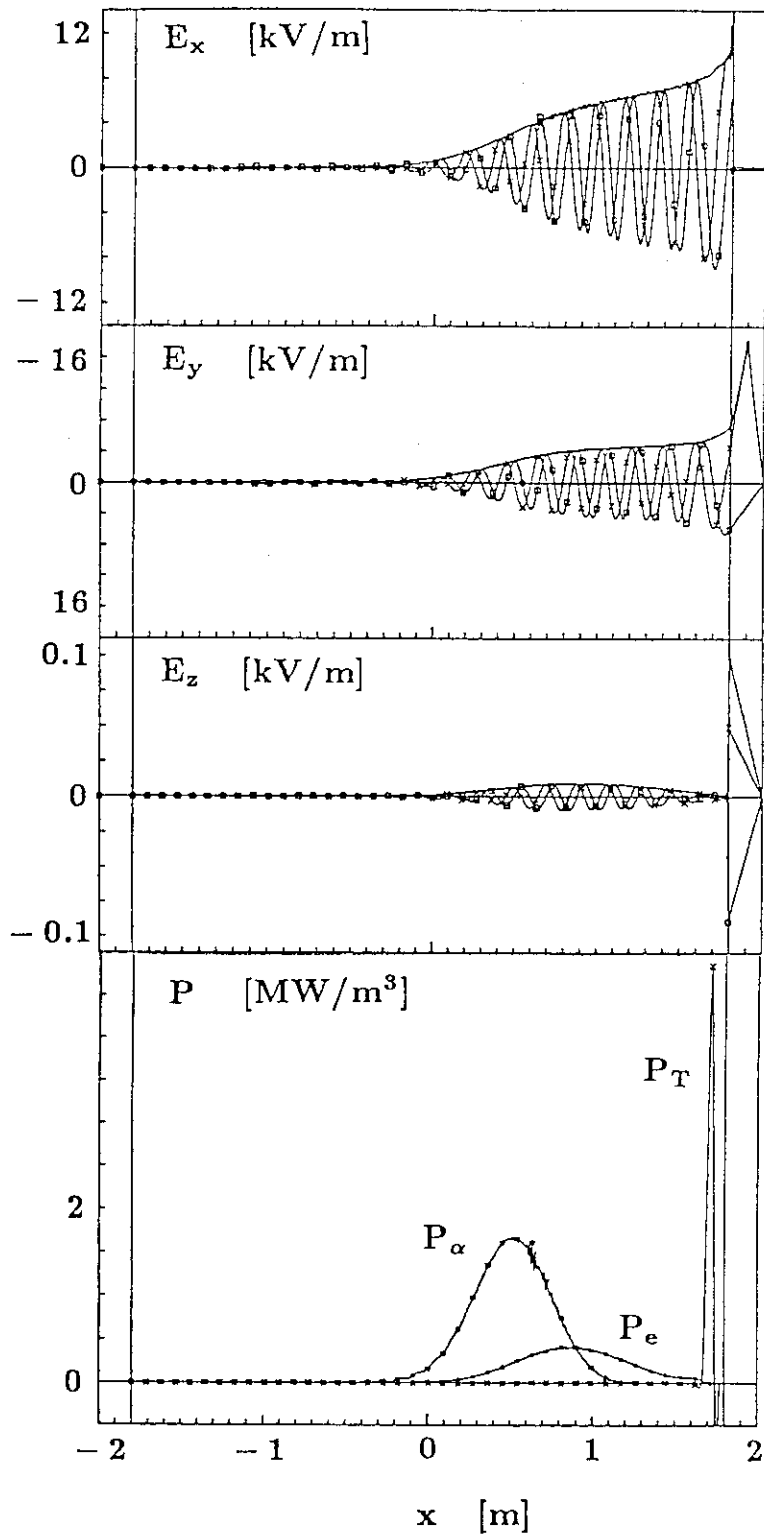


図7 電場と吸収パワーの空間分布。

周波数 $\omega / 2\pi = 41 \text{ MHz}$, $N_{\parallel} = 3$ の場合である。第2高調波による三重水素のサイクロトロン共鳴が低磁場側のプラズマ表面で起こっている。

$f = 19 \text{ MHz}$

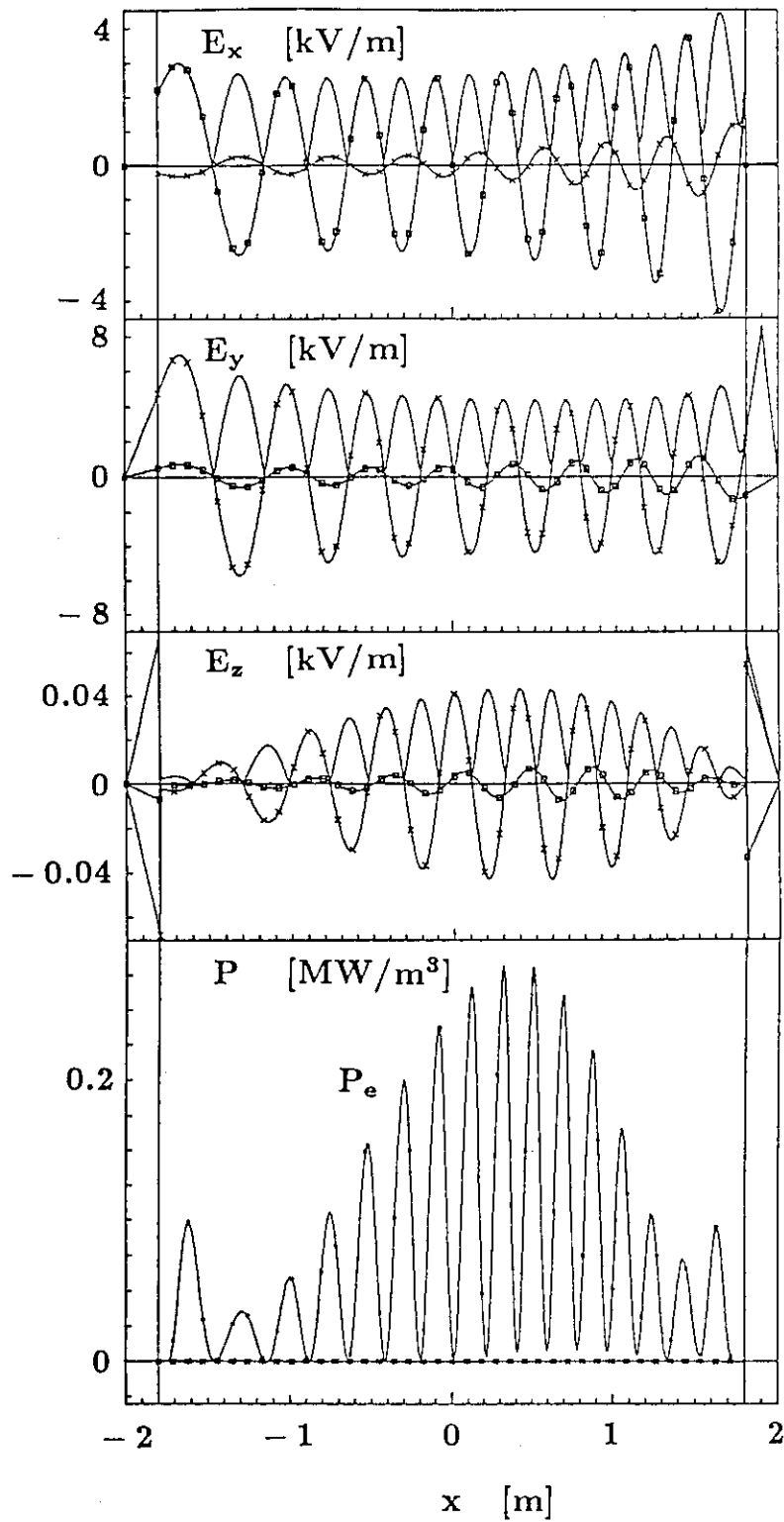


図8 電場と吸収パワーの空間分布。

周波数 $\omega / 2\pi = 19 \text{ MHz}$, $N_{\parallel} = 3$ の場合である。波の減衰が弱いので、強い空洞共鳴が起こっている。

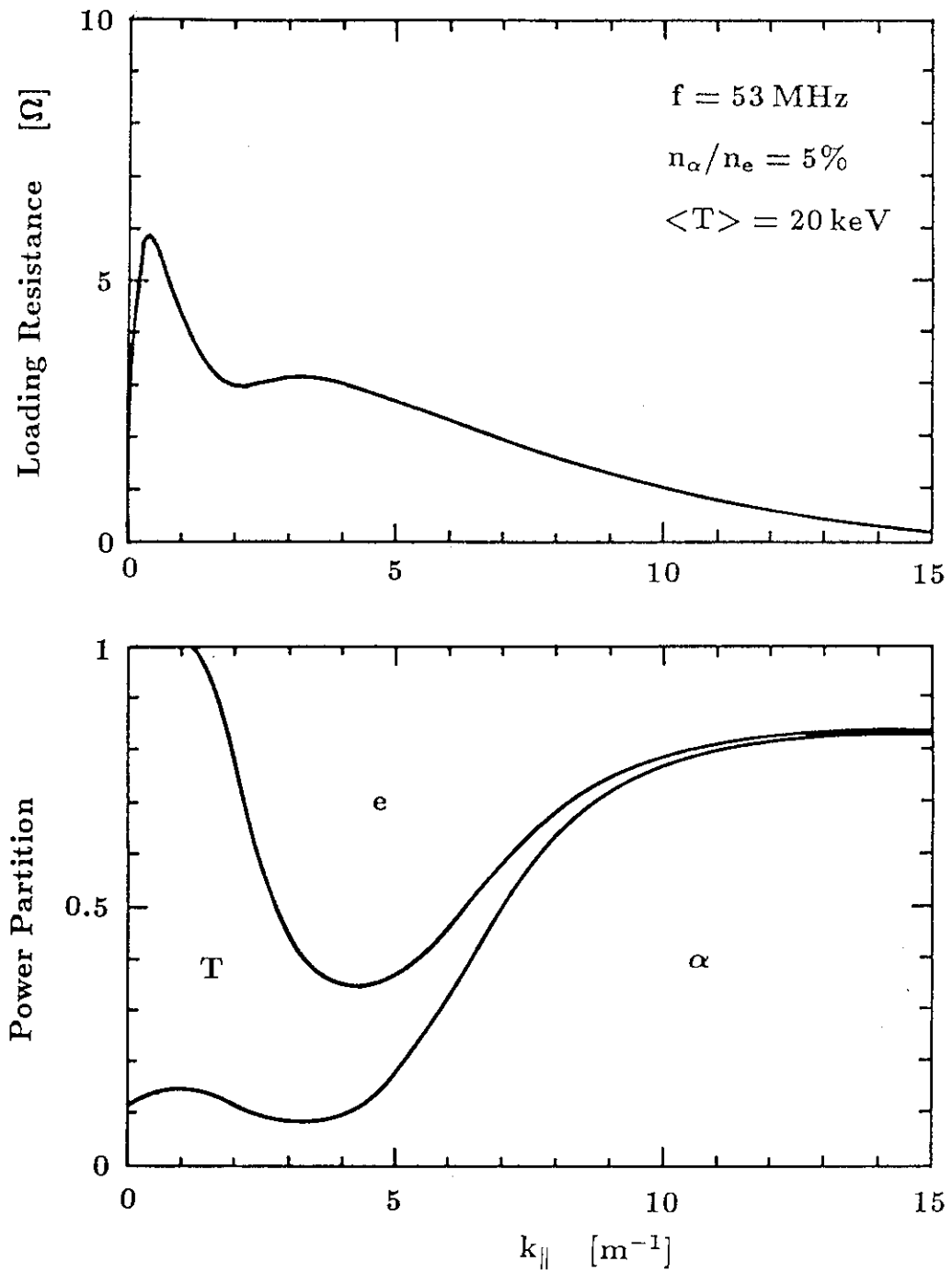


図9 アンテナ負荷抵抗とパワー分配比の k_{\parallel} 依存性。
 $\omega / 2\pi = 53 \text{ MHz}$ の場合である。広い波数領域に渡ってアンテナ・プラズマ間の良い結合が得られている。

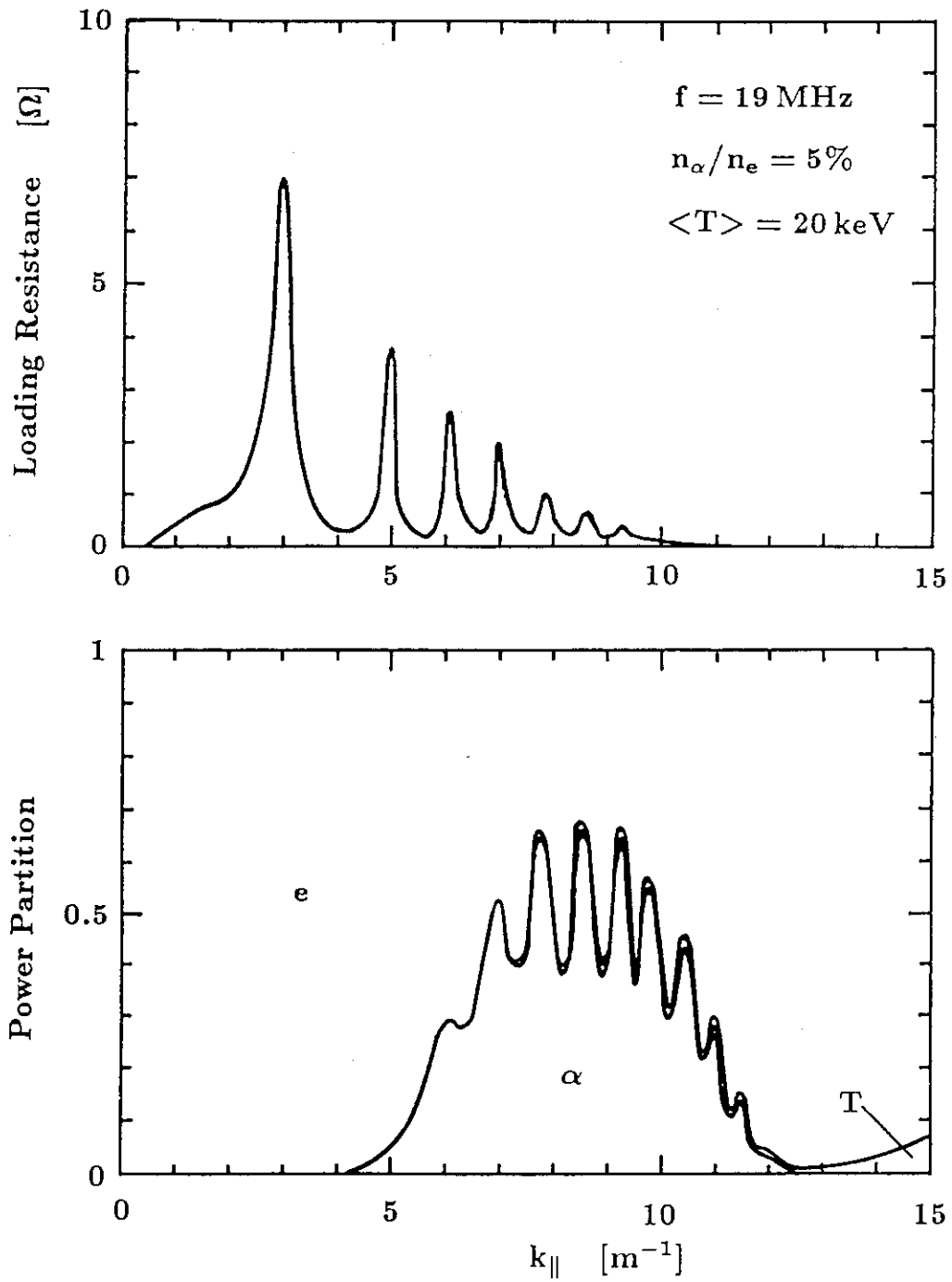


図10 アンテナ負荷抵抗とパワー分配比 $k_{||}$ 依存性。
 $\omega / 2\pi = 19 \text{ MHz}$ の場合である。図8と同様に、波数依存性からも強い空洞共鳴が起こっていることがわかる。

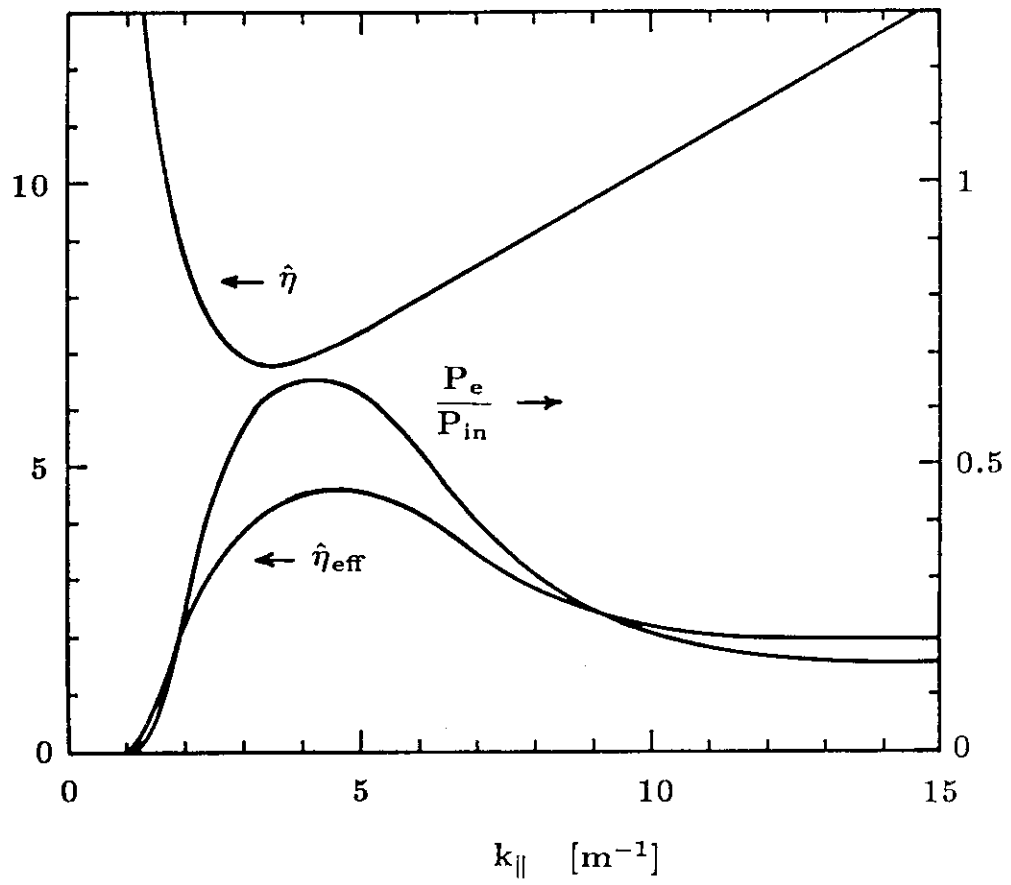


図 1 1 電流駆動効率の $k_{||}$ 依存性。

最適周波数 $\omega / 2\pi = 5.3 \text{ MHz}$ の場合で、 $k_{||} \sim 4.5 \text{ m}^{-1}$ の選択が電流駆動に適している。