

J A E R I - M
94-062

JT-60U及びJFT-2Mにおける
電子サイクロトロン共鳴加熱の数値解析

1994年3月

濱松 清隆・安積 正史

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、お申し込みください。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）で複写による実費領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, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1994

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 ニッセイエプロ株式会社

JT-60U 及び JFT-2M における電子サイクロトロン共鳴加熱の数値解析

日本原子力研究所那珂研究所炉心プラズマ研究部

濱松 清隆・安積 正史

(1994年3月2日受理)

トカマク・プラズマにおける電子サイクロトロン波の伝播・吸収を数値解析するため、光線追跡コードを開発した。このコードを用いて、JFT-2M 及び JT-60U プラズマを対象に数値解析を行なった。JFT-2M に関しては、異常波の第2高調波共鳴について数値計算を行い、電子密度・温度とパワー吸収率の関係を解析した。JT-60U に関しては、正常波と異常波の二つの場合の基本波共鳴加熱について解析を行なった。正常波による加熱の場合、波動入射角を垂直方向に振ることにより、プラズマ半径方向の加熱位置の制御が可能であることを示した。異常波による加熱の場合、電子温度が 10 keV 以上になると、相対論効果により実効的なサイクロトロン共鳴周波数が降下する為、プラズマ中心でのサイクロトロン周波数 120GHz に対して波動周波数を 80 GHz まで下げても、中心加熱が可能であることが分かった。

Numerical Analysis of Electron Cyclotron Resonance Heating
on JT-60U and JFT-2M

Kiyotaka HAMAMATSU and Masafumi AZUMI

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

(Received March 2, 1994)

To analyse electron cyclotron heating (ECH) in tokamak plasmas, the computational code has been developed using the ray tracing method. The propagation and absorption of electron cyclotron waves are numerically analysed on JT-60U and JFT-2M plasmas. ECH by the extraordinary wave is studied in the frequency range of second harmonic resonance on JFT-2M plasmas. The dependence of the power absorption on plasma parameters, electron density and temperature, is obtained. On JT-60U, the ordinary and extraordinary waves are numerically analysed in the fundamental resonance frequency range. In the case of the ordinary wave heating, it is shown that the location of power deposition can be scanned along a minor radius by controlling the horizontal angle of beam injection. As for the extraordinary wave heating, the down shift of effective cyclotron resonance frequency due the relativistic effect is investigated. In the case of that the electron temperature exceeds about 10keV, the following is cleared: The wave frequency can be sifted down to 80GHz, where the cyclotron resonance frequency is 120GHz at the plasma center, and the heating of central region is possible.

Keywords: ECH, Ray Tracing Method, Ordinary Wave, Extraordinary Wave,
JT-60U, JFT-2M, Second Harmonic Resonance,
Fundamental Resonance

目 次

| | |
|--------------------------|----|
| 1. 序 | 1 |
| 2. 基礎方程式 | 2 |
| 2.1 幾何光学近似・光線追跡法 | 2 |
| 2.2 相対論的分散関係 | 4 |
| 2.3 光線追跡コード | 6 |
| 3. 数値解析結果 | 7 |
| 3.1 JFT-2Mにおける数値解析 | 7 |
| 3.2 JT-60Uにおける数値解析 | 9 |
| 4. 議論とまとめ | 11 |
| 謝 辞 | 12 |
| 参考文献 | 13 |

Contents

| | |
|---|----|
| 1. Introduction | 1 |
| 2. Basic Equations | 2 |
| 2.1 Geometric Optics - Ray Tracing Method | 2 |
| 2.2 Relativistic Dispersion Relation | 4 |
| 2.3 Ray Tracing Code | 6 |
| 3. Numerical Results | 7 |
| 3.1 Numerical Analysis on JFT-2M | 7 |
| 3.2 Numerical Analysis on JT-60U | 9 |
| 4. Discussions and Conclusion | 11 |
| Acknowledgements | 12 |
| References | 13 |

1. 序

プラズマ中での電子サイクロトロン周波数帯の電磁波 (EC 波) の伝播特性として、イオンとの結合が非常に弱いこと、電子を選択的に加熱できること、パワー吸収の起る空間領域が局在化する等の点が上げられる。この為、トカマク・プラズマにおける電子加熱および電流駆動の方法として、EC 波を用いた実験が様々な装置 [1, 2, 3, 4] で行なわれ、理論的な解析も同時に進んでいる。最近では、波動周波数と出力パワーが共に増大された為、高磁場・高密度領域での加熱が可能となり、電子温度はジュール加熱時の数倍にまで達している [3]。電子サイクロトロン加熱 (ECH) は局所加熱が可能となる特徴を生かして、周辺プラズマの加熱を行い H-mode プラズマの生成も行なわれている [1]。特に、ECH の局所性は様々の MHD 不安定性の安定化制御に有効性を示している。 $q_e = 2$ (q_e は安全係数) の磁気面近傍に発生するティアリング・モードの安定化によるディスラプションの回避 [5]、 $q_e = 1$ の磁気面近傍の加熱による鋸状振動の安定化 [2, 3] はその典型的な実験例である。これらの実験解析、及び JT-60U や ITER 等における ECH の予測的な解析において、EC 波の伝播・吸収特性の解析は重要である。

本論文では、EC 波の伝播・吸収を数値解析する為、幾何光学近似を用いた数値解析コードの開発を行なう。この解析コードを用いて、JFT-2M 及び JT-60U プラズマを対象に電子サイクロトロン加熱の数値解析を行なう。JFT-2M では、異常波 (X-mode) の第 2 高調波共鳴を用いた ECH によるディスラプション抑制の実験が行なわれており、この実験データをもとに数値解析を行う。電子密度・温度とパワー吸収効率の関係を解析し、密度変化による波動の屈曲の変化と吸収効率について議論する。JT-60U プラズマにおいては、基本波共鳴加熱について正常波 (O-mode) と異常波の二つの場合について解析を行なう。正常波については、波動入射角度の制御による加熱領域の位置とその局所性の制御性について解析を行なう。異常波には低密度域に遮断層があるため、通常は低磁場側からの入射はできないが、波動周波数を下げることでこの遮断層を回避できる。この場合には、相対論効果による EC 共鳴振動数降下がなければ波動の吸収は非常に悪くなる、即ち、パワー吸収は電子温度に強く依存する。異常波加熱を可能とする電子温度および波動入射条件について解析を行なう。

本論文の構成は以下の通りである。第 2 章では、EC 波の伝播・吸収解析のための基礎方程式を示し、数値解析コードについて簡単に説明を行なう。数値計算結果及びその解析を第 3 章で示し、まとめは第 4 章で行う。

2. 基礎方程式

プラズマ中での電磁波の伝播及び吸収過程は、Maxwell の方程式とプラズマによる変位電流を記述する誘電率 (又は伝導率) テンソルによって記述される。電子サイクロトロン波 (EC 波) の場合には、波長が系の空間的变化に比べ又波長の振動時間が系の時間変化に比べて非常に短いため、幾何光学近似の範囲で取り扱うことができる。幾何光学近似では、プラズマ中での電磁波の伝播方程式を光子の運動方程式 (光線追跡の方程式) として取り扱う。又、EC 波の吸収過程の解析では、相対論的な取扱いが本質的になる。サブセクション 1 では、幾何光学近似について簡単な説明を行なう。又、サブセクション 2 では、相対論的な誘電率テンソルについて説明を行い、最後のサブセクションではここで開発を行なった光線追跡コードについて説明を行なう。

2.1 幾何光学近似 - 光線追跡法 -

プラズマ中での波の幾何光学近似は文献 [6] に詳しく述べられているので詳しくは論じないが、近似の条件だけはしっかりと押さえておく。電磁波の伝播は Maxwell の方程式

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2)$$

によって記述される。ここで、 \vec{E} は電磁波成分を意味する。誘導電流密度 \vec{J} は電場 \vec{E} の線形応答として

$$\vec{J}(\mathbf{r}, t) = \int d\mathbf{r}' \int_{-\infty}^t dt' \hat{\sigma} \left[(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), (t - t'); \frac{1}{2}(\mathbf{r} + \mathbf{r}'), \frac{1}{2}(t + t') \right] \cdot \vec{E}(\mathbf{r}', t') \quad (3)$$

と表すことができる。ここで、 $\hat{\sigma}$ は伝導率テンソルであり、時刻 t' による積分は因果律を表し、空間座標 \mathbf{r}' による積分は非局所性を表す。プラズマが定常かつ一様な場合には、伝導率テンソルは $(\mathbf{r} + \mathbf{r}')$ と $(t + t')$ に依存しない。

無擾動プラズマが時間と空間に対してゆっくり変化し、電場が十分に小さいと仮定して

$$\vec{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{a}(\mathbf{r}, t) \exp[i\psi(\mathbf{r}, t)], \quad \vec{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{b}(\mathbf{r}, t) \exp[i\psi(\mathbf{r}, t)] \quad (4)$$

と表せるとする。ここで、波動ベクトル \mathbf{k} と振動数 ω を

$$\mathbf{k}(\mathbf{r}, t) \equiv \nabla \psi, \quad \omega(\mathbf{r}, t) \equiv -\frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (5)$$

によって定義する。これらによって定義される波長 ($\lambda = 2\pi/k$) 及び振動時間 ($\tau = 2\pi/\omega$) の変化に対して、伝導率テンソルの (第 3 及び第 4 番目の変数による) 変化分は十分小さ

く δ のオーダーであるとする。さらに同様に、 \mathbf{k} , ω , \mathbf{a} , \mathbf{b} の変化分も δ のオーダーとする。これらの仮定のもとに、誘導電流密度を δ でオーダー展開を行なうと、

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{J}} &= \exp[i\psi]\sigma^{\Lambda}\cdot\mathbf{a} + \exp[i\psi]\mathbf{K}\{\mathbf{a}\} + \dots & (6) \\ \mathbf{K}\{\mathbf{a}\} &= \sigma^{\text{H}}\cdot\mathbf{a} - i\frac{1}{2}[\nabla\cdot(\nabla_{\mathbf{k}}\sigma^{\Lambda})]\cdot\mathbf{a} - i[(\nabla\mathbf{a})^{\text{T}}\cdot\nabla_{\mathbf{k}}]\cdot(\sigma^{\Lambda})^{\text{T}} \\ &\quad + i\frac{1}{2}\left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial\sigma^{\Lambda}}{\partial\omega}\right)\right]\cdot\mathbf{a} + i\frac{\partial\sigma^{\Lambda}}{\partial\omega}\cdot\frac{\partial\mathbf{a}}{\partial t} \end{aligned}$$

となる。ここで、

$$\sigma(\mathbf{k}, \omega, \mathbf{r}, t) = \int d\mathbf{r}' \int_0^{\infty} \hat{\sigma}(\mathbf{r}', t'; \mathbf{r}, t) \exp[i(\omega t' - \mathbf{k}\cdot\mathbf{r}')] \quad (7)$$

である。さらに、この伝導率テンソル σ のエルミート部は反エルミート部に対して δ のオーダーだけ小さいと仮定し、(1)(2)式において \mathbf{a} を δ でオーダー展開すると、最低次の関係式より分散関係

$$\mathbf{H}^{\text{H}}(\mathbf{k}, \omega; \mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{a}_0 = 0 \quad (8)$$

が得られる。ここで、 \mathbf{H}^{H} は分散テンソルのエルミート部分であり、誘電率テンソル ϵ 及び伝導率テンソルとの間には

$$\mathbf{H} = \frac{c^2}{\omega^2}(\mathbf{k}\mathbf{k} - k^2\mathbf{I}) + \epsilon \quad (9)$$

$$\epsilon = \mathbf{I} + i\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0} \quad (10)$$

なる関係がある。波動の分散関係は分散式

$$\det \mathbf{H}^{\text{H}} \equiv F(\mathbf{k}, \omega; \mathbf{r}, t) = 0 \quad (11)$$

を解くことで決定される。この方程式は、(4)式で導入した ψ に関する1階の偏微分方程式となっており、特性方程式の方法を用いると光線の軌跡の方程式として

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{r}}{ds} &= \frac{\partial F}{\partial \mathbf{k}} \\ \frac{d\mathbf{k}}{ds} &= -\frac{\partial F}{\partial \mathbf{r}} \\ \frac{dt}{ds} &= -\frac{\partial F}{\partial \omega} \\ \frac{d\omega}{ds} &= \frac{\partial F}{\partial t} \end{aligned} \quad (12)$$

が得られる。ここで、 s は積分変数である。

同じの近似のもとにエネルギーの方程式は

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot (U \mathbf{v}_g) + \frac{1}{2} \mathbf{a}_0^* \cdot \sigma^H \cdot \mathbf{a}_0 = 0 \quad (13)$$

$$U = \frac{1}{4} \epsilon_0 \mathbf{a}_0^* \cdot \frac{\partial(\omega \mathbf{H}^H)}{\partial \omega} \cdot \mathbf{a}_0, \quad \mathbf{v}_g = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}}$$

となる。ここで、 U は波動のエネルギー密度、 \mathbf{v}_g は群速度である。又、 \mathbf{a}_0 は分散関係式(8)より決定される分極ベクトルである。

2.2 相対論的分散関係

運動量空間での運動量分布関数 f に対する相対論的 Vlasov 方程式は

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m\gamma} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + q \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{p}}{m\gamma} \times \mathbf{B} \right) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = 0 \quad (14)$$

$$\gamma = \sqrt{1 + \frac{p^2}{m^2 c^2}} \quad m \text{ は静止質量} \quad (15)$$

である。通常の手続きに従って、空間的に一様かつ定常な 0 次の平衡分布関数 $f_0(\mathbf{p})$ と 0 次の一様磁場 B_0 を仮定し、波動による振動部分 $\bar{f}, \bar{\mathbf{B}}, \bar{\mathbf{E}}$ に関して線形化を行なうと(14)式は

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m\gamma} \cdot \frac{\partial \bar{f}}{\partial \mathbf{r}} + \left(\frac{\mathbf{p}}{m\gamma} \times \mathbf{B}_0 \right) \cdot \frac{\partial \bar{f}}{\partial \mathbf{p}} = -q \left(\bar{\mathbf{E}} + \frac{\mathbf{p}}{m\gamma} \times \bar{\mathbf{B}} \right) \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{p}} \quad (16)$$

となる。この方程式は、Fourie 展開を行い、無擾動単一粒子軌道に沿って積分することで \bar{f} について解くことができる。この \bar{f} を用いて誘導電流密度 $\bar{\mathbf{J}}$ を表すと $\bar{\mathbf{E}}$ の線形応答として

$$\bar{\mathbf{J}} = \int d\mathbf{p} q \frac{\mathbf{p}}{m\gamma} \bar{f}(\mathbf{p}) = \sigma(\mathbf{k}, \omega) \cdot \bar{\mathbf{E}} \quad (17)$$

と書くことができる。ここで、 σ は伝導率テンソルである。

相対論的な等方 Maxwell 分布は

$$f_0(\mathbf{p}) = n_e \frac{\mu \exp[-\mu\gamma]}{4\pi K_2(\mu)}, \quad \mu = \frac{mc^2}{T} = \left(\frac{c}{v_t} \right)^2 \quad (18)$$

と表される。ここで、 n_e は電子密度、 v_t は熱速度、 K_2 は第 2 種の変形 Bessel 関数である。この分布関数を用いると、誘電率テンソルの各成分は、

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \epsilon_{yy} = 1 - \frac{\bar{\omega}_p^2}{\bar{\omega}^2} \mu \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 \lambda^{n-1}}{2^n n!} \mathcal{W}_{n+3/2}^{(+)} \\ \epsilon_{xy} &= -\epsilon_{yx} = i \frac{\bar{\omega}_p^2}{\bar{\omega}^2} \mu \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 \lambda^{n-1}}{2^n n!} \mathcal{W}_{n+3/2}^{(-)} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\epsilon_{zz} &= \epsilon_{zz} = -\frac{\bar{\omega}_p^2}{\bar{\omega}} \mu N_{\perp} N_{\parallel} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \lambda^{n-1}}{2^n n!} \frac{\partial}{\partial(n\mu/\bar{\omega})} \mathcal{W}_{n+5/2}^{(+)} \\ \epsilon_{yz} &= -\epsilon_{zy} = -i \frac{\bar{\omega}_p^2}{\bar{\omega}} \mu N_{\perp} N_{\parallel} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \lambda^{n-1}}{2^n n!} \frac{\partial}{\partial(n\mu/\bar{\omega})} \mathcal{W}_{n+5/2}^{(-)} \\ \epsilon_{zz} &= 1 - \frac{\bar{\omega}_p^2}{\bar{\omega}} \mu \left\{ \frac{\partial}{\partial N_{\parallel}} [N_{\parallel} \mathcal{W}_{5/2}(0, N_{\parallel})] + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda^n}{2^n n!} \frac{\partial}{\partial N_{\parallel}} [N_{\parallel} \mathcal{W}_{n+5/2}^{(+)}] \right\}\end{aligned}$$

と表される。ここで、

$$\begin{aligned}\mathcal{W}_q^{(\pm)} &= \mathcal{W}_q\left(n \frac{\mu}{\bar{\omega}}, N_{\parallel}\right) \pm \mathcal{W}_q\left(-n \frac{\mu}{\bar{\omega}}, N_{\parallel}\right) \\ \mathcal{W}_q\left(n \frac{\mu}{\bar{\omega}}, N_{\parallel}\right) &= -i \int_0^{\infty} \frac{d\tau'}{[Y(\tau')]^q} \exp\left\{\mu[1 - Y(\tau')] - in \frac{\mu}{\bar{\omega}} \tau'\right\} \\ Y(\tau') &= [(1 - i\tau')^2 + N_{\parallel}^2 \tau'^2]^{1/2} \\ \lambda &= \frac{\bar{\omega}^2 N_{\perp}^2}{\mu} = \frac{k_{\perp}^2 v_t^2}{\Omega^2} \\ \omega_{pe}^2 &= \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e} \quad \Omega_e = \frac{e B_0}{m_e} \\ \bar{\omega} &= \omega / \Omega \quad N = \frac{c}{\omega} k\end{aligned}$$

であり、 $\mu \gg 1$ かつ $\lambda \ll 1$ の仮定を行なった [7]。

磁力線方向の屈折率 N_{\parallel} が 1 より小さい場合には、関数 \mathcal{W}_q は一般化された Shkarofsky 関数 $\mathcal{F}_{q,r}$ によって

$$\begin{aligned}\mathcal{W}_q\left(n \frac{\mu}{\bar{\omega}}, N_{\parallel}\right) &\simeq \mathcal{F}_{q,0}\left(z_n, \frac{\mu N_{\parallel}^2}{2}\right) \\ z_n &= \mu \left(1 - \frac{n}{\bar{\omega}}\right) = \left(\frac{c}{v_t}\right)^2 \left(\frac{\omega - n\Omega}{\omega}\right)\end{aligned}$$

と表される [8]。ここで、 $\mathcal{F}_{q,r}$ の定義は

$$\begin{aligned}\mathcal{F}_{q,r}(z, a) &= -i \int_0^{\infty} dt \frac{(it)^r}{(1-it)^q} \exp\left[izt - \frac{at^2}{1-it}\right] \\ \mathcal{F}_{q,r}(z, a) &= \frac{\partial^r}{\partial z^r} \mathcal{F}_{q,0}(z, a)\end{aligned}$$

であり、その解析的性質は詳しく調べられている。この関数を用いると、誘電率テンソルは

$$\begin{aligned}\epsilon_{xx} &= \epsilon_{yy} = 1 - \frac{\bar{\omega}_p^2}{\bar{\omega}^2} \mu \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 \lambda^{n-1}}{2^n n!} \mathcal{F}_{n+3/2,0}^{(+)} \\ \epsilon_{xy} &= -\epsilon_{yx} = i \frac{\bar{\omega}_p^2}{\bar{\omega}^2} \mu \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 \lambda^{n-1}}{2^n n!} \mathcal{F}_{n+3/2,0}^{(-)}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\epsilon_{xx} &= \epsilon_{xx} = -\frac{\bar{\omega}_p^2}{\bar{\omega}} \mu N_{\perp} N_{\parallel} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \lambda^{n-1}}{2^n n!} \mathcal{F}_{n+5/2,1}^{(-)} \\ \epsilon_{yz} &= -\epsilon_{zy} = -i \frac{\bar{\omega}_p^2}{\bar{\omega}} \mu N_{\perp} N_{\parallel} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \lambda^{n-1}}{2^n n!} \mathcal{F}_{n+5/2,1}^{(+)} \\ \epsilon_{zz} &= 1 - \frac{\bar{\omega}_p^2}{\bar{\omega}} \mu \left\{ \mathcal{F}_{5/2,0} + N_{\parallel}^2 \mu \mathcal{F}_{7/2,2} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\lambda^n}{2^n n!} \left[\mathcal{F}_{n+5/2,0}^{(+)} + N_{\parallel}^2 \mu \mathcal{F}_{n+7/2,2}^{(+)} \right] \right\} \quad (19)\end{aligned}$$

と表される。ここで、

$$\mathcal{F}_{q,r}^{(\pm)} = \mathcal{F}_{q,r} \left(z_n, \frac{\mu N_{\parallel}^2}{2} \right) \pm \mathcal{F}_{q,r} \left(z_{-n}, \frac{\mu N_{\parallel}^2}{2} \right)$$

である。

2.3 光線追跡コード

次章の数値解析に用いる光線追跡コードについて簡単に説明を行なう。最初に、誘電率テンソルの取り扱いについて説明する。数値計算において、最終的に得られた誘電率テンソル(19)式の直接的な数値計算はしない。光線の追跡式、(11)式、では誘電率テンソル ϵ のエルミート部分のみが必要である。ここでは、 δ による展開の0次オーダーの式を用いる。即ち、これは流体近似の誘電率テンソル

$$\epsilon = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix}$$

$$S = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \Omega_e^2}, \quad D = \frac{\omega_{pe}^2 \Omega_e}{\omega(\omega^2 - \Omega_e^2)}, \quad P = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$$

に帰着される。又、エネルギーの方程式(13)式では、誘電率テンソルの反エルミート部分、即ち関数 $\mathcal{F}_{q,r}$ の虚数部が必要になる。これは解析的に、

$$\text{Im}[\mathcal{F}_{q,0}(z, a)] = \begin{cases} 0 & , a \leq z \\ -\pi e^{z-2a} \left(1 - \frac{z}{a}\right)^{(q-1)/2} I_{q-1} \left[2\sqrt{a(a-z)}\right] & , z < a \end{cases}$$

と求められている [8]。

つぎに光線追跡の式を具体的に書き下す。波動の振動時間に対してプラズマは変化しないとして、式(12)において $\partial F / \partial t = 0$ とし、 s を消去し、さらに変数変換 $k = (\omega/c)N$ と $l = ct$ を行なうと最終的に、

$$\frac{dr}{dl} = \frac{\frac{\partial F}{\partial N}}{N \cdot \frac{\partial F}{\partial N} - \omega \frac{\partial F}{\partial \omega}}$$

$$\frac{dN}{dl} = -\frac{\frac{\partial F}{\partial r}}{N \cdot \frac{\partial F}{\partial N} - \omega \frac{\partial F}{\partial \omega}} \quad (20)$$

が得られる。この式を初期値問題として4次のルンゲ・クッタ法（ルンゲ・クッタ・ジル法）により数値積分することで、光線の追跡を行う。この時、電子密度及び温度の空間分布はトロイダル磁束関数 ψ の汎関数で表されているものとし、以下では

$$n_e(\mathbf{r}) = n_{e0} \times \left(\frac{\psi(\mathbf{r})}{\psi_{\text{axis}}} \right)^{\alpha_n},$$

$$T_e(\mathbf{r}) = T_{e0} \times \left(\frac{\psi(\mathbf{r})}{\psi_{\text{axis}}} \right)^{\alpha_T},$$

とした。ここで、 ψ_{axis} は磁気軸での磁束関数の値である、但し、磁束関数はプラズマ表面で0、プラズマ内部で負に定義されている。磁束関数、 ψ 、の関数値はMHD平衡解析コードにより (r, z) -平面上の矩形メッシュ点上で求められたものを用いる。光線追跡においては、メッシュの中間点での磁束関数の値が必要になる。又、関数 F には Ω_e を通じて磁場 B が含まれており、その空間微分、即ち ψ の空間に関する1階及び2階の偏微分係数が必要になる。メッシュ点上の ψ の値から中間点での関数値及び偏微分係数の算出には2次元グリッド上の5次のB-スプライン補間法を用いた。

3. 数値解析結果

この章では、JFT-2M と JT-60U プラズマにおける電子サイクロトロン加熱の数値解析結果についてサブセクションに分けて示す。

3.1 JFT-2M における数値解析

本節では、 $q_s = 2$ (q_s は安全係数) 面でのMHD不安定性制御によるディスラプション抑制を行なった放電 [5] について解析を行なう。具体的には、ショット番号 67972 の時刻 580msec を選んだ。典型的なプラズマ・パラメータは表1にまとめた。ここで、主半径 R_0 はプラズマの幾何学中心の位置で定義する。小半径 a の定義は次のパラグラフで行なう。トロイダル磁場 B_{T0} は主半径位置での大きさである。EC波は低磁場側の赤道面から入射され、その周波数は 59.8MHz である。これは第2高調波共鳴の周波数帯である為、吸収効率の良い X-mode 励起を行なっている。トロイダル方向に対するビームの入射角 η_i は 89° で、赤道面に対する角度 η_p は 0° 、即ち水平入射である。又、ビームの発散角は 9° である。

図1は光線追跡の結果を示したもので、磁気軸での密度は 10^{19}m^{-3} である。図1(a)は光線のトロイダル面上への投影図で、プラズマ領域での等磁束面が破線で、サイクロ

$$\frac{dN}{dt} = - \frac{\frac{\partial F}{\partial \mathbf{r}}}{N \cdot \frac{\partial F}{\partial N} - \omega \frac{\partial F}{\partial \omega}} \quad (20)$$

が得られる。この式を初期値問題として4次のルンゲ・クッタ法（ルンゲ・クッタ・ジル法）により数値積分することで、光線の追跡を行う。この時、電子密度及び温度の空間分布はトロイダル磁束関数 ψ の汎関数で表されているものとし、以下では

$$n_e(\mathbf{r}) = n_{e0} \times \left(\frac{\psi(\mathbf{r})}{\psi_{\text{axis}}} \right)^{\alpha_n},$$

$$T_e(\mathbf{r}) = T_{e0} \times \left(\frac{\psi(\mathbf{r})}{\psi_{\text{axis}}} \right)^{\alpha_T},$$

とした。ここで、 ψ_{axis} は磁気軸での磁束関数の値である、但し、磁束関数はプラズマ表面で0、プラズマ内部で負に定義されている。磁束関数、 ψ 、の関数値はMHD平衡解析コードにより (r, z) -平面上の矩形メッシュ点上で求められたものを用いる。光線追跡においては、メッシュの中間点での磁束関数の値が必要になる。又、関数 F には Ω_e を通じて磁場 B が含まれており、その空間微分、即ち ψ の空間に関する1階及び2階の偏微分係数が必要になる。メッシュ点上の ψ の値から中間点での関数値及び偏微分係数の算出には2次元グリッド上の5次のB-スプライン補間法を用いた。

3. 数値解析結果

この章では、JFT-2M と JT-60U プラズマにおける電子サイクロトロン加熱の数値解析結果についてサブセクションに分けて示す。

3.1 JFT-2M における数値解析

本節では、 $q_s = 2$ (q_s は安全係数) 面でのMHD不安定性制御によるディスラプション抑制を行なった放電 [5] について解析を行なう。具体的には、ショット番号67972の時刻580msecを選んだ。典型的なプラズマ・パラメータは表1にまとめた。ここで、主半径 R_0 はプラズマの幾何学中心の位置で定義する。小半径 a の定義は次のパラグラフで行なう。トロイダル磁場 B_{T0} は主半径位置での大きさである。EC波は低磁場側の赤道面から入射され、その周波数は59.8MHzである。これは第2高調波共鳴の周波数帯である為、吸収効率の良いX-mode励起を行なっている。トロイダル方向に対するビームの入射角 η_i は 89° で、赤道面に対する角度 η_p は 0° 、即ち水平入射である。又、ビームの発散角は 9° である。

図1は光線追跡の結果を示したもので、磁気軸での密度は 10^{19}m^{-3} である。図1(a)は光線のトロイダル面上への投影図で、プラズマ領域での等磁束面が破線で、サイクロ

表 1: JFT-2M のプラズマ・パラメータ

| | | |
|------------------------|----------------------|--------------|
| R_0 (主半径) | 1.3 | [m] |
| a (小半径) | 0.35 | [m] |
| B_{T0} (トロイダル磁場) | 1.28 | [T] |
| \bar{n}_e (平均電子密度) | 0.8×10^{19} | [m^{-3}] |
| T_{e0} (中心電子温度) | 0.8 | [keV] |
| α_n (粒子密度の分布係数) | 0.5 | |
| α_T (電子温度の分布係数) | 1.0 | |
| f_{EC} (波動周波数) | 59.8 | [GHz] |

トロン共鳴 (ECR) 層が点線で示されている。図 1(b) は光線の赤道面上への投影図である。今のパラメータでは X-mode のカットオフ密度は約 $1.8 \times 10^{19} m^{-3}$ である為、EC 波はほぼ直線的にプラズマを突き抜けている。図 1(c) では、入射パワー 1MW に対するパワー吸収の空間分布を示した。本論文では、共鳴面でのポロイダル及びトロイダル方向への光線の広がり議論せず、磁気面平均量を用いて空間分布について議論する。ここで、 ρ は磁束関数の汎関数で、

$$\rho(\psi) = \sqrt{\frac{V(\psi)}{2\pi^2 R_0}} \quad V(\psi) : \psi \text{ 一定の曲面で囲まれる領域の体積}$$

と定義される。小半径 a の定義は $a = \rho(0)$ である。今の場合、磁気面の形はほぼ円形であるので、幾何学的な小半径と見ることができる。サイクロトロン共鳴層、 $\rho/a \sim 0.7$ 、でのパワー吸収は実験で MHD 不安定性が抑制された $q_s = 2$ の面に対応し、数値解析によるパワー吸収率は 74% である。

この実験条件をもとに、電子密度と電子温度を変化させた場合のパワー吸収率の変化を図 2 に示した。横軸と縦軸は磁気軸での電子密度 n_{e0} と温度 T_{e0} でパワー吸収率の等高線を 0.1 きざみで描いている。陰が付けてあるのは吸収率 0.9 以上の領域である。低温度領域 ($T_{e0} \lesssim 1 \text{ keV}$) において電子密度を増加させる方向に見ると、吸収率は二つの密度閾値 (A, B の破線) を境に大きく変化している。これは、ECR 層が低磁場側のプラズマ表面に近い所に位置する為である。低密度領域 (A よりも低密度) では、図 1 に示した様に EC 波は ECR 層を通過して、反対側へ突き抜ける。中心密度が増加し $n_{e0} = 1.8 \times 10^{19} m^{-3}$ (A の線) を越えると、磁気軸近傍に遮断層が現れ、EC 波はここで反射され再び ECR 層を通過するために吸収率が上昇する。中心電子密度 $n_{e0} = 2 \times 10^{19} m^{-3}$ の場合の光線の軌跡を図 3(a), (b) に示した。パワー吸収の空間分布は図 1(c) と大きく変化しないので略した。更に密度が増加し $n_{e0} = 4.1 \times 10^{19} m^{-3}$ (B の線) を越えると、ECR 層とプラズマ表面の間に遮断層が位置する為、パワー吸収は起こらなくなる。この温度領

域で、プラズマの周辺での加熱を行なうには、AとBの線間の密度領域が効果的である。高温領域 ($T_{e0} \geq 1 \text{ keV}$) では、EC波動がECR層に到達する限り加熱が可能である。

3.2 JT-60U における数値解析

JT-60U プラズマを対象にして、二つの観点から数値解析を行なう。一つは、EC波の入射角制御による局所加熱領域の位置制御について、もう一つは、相対論効果によるサイクロトロン共鳴周波数降下についてである。最初に、用いたJT-60Uプラズマの基本パラメータを表2にまとめておく。EC波はJFT-2Mと同様に低磁場側の赤道面から

表2: JT-60U のプラズマ・パラメータ

| | | |
|------------------------|----------------------|-------------------|
| R_0 (主半径) | 3.4 | [m] |
| a (小半径) | 1.2 | [m] |
| B_{T0} (トロイダル磁場) | 4.3 | [T] |
| n_{e0} (磁気軸での電子密度) | 1.0×10^{20} | $[\text{m}^{-3}]$ |
| T_{e0} (磁気軸での電子温度) | 10. | [keV] |
| α_n (粒子密度の分布係数) | 0.5 | |
| α_T (電子温度の分布係数) | 1.5 | |

入射する。波動周波数は120GHzに選びO-mode入射とする。この周波数は磁気軸での電子サイクロトロン周波数に対応する。又、ビームの発散角は 1° とした。この拘束条件のもとに、波動入射角の制御による加熱領域の位置制御を行なう。自由度は η_t と η_p の2つである。

最初に、トロイダル方向に対するビームの入射角 η_t の依存性から調べる。図4は水平入射($\eta_p = 0$)で η_t を変化させた時のパワー吸収分布を示したものである。以下では、全て1MW入射とする。 $\eta_t \lesssim 40^\circ$ ではEC波はほとんど吸収されずに突き抜けてしまう。即ち、 $\rho/a \geq 0.6$ の周辺領域の加熱はできない。電子温度が高いので、加熱領域の場所は、O-modeの高密度遮断層の評価とサイクロトロン共鳴の条件から説明できる。パワー吸収の起こる最大の $N_{||}$ として、プラズマ中心に遮断層の現れる条件式、即ち

$$\frac{\omega_{pe0}^2}{\omega^2} = (1 - N_{||}^2) \left(1 + \frac{\Omega_e}{\omega} \right)$$

を用いて評価する。ここで、具体的なプラズマ・パラメータを用いると $N_{||} \sim 0.85$ で遮断層がプラズマ中心に現れ、 $N_{||} = 1$ で遮断層はプラズマ表面に達する。次に、波動周

波数が磁気軸での Ω_c に一致すること、トロイダル磁場が空間的に変化すること (即ち、 $\Omega_c = \omega R_0/R$) を考慮して、共鳴条件式 $\omega - \Omega_c = k_{\parallel} v_{\parallel}$ を書き換えると、

$$\frac{R}{R_0} = \frac{\sqrt{1-V^2}}{1-N_{\parallel}V_{\parallel}} \quad \Rightarrow \quad \frac{r}{a} = \frac{R_0}{a} \left[\frac{\sqrt{1-V^2}}{1-N_{\parallel}V_{\parallel}} - 1 \right]$$

となる。ここで、 V は光速で規格化した粒子速度、 r は光線に沿っての磁気軸からの距離 (その絶対値は ρ に対応する)、平方根は相対論効果による質量変化の効果である。 r/a は N_{\parallel} に関して、増加関数になっており、上で求めた N_{\parallel} と V_{\parallel} をプラズマ中心の熱速度の $\sqrt{3}$ 倍で評価すると N_{\parallel} によって加熱領域の位置制御可能な範囲は $\rho/a \simeq 0.6$ となる。さらに、加熱領域の局在性が η_t の減少 (N_{\parallel} の増加) とともに広がるのは Doppler 効果のためである。又、この範囲は N_{\parallel} に存しないもう一つの遮断層、 $\omega_p^2/\omega^2 = 1$ 、が現れるまで ($n_{e0} \lesssim 1.8 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$) 大きく変化しない。

次に、 $\eta_t = 0$ に固定して η_p 依存性を調べる。図 5(a) は η_p を 5° ずつ変化させた時のポロイダル面上での光線の軌跡を示したもので、波動エネルギーが完全に吸収された時点で光線の追跡を終了している。 η_p の振れ角約 35° でポロイダル面全体を覆うことが可能である。各々の場合のパワー吸収の空間分布が図 5(b) の示されている。 $\eta_t = 0$ 即ち $N_{\parallel} \simeq 0$ の場合には Doppler 効果がほとんど効かないので、 η_t を変化させる場合に比べてパワー吸収領域の局在性が良くなっている。周辺で、吸収領域が広がるのは光線が曲がる為である。この効果は密度の変化に敏感で、 $\omega_p^2/\omega^2 = 1$ の遮断層の現れる直前の密度 $n_{e0} = 1.7 \times 10^{20} \text{m}^{-3}$ の場合の光線の軌跡が図 5(c) に示されている。この図では、 η_p を 2° ずつ変化させており、ポロイダル面全体を覆う為に必要な η_p の振れ角は 10° 以下である。更に、光線の曲がりの為に吸収領域の局在性が悪くなっている (図 5(d) 参照)。

通常、基本波共鳴の周波数帯では O-mode より X-mode の方が吸収され易いことは良く知られている。しかし、X-mode の遮断層は関係式

$$\frac{\omega_{pe0}^2}{\omega^2} = (1 - N_{\parallel}^2) \left(1 - \frac{\Omega_c}{\omega} \right)$$

によって決まる密度の位置に存在する。プラズマ中心で共鳴する X-mode 波は低磁場側に遮断層が存在するため、低磁場側からの入射は不可能である。ところが、低磁場側プラズマ表面でのサイクロトロン振動数より低い振動数の X-mode 波には遮断層がないため入射が可能となる。但し、プラズマ内部の全領域で $\omega < \Omega_c$ となる為、電子温度が低い場合には吸収が起こらない。電子温度が高くなると、相対論効果により電子の実効質量が大きくなり Ω_c 下がるため、共鳴電子の数が増加し波動の吸収が起こる。定性的な評

値を行なう為に、再びサイクロトロン共鳴条件を書き直すと、

$$\omega - \delta \omega \frac{R_0 + a}{R_0 + r} \sqrt{1 - V^2} = k_{\parallel} v_{\parallel}$$

となる。ここで、 δ は低磁場側プラズマ表面での Ω_e と ω との比 ($\delta > 1$) である。これを N_{\parallel} について書き直すと

$$|N_{\parallel}| = \left| \frac{1}{V_{\parallel}} \left[\delta \frac{R_0 + a}{R_0 + r} \sqrt{1 - V^2} - 1 \right] \right|$$

となる。この式は、 V_{\parallel} と V に関して減少関数である。即ち、電子温度が高くなると N_{\parallel} の値が小さくなりプラズマ中心の加熱が可能になる。波動周波数を 80GHz にした場合の結果を図 6 に示した。図 6(a) は η_t に対するパワー吸収率であり、電子温度を変えた結果が示してある。中心温度が 10keV を越えると η_t の制御により、入射パワーの 100% 吸収が可能となる。更に、中心温度が 25keV を越えると、 η_t に関係なく入射パワーは全てプラズマに吸収される。次に、 η_t を変化させた時の、パワー吸収の空間分布が最大となる場所を図 6(b) に示した。中心温度が 10keV ~ 20keV の間で、プラズマ中心から小半径方向 $0.7a$ の範囲での加熱領域の制御が可能であることが分かる。温度が 20keV を越えると中心加熱ができなくなるのは、周辺での吸収が良くなり、EC 波が中心に達する前に減衰するためである。図 6(c) は電子温度 10keV の場合のパワー吸収分布を示したものである。プラズマ周辺部 (低磁場側) では、サイクロトロン周波数が波動周波数に近いいため吸収が良いので吸収領域の局在性が良いが、中心加熱になるに従って吸収領域が広がってくる。

4. 議論とまとめ

トカマク・プラズマにおける電子サイクロトロン波の伝播・吸収を数値解析するため、光線追跡コードを開発した。このコードでは、光線追跡は流体近似の誘電率テンソルを用い、波動吸収は相対論効果を含めた評価が可能である。

このコードを用いて、JFT-2M 及び JT-60U プラズマを対象に数値解析を行なった。JFT-2M に関しては、異常波の第 2 高調波共鳴による周辺プラズマの ECH によってデイスラプション抑制を行なった実験を例にとり数値解析を行った。実験パラメータをもとに、電子密度・温度とパワー吸収率の関係を解析した結果、温度 1keV 以下のプラズマでも密度を上げ中心部に遮断層をつくることで、吸収効率を改善できることを示した。これは、中心部で波動を反射させることで、波動が ECR 層を二度通過する為である。JT-60U に関しては、基本波共鳴加熱について正常波と異常波の二つの場合の解析を行なった。正常波の場合、波動入射角を垂直方向に振ることにより、加熱領域の局所性を

価を行なう為に、再びサイクロトロン共鳴条件を書き直すと、

$$\omega - \delta \omega \frac{R_0 + a}{R_0 + r} \sqrt{1 - V^2} = k_{\parallel} v_{\parallel}$$

となる。ここで、 δ は低磁場側プラズマ表面での Ω_e と ω との比 ($\delta > 1$) である。これを N_{\parallel} について書き直すと

$$|N_{\parallel}| = \left| \frac{1}{V_{\parallel}} \left[\delta \frac{R_0 + a}{R_0 + r} \sqrt{1 - V^2} - 1 \right] \right|$$

となる。この式は、 V_{\parallel} と V に関して減少関数である。即ち、電子温度が高くなると N_{\parallel} の値が小さくなりプラズマ中心の加熱が可能になる。波動周波数を 80GHz にした場合の結果を図 6 に示した。図 6(a) は η_t に対するパワー吸収率であり、電子温度を変えた結果が示してある。中心温度が 10keV を越えると η_t の制御により、入射パワーの 100% 吸収が可能となる。更に、中心温度が 25keV を越えると、 η_t に関係なく入射パワーは全てプラズマに吸収される。次に、 η_t を変化させた時の、パワー吸収の空間分布が最大となる場所を図 6(b) に示した。中心温度が 10keV~20keV の間で、プラズマ中心から小半径方向 $0.7a$ の範囲での加熱領域の制御が可能であることが分かる。温度が 20keV を越えると中心加熱ができなくなるのは、周辺での吸収が良くなり、EC 波が中心に達する前に減衰するためである。図 6(c) は電子温度 10keV の場合のパワー吸収分布を示したものである。プラズマ周辺部(低磁場側)では、サイクロトロン周波数が波動周波数に近いいため吸収が良いので吸収領域の局在性が良いが、中心加熱になるに従って吸収領域が広がってくる。

4. 議論とまとめ

トカマク・プラズマにおける電子サイクロトロン波の伝播・吸収を数値解析するため、光線追跡コードを開発した。このコードでは、光線追跡は流体近似の誘電率テンソルを用い、波動吸収は相対論効果を含めた評価が可能である。

このコードを用いて、JFT-2M 及び JT-60U プラズマを対象に数値解析を行なった。JFT-2M に関しては、異常波の第 2 高調波共鳴による周辺プラズマの ECH によってデイスラプション抑制を行なった実験を例にとり数値解析を行った。実験パラメータをもとに、電子密度・温度とパワー吸収率の関係を解析した結果、温度 1keV 以下のプラズマでも密度を上げ中心部に遮断層をつくることで、吸収効率を改善できることを示した。これは、中心部で波動を反射させることで、波動が ECR 層を二度通過する為である。JT-60U に関しては、基本波共鳴加熱について正常波と異常波の二つの場合の解析を行なった。正常波の場合、波動入射角を垂直方向に振ることにより、加熱領域の局所性を

保ったままプラズマ半径方向の加熱位置の制御が可能であることが分かった。異常波による基本共鳴加熱の場合、磁気軸でのサイクロトロン周波数 120GHz に対し、波動周波数を約 80GHz まで下げることによって遮断層での反射を回避しても、電子温度が 10keV 以上になると相対論効果により実効的なサイクロトロン共鳴周波数が降下し、周辺部から中心部まで加熱が可能であることが分かった。

本論文では、電流駆動効率については議論を行なわなかったが、この問題は今後のコード改良後の課題として残されている。又、このコードでは、波動吸収は任意の高調波共鳴まで相対論効果を含めて解析が可能である。これは、電子サイクロトロン放射 (ECE) 計測の数値解析の為にコード改良を前提としている。加熱の場合は、高々第 2 高調波までで十分であるが、ECE 計測の場合は解析する周波数帯が広がる為、更に高次の高調波共鳴の解析が必要になる為である。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、有益な助言ならびに示唆をいただいた、山本巧氏、星野克道氏、佐藤正泰氏に深く感謝します。さらに、JFT-2M の平衡磁場配位を数値計算していただいた、森雅博氏に深く感謝します。

保ったままプラズマ半径方向の加熱位置の制御が可能であることが分かった。異常波による基本共鳴加熱の場合、磁気軸でのサイクロトロン周波数 120GHz に対し、波動周波数を約 80GHz まで下げることによって遮断層での反射を回避しても、電子温度が 10keV 以上になると相対論効果により実効的なサイクロトロン共鳴周波数が降下し、周辺部から中心部まで加熱が可能であることが分かった。

本論文では、電流駆動効率については議論を行なわなかったが、この問題は今後のコード改良後の課題として残されている。又、このコードでは、波動吸収は任意の高調波共鳴まで相対論効果を含めて解析が可能である。これは、電子サイクロトロン放射 (ECE) 計測の数値解析の為にコード改良を前提としている。加熱の場合は、高々第 2 高調波までで十分であるが、ECE 計測の場合は解析する周波数帯が広がる為、更に高次の高調波共鳴の解析が必要になる為である。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、有益な助言ならびに示唆をいただいた、山本巧氏、星野克道氏、佐藤正泰氏に深く感謝します。さらに、JFT-2M の平衡磁場配位を数値計算していただいた、森雅博氏に深く感謝します。

参考文献

- [1] Hoshino,K., Yamamoto,T., Kawashima,H., et.al., Phys. Rev. Let. **63**(1989) 770.
- [2] Terumichi,Y., Tanaka,S., Maekawa,T., et.al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 13th Int. Conf. Washington,D.C., 1990) Vol.1, IAEA, Vienna (1991) 777.
- [3] Prater,R., Brooks,N.H., Burrell,K.H., et.al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 12th Int. Conf. Nice, 1988) Vol.1, IAEA, Vienna (1989) 527.
- [4] Alikeev,V.V., Bagdasarov,A.A., Borshchegovskij,A.A., et.al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 14th Int. Conf. Burzburg 1992) Vol.1, IAEA, Vienna (1993) 627.
- [5] Hoshino,K., Mori,M., Yamamoto,T., et.al., Phys. Rev. Let. **69**(1992) 2208.
- [6] Bernstein,I.B., Phys.Fluids **18**(1975) 320.
- [7] Bornaticit,M., Cano,R., Barbieri,O.D., Engelmann,F., Nucl.Fusion **23**(1983) 1153.
- [8] Robinson,P.A., J.Math.Phys. **27**(1986) 1206.

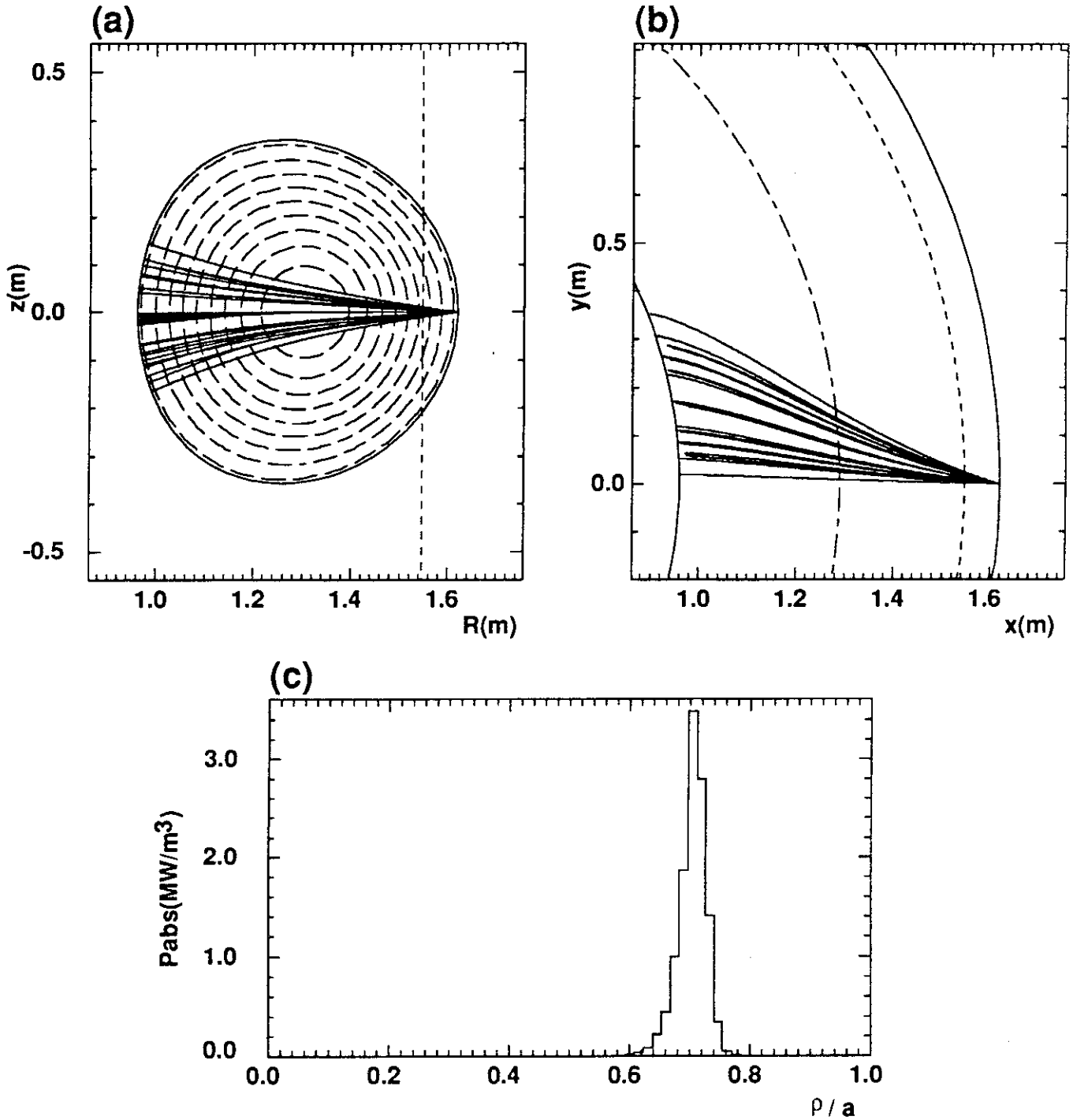


図1 低密度領域での EC 波の伝播・吸収 -JFT-2M の場合-

(a) 及び (b) はそれぞれ光線の軌跡をポロイダル面と赤道面上へ投影した図である。光線の軌跡を実線で、等磁束面を破線で、サイクロトロン共鳴面を点線で示している。多数本の光線はビームの発散角 9° を表している。(c) はパワー吸収の小半径方向への空間分布を表している。 $\rho/a \approx 0.7$ にサイクロトロン共鳴層が位置する。

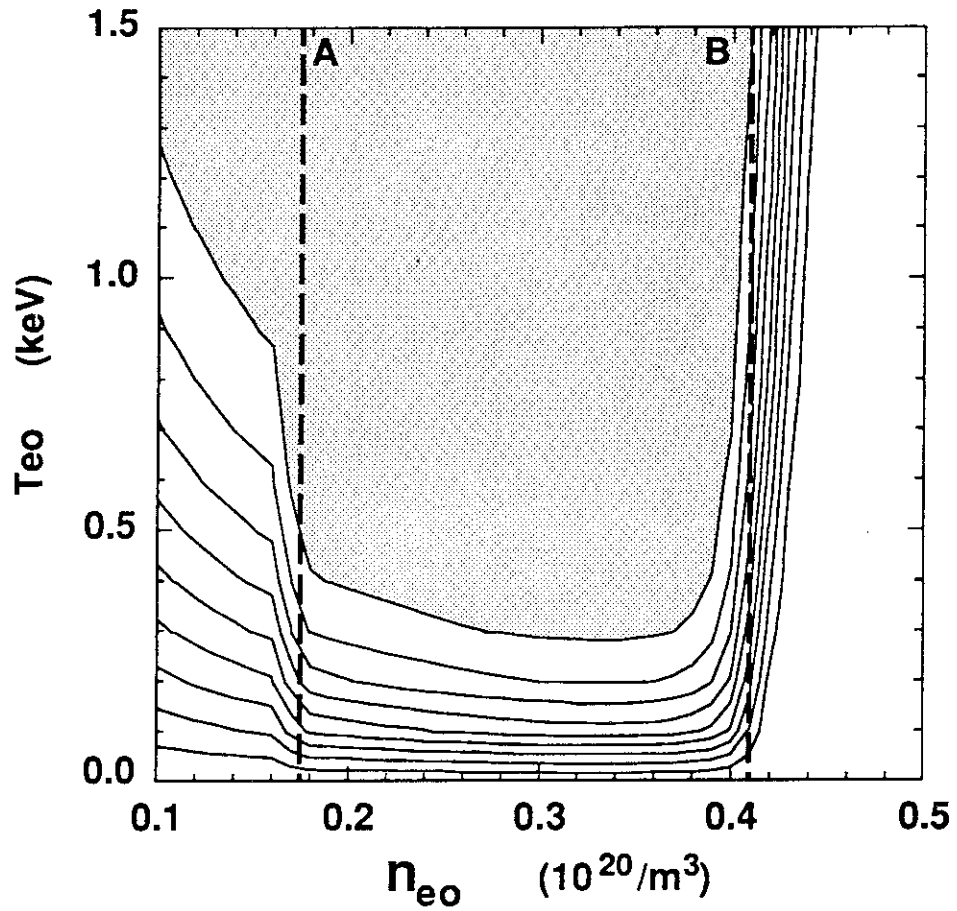


図2 (n_{e0}, T_{e0}) -面上でのパワー吸収率の等高線図 -JFT-2Mの場合-
 等高線の間隔は0.1きざみで、陰の領域ではパワー吸収率が0.9以上である。破線
 Aは磁気軸上に遮断層が出現する密度を、破線Bは遮断層がサイクロトロン共鳴層
 に達する密度を示す。

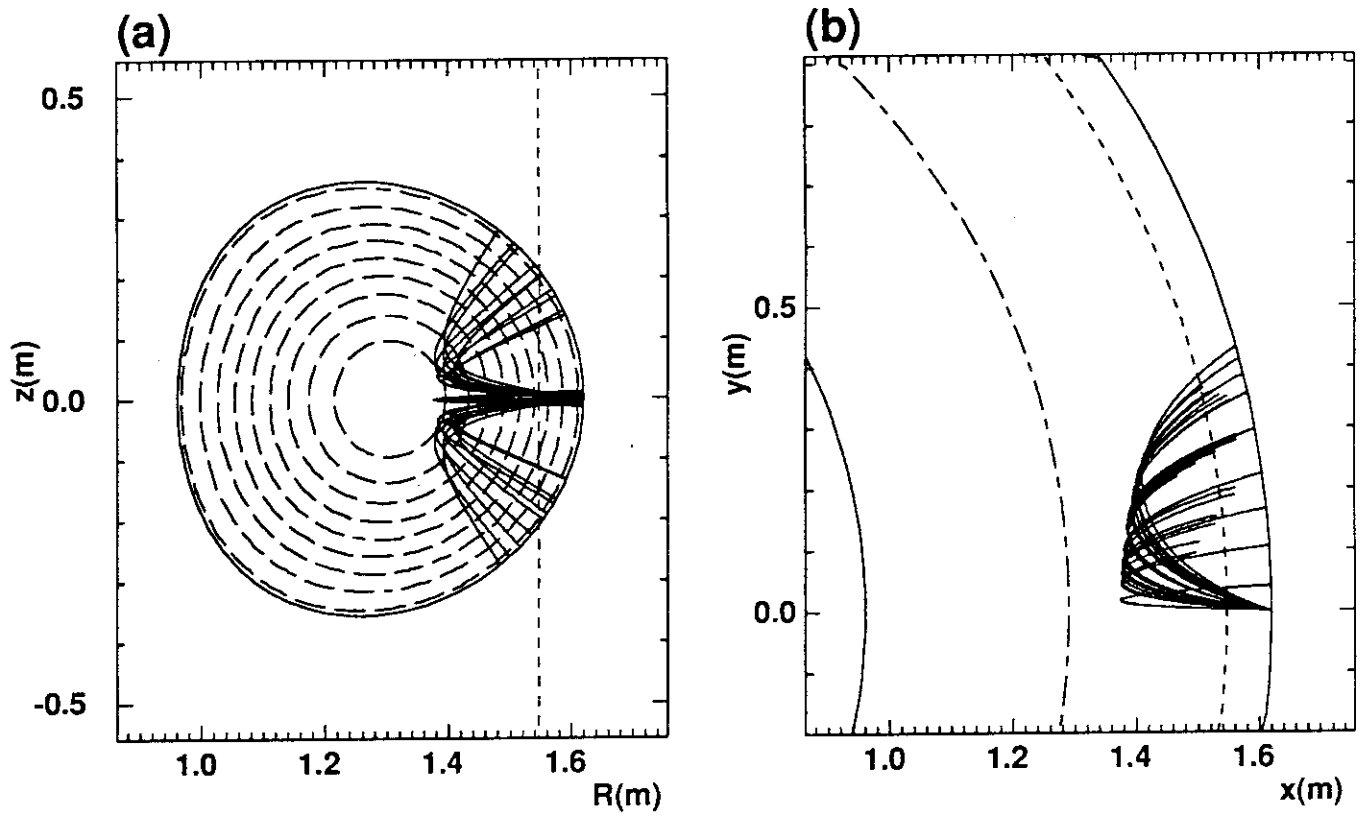


図3 高密度領域での EC 波の伝播・吸収 -JFT-2M の場合 -
 (a) 及び (b) はそれぞれ光線の軌跡をポロイダル面と赤道面上へ投影した図である。
 光線の軌跡を実線で、等磁束面を破線で、サイクロトロン共鳴面を点線で示している。
 多数本の光線はビームの発散角 9° を表している。

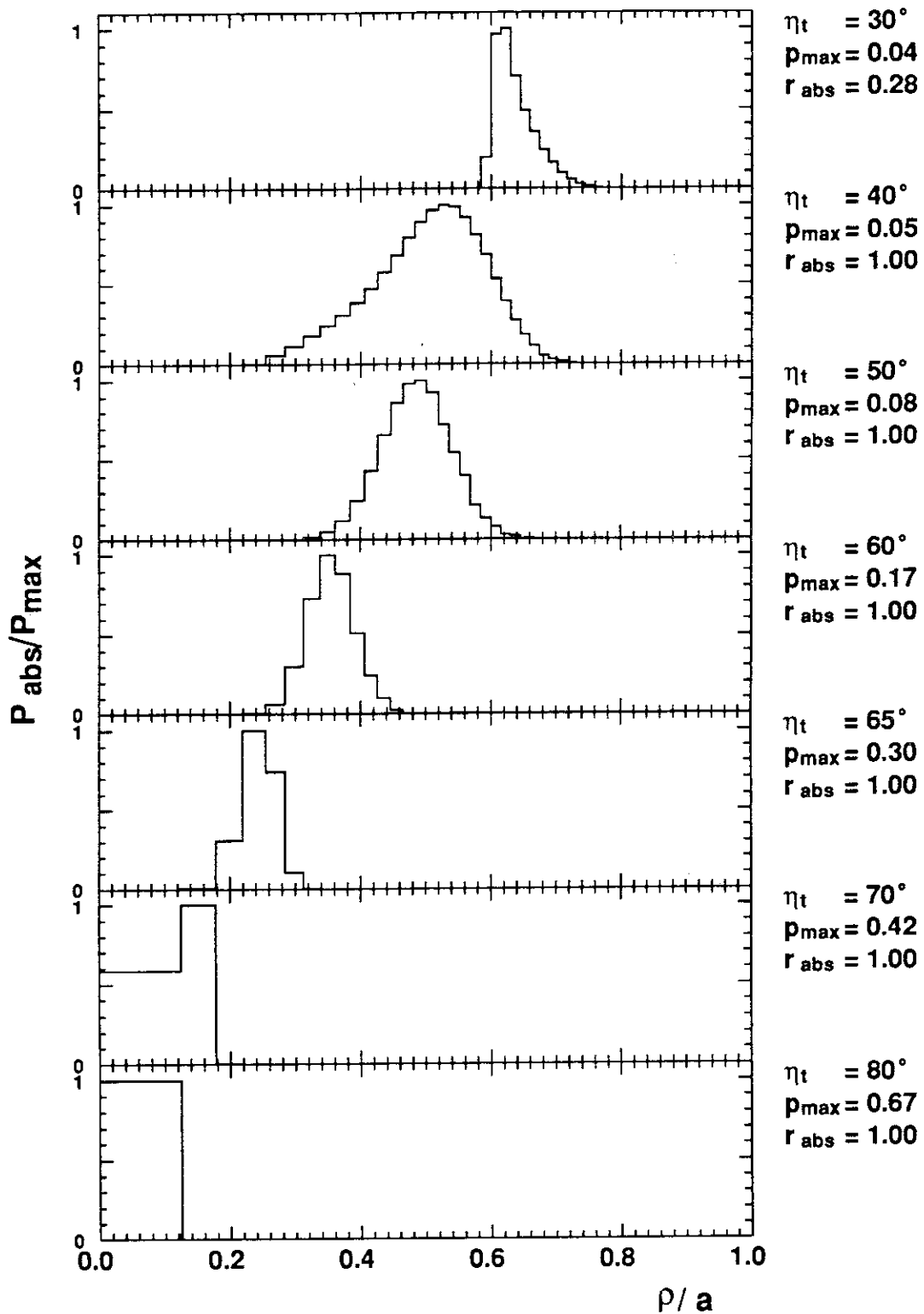


図4 パワー吸収の小半径方向への空間分布 -JT-60Uの場合-
 正常波による基本波共鳴加熱の場合の、トロイダル方向に対するビーム入射角 η_t の依存性を表している。吸収パワー密度 P_{abs} の絶対値は p_{max} (MW/m³) で規格化されている。 r_{abs} はパワー吸収率である。

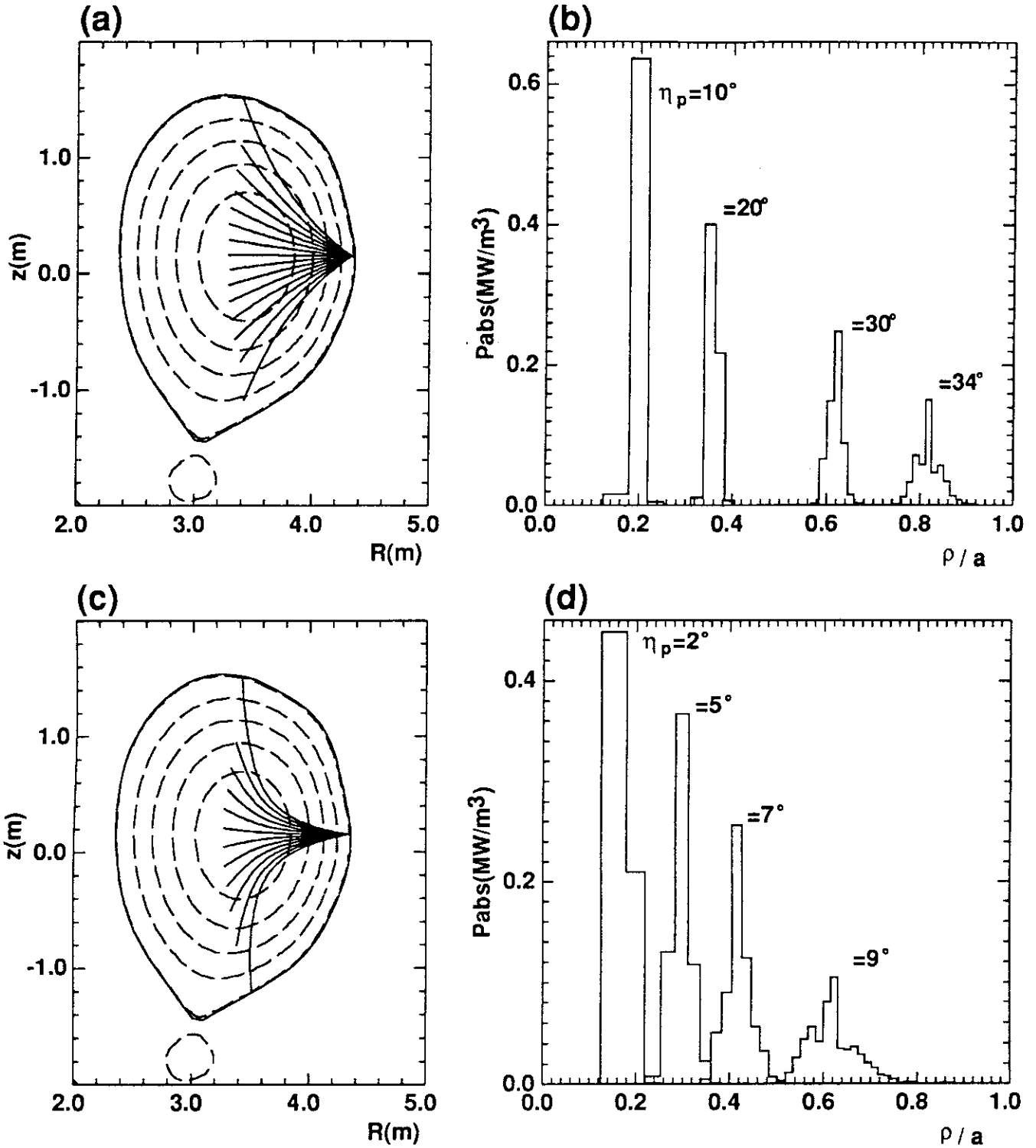


図5 EC波の伝播・吸収の η_p 依存性 -JT-60Uの場合-
 正常波による基本波共鳴加熱の場合の、赤道面に対するビーム入射角 η_p の依存性を表している。磁気軸での遮断密度 $n_{e0} = 1.8 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ に対して、(a)及び(b)は $n_{e0} = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ の場合、(c)及び(d)は $n_{e0} = 1.7 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ の場合である。(a)及び(c)はポロイダル面上での光線の軌跡で、(a)の場合は η_p を 5° ずつ、(b)の場合は 2° ずつ変化させている。(b)及び(d)はパワー吸収の小半径方向への空間分布を示している。

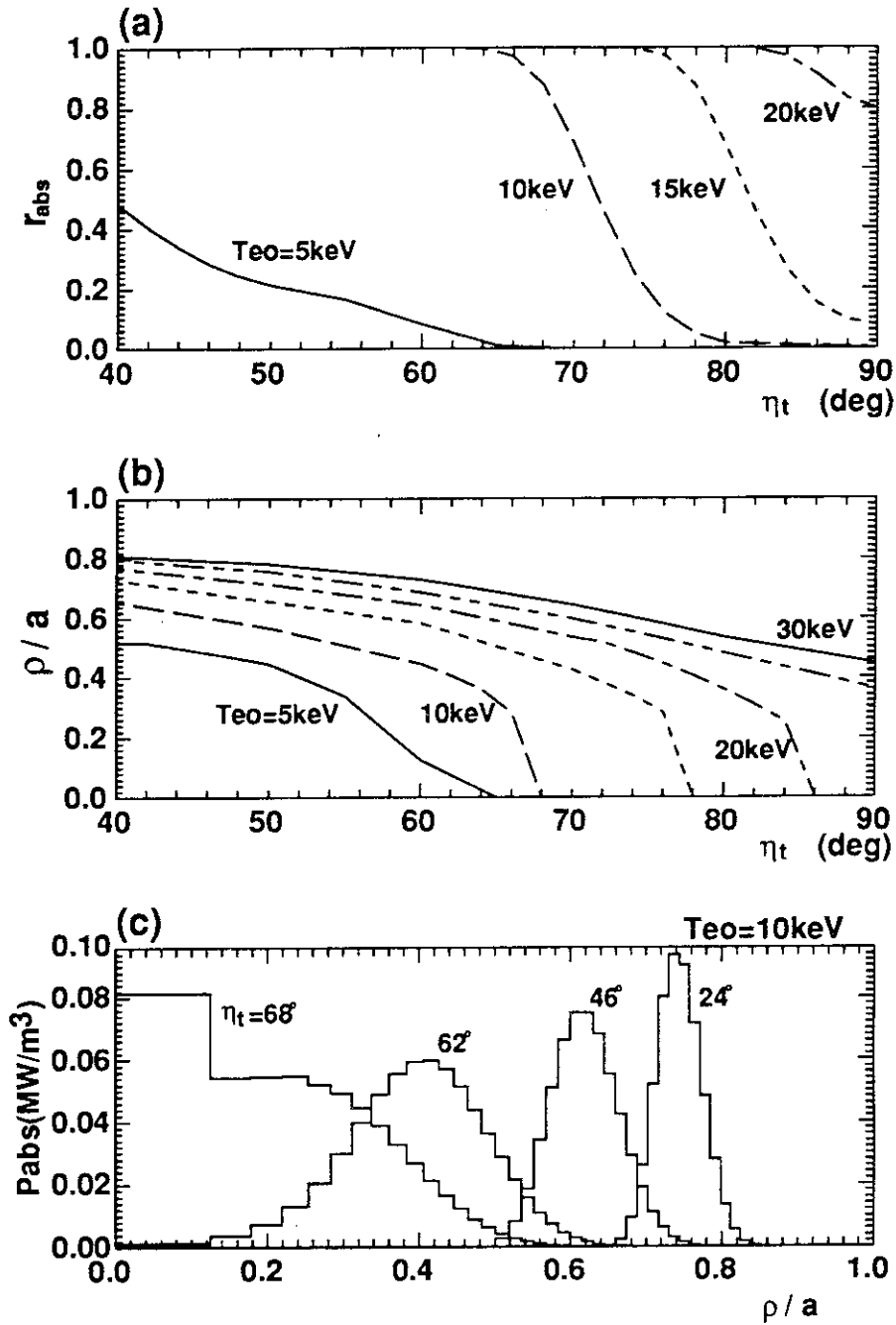


図6 異常波加熱の電子温度および η_t 依存性 -JT-60U の場合 -
 相対論効果による共鳴周波数降下を利用した異常波による基本波共鳴加熱の、加熱
 効率および制御性を示している。(a) はパワー吸収率 r_{abs} の η_t 依存性を、電子温
 度を変化させて示している。(b) はパワー吸収の空間分布が最大となる小半径方向
 の場所の η_t 依存性を、同様に示している。(c) は温度 10keV の場合のパワー吸収
 の小半径方向への空間分布を示している。