

境界のあるプラズマにおける電子サイクロトロン波の分散関係、電磁場分布および偏波度

西本, 竜樹
九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻

原田, 信洋
九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻

田中, 雅慶
九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻

河合, 良信
九州大学大学院総合理工学研究科高エネルギー物質科学専攻

<https://doi.org/10.15017/17135>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 11 (1), pp.13-20, 1989-06-01. 九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン :
権利関係 :

境界のあるプラズマにおける電子サイクロトロン波の 分散関係, 電磁場分布および偏波度

西本 竜樹*・原田 信洋*
田中 雅慶・河合 良信

(平成元年2月28日 受理)

Dispersion Relation, Field Profiles and Polarizations of Electron Cyclotron Wave in Bounded Plasma

Ryuji NISHIMOTO, Nobuhiro HARADA
Masayoshi TANAKA and Yoshinobu KAWAI

Boundary effect on electron cyclotron waves propagating in a cylindrical plasma column is examined with two different models. The dispersion relations, field profiles and polarizations are determined. It is found that the dispersion relations for the lowest radial mode is not affected by the boundary condition. From the viewpoint of high density plasma production, this mode is still promising.

1. はじめに

ECR (電子サイクロトロン共鳴) を用いたプラズマ生成は近年その重要性が高まり多くの分野に応用されるようになってきた。その中でも核融合研究やプラズマプロセッシングが最も重要な応用分野であるが、最近では次世代新型加速器 (プラズマビート加速器) や X 線源にもプラズマが必要不可欠となっている。これらの分野に共通して、高密度プラズマの必要性が増大している。たとえば核融合では 10^{14}cm^{-3} 以上、新型加速器では 10^{16}cm^{-3} 以上のプラズマを生成しなければならない。

従来、ECR プラズマ生成法は、きわめて効率の高いプラズマ発生法として応用されてきたが、高い密度のプラズマを得にくいという欠点があった。通常、到達最高密度は正常波のカットオフ ($\omega = \omega_{pe}$) で決まるため、高密度プラズマの生成には高い周波数のマイクロ波を選択しなければならない (例えば 2.45GHz のマイクロ波に対しては、 $7 \times 10^{10}\text{cm}^{-3}$ となる)。

我々は、従来の ECR プラズマ生成法の欠点を克服

するため、電子サイクロトロン波 (ホイスターモード) を用いたプラズマ生成法に関する研究を行っている。電子サイクロトロン波は、無限一様プラズマの場合、カットオフが存在しないモードで、任意の高密度プラズマ中においても伝播できる。したがってこのモードをプラズマ中に励起できれば、ECR 領域で電子と強く相互作用する事によりプラズマを生成・維持できる。

実際にプラズマを生成する場合、比較的小さなプラズマ径のものが多いため、真空容器による境界条件を無視できない。通常境界条件を考慮すると、導波管の分散に見られるように、新しいカットオフが生じる。このような事が電子サイクロトロン波に対しても起っていればその最大の利点が損われる事になる。したがって、境界条件を考慮した電子サイクロトロン波の分散特性を正しく評価しておくことは、きわめて重要な課題である。

本論文は、2つのモデルについて、境界のあるプラズマにおける電磁モードの分散関係、電磁場分布、偏波度を導出し、電子サイクロトロン波に対する境界の影響を総合的に評価することを目的とする。

2. プラズマ導波管中の電磁モード

2.1 基礎方程式

モデルとしては, 完全導体の円筒容器内にプラズマが一様に満たされた場合 (モデル1) とプラズマと容器の間に真空層を導入した場合 (モデル2) の2種類を仮定する (Fig. 1).

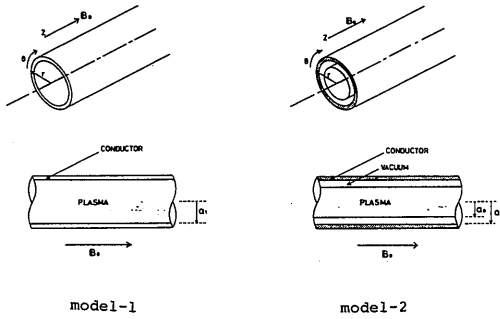


Fig. 1 Schematic of two models.

磁場に平行に伝播する電磁波を次の様に仮定する.

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{i(kz + m\theta - \omega t)} \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{B}(\mathbf{r}) e^{i(kz + m\theta - \omega t)} \end{aligned}$$

このとき, k は z 方向の波数, m は θ 方向のモード数である. プラズマ中のマクスウェル方程式は,

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} & \nabla \cdot \mathbf{D} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{B} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

で与えられる. プラズマを誘電体として取扱い, 次のような誘電テンソルを導入する¹⁾.

$$\mathbf{D} = \boldsymbol{\epsilon} \mathbf{E}$$

$$\boldsymbol{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} - i\epsilon_{\times} & 0 \\ i\epsilon_{\times} & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\epsilon_{\perp} = \frac{1}{2} (\epsilon_r + \epsilon_l) \quad \epsilon_{\times} = \frac{1}{2} (\epsilon_r - \epsilon_l)$$

$$\epsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad \epsilon_r = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{\omega - \omega_{ce}}$$

$$\epsilon_l = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{\omega + \omega_{ce}}$$

ω_{pe} : 電子プラズマ振動数

ω_{ce} : 電子サイクロトロン振動数

このとき, プラズマは冷たいと仮定し, 高周波を考えているのでイオンの運動は無視する.

電場, 磁場, 微分演算子をそれぞれ z 方向とそれに垂直な方向に分け

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_T + E_z \hat{z} \quad (3)$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_T + B_z \hat{z} \quad (4)$$

$$\nabla = \nabla_T + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z} = \nabla_T + ik\hat{z} \quad (5)$$

\hat{z} : z 方向の単位ベクトル.

k : z 方向の波数

マクスウェル方程式に代入して, E_z, B_z のみで書き表すと²⁾,

$$\nabla_T^2 E_z + aE_z = bB_z \quad (6)$$

$$\nabla_T^2 B_z + cB_z = dE_z \quad (7)$$

となる. ここで,

$$a = -\frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{\perp}} (k_0^2 \epsilon_{\perp} - k^2) \quad b = -\frac{i\epsilon_{\times}}{\epsilon_{\perp}} k_0 k$$

$$c = \epsilon_{\perp} \left\{ k_0^2 \left(1 - \frac{\epsilon_{\times}^2}{\epsilon_{\perp}^2} \right) - \frac{k^2}{\epsilon_{\perp}} \right\}$$

$$d = \frac{i\epsilon_{\parallel}\epsilon_{\times}}{\epsilon_{\perp}} k_0 k$$

k_0 : 真空中での波数

である.

等方性媒質中においては, $b=d=0$ となるため, (6), (7) はそれぞれ独立にふるまうことができ, 通常の導波管モード (TE, TM モード) となる. しかし今の場合, $b \neq 0, d \neq 0$ となっているため, お互いに結合した方程式系になっている. したがってプラズマ中では純粋な TE モード, TM モードは存在しない.

(6), (7) より B_z を消去すると,

$$\nabla_T^4 E_z + (a+c) \nabla_T^2 E_z + (ac-bd) E_z = 0 \quad (8)$$

となる. ここで

$$P^4 - (a+c) P^2 + (ac-bd) = 0 \quad (9)$$

を導入し, その2根 α, β を導入すると,

$$(\nabla_T^2 + \alpha) (\nabla_T^2 + \beta) E_z = 0 \quad (10)$$

P は径方向の波数に対応している. したがって,

$$(\nabla_T^2 + \alpha) E_z = 0 \quad (11)$$

$$\text{又は } (\nabla_T^2 + \beta) E_z = 0 \quad (12)$$

の様に解くことが出来る。円柱座標を採用して (11), (12) を解くと、一般解は位相の項も含めて

$$E_z = \left\{ A J_m(\sqrt{\alpha} r) + B J_m(\sqrt{\beta} r) \right\} e^{i(kz + m\theta - \omega t)} \\ \equiv A \phi_\alpha + B \phi_\beta \quad (13)$$

と書ける。ここで A, B は任意定数, J_m は m 次のベッセル関数である。またプラズマ中では, B_z は (6), (7), (11), (12) を用いて E_z で表わすことができ,

$$B_z = \left\{ A \frac{a-\alpha}{b} J_m(\sqrt{\alpha} r) + B \frac{a-\beta}{b} J_m(\sqrt{\beta} r) \right\} e^{i(kz + m\theta - \omega t)} \\ \equiv A \eta_\alpha \phi_\alpha + B \eta_\beta \phi_\beta \quad (14)$$

となる。ここで, $\eta_\alpha = (a-\alpha)/b$, $\eta_\beta = (a-\beta)/b$ である。

α, β が負の実数の場合, J_m は I_m (変形ベッセル関数) になる。

残りの電磁場の全ての成分は, マクスウェル方程式を用いて E_z, B_z で書き表わすことが出来る。

$$\begin{pmatrix} E_r \\ E_\theta \\ B_r \\ B_\theta \end{pmatrix} = \frac{i \varepsilon_\perp k}{(k^2_0 \varepsilon_r - k^2)(k^2_0 \varepsilon_l - k^2)} \begin{pmatrix} \frac{a}{\varepsilon_\parallel} - \frac{k_0}{k} b & \frac{k^2_0}{k^2} b & \frac{k_0}{k} \frac{a}{\varepsilon_\parallel} \\ \frac{k_0}{k} b & \frac{a}{\varepsilon_\parallel} - \frac{k_0}{k} \frac{a}{\varepsilon_\parallel} & \frac{k^2_0}{k^2} b \\ -b & -\frac{k_0}{k} c & \frac{a}{\varepsilon_\parallel} - \frac{k_0}{k} b \\ \frac{k_0}{k} c & -b & \frac{k_0}{k} b - \frac{a}{\varepsilon_\parallel} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial r} E_z \\ \frac{im}{r} E_z \\ \frac{\partial}{\partial r} B_z \\ \frac{im}{r} B_z \end{pmatrix} \quad (15)$$

分散関係式は管壁 (モデル1) 又はプラズマ-真空境界 (モデル2) において, 電磁場の成分に付加される連続条件によって決定される。モデル1の場合, 境界条件を満たすような解の構成法は1通りしかなく³⁾, $A \neq 0, B \neq 0$ の場合だけである。真空層を導入すると3通りの構成が可能で, それぞれ (i) $A \neq 0, B = 0$, (ii) $A = 0, B \neq 0$, そして (iii) $A \neq 0, B \neq 0$, がある。(i) 及び (ii) の解は真空層を入れることで初めて得

られる解で, 管径無限大の極限でプラズマの固有モードに連続的に移行する。

2.2 分散関係式 (モデル1)

管壁 ($r=a_1$) で電場の接線成分が連続であるという条件を付加すると A と B の比が決まり, 分散関係式が得られる⁴⁾。

$$\left(b - \frac{a}{\varepsilon_\parallel} \eta_\alpha \right) \sqrt{\alpha} \frac{J'_m(\sqrt{\alpha} a_1)}{J_m(\sqrt{\alpha} a_1)} - \left(b - \frac{a}{\varepsilon_\parallel} \eta_\beta \right) \sqrt{\beta} \frac{J'_m(\sqrt{\beta} a_1)}{J_m(\sqrt{\beta} a_1)} \\ = \frac{im}{a_1} \frac{k_0}{k} (\alpha - \beta) \quad (16)$$

ここで, J'_m は J_m の微分を表す。 α, β は無限一様プラズマの分散式を波数 k_\perp に対して解いた事に対応している。したがって (16) 式はプラズマの2つの固有モードの線形結合によって作られるモード (ハイブリッドモード) で, 境界のあるプラズマ中でのみ現われるモードであると考えることができる。

2.3 分散関係式 (モデル2)

実際のプラズマでは, 導体壁近傍の密度は $n_e = 0$ と考えられる。実際のプラズマにより近いモデルとして, 完全導体とプラズマとの間に真空層を導入して (モデル2) 同様の解析を行なった。このモデルは表面波モードも取扱うことが出来る。プラズマの中では, 一般解は前述のように

$$E_z = A \phi_\alpha + B \phi_\beta \quad (17)$$

で与えられるが今の場合簡単のため $A = 0, B \neq 0$ または $A \neq 0, B = 0$ の解で境界条件を満たす事を考える。プラズマ中では,

$$(i) \quad A \neq 0, B = 0 \quad \text{の場合} \\ E_z = \phi_\alpha \quad (18)$$

$$(ii) \quad A = 0, B \neq 0 \quad \text{の場合} \\ E_z = \phi_\beta \quad (19)$$

となる。ここで任意定数は1とした。

α, β が複素数の場合, E_z が実数という条件から,

$$E_z = \text{Re} [\phi_\alpha] \quad (20)$$

を考えればよい。この場合, 式 (20) は

$$E_z = \phi_\alpha + \phi_\beta = \phi_\alpha + \phi_\alpha^* \quad (21)$$

で構成されると考えてもよい。

真空層の領域 ($a_0 < r < a_1$) において、式 (6), (7) は $b=d=0$ となるためそれぞれ TM モード, TE モードを表わす方程式を与える。

$$\nabla_{\perp}^2 E_z - \gamma E_z = 0 \quad (\text{TM-mode}) \quad (22)$$

$$\nabla_{\perp}^2 B_z - \gamma B_z = 0 \quad (\text{TE-mode}) \quad (23)$$

ここで $\gamma = k^2 - k_0^2$ 。真空層における解は、管壁における境界条件を満たすように決める。完全導体表面 ($r=a_1$) で電場の接線成分 (E_z, E_{θ}) が零となるため、式 (22), (23) の解は下式のようにそれぞれ与えられる。

$$E_z = CD_m(r, a_1, \sqrt{\gamma}) e^{i(kz + m\theta - \omega t)} \quad (24)$$

$$B_z = C'D_m(r, a_1, \sqrt{\gamma}) e^{i(kz + m\theta - \omega t)} \quad (25)$$

C, C' は任意定数

ここで

$$D_m(x, y, \sqrt{\gamma}) = I_m(\sqrt{\gamma}x) K_m(\sqrt{\gamma}y) - K_m(\sqrt{\gamma}x) I_m(\sqrt{\gamma}y) \quad (26)$$

$$D_m(x, y', \sqrt{\gamma}) = I_m(\sqrt{\gamma}x) K'_m(\sqrt{\gamma}y) - K_m(\sqrt{\gamma}x) I'_m(\sqrt{\gamma}y) \quad (27)$$

であり K'_m, I'_m はそれぞれ K_m, I_m の微分である。 $k < k_0$ のとき $r \rightarrow -r$ とすれば I_m は J_m に、 K_m は Y_m に変わる。

電磁場の他の成分は (15) より E_z, B_z ですべて書き表わせ、

$$\begin{pmatrix} E_r \\ E_{\theta} \\ B_r \\ B_{\theta} \end{pmatrix} = \frac{-i}{\gamma} \begin{pmatrix} k & 0 & 0 & k_0 \\ 0 & k & -k_0 & 0 \\ 0 & -k_0 & k & 0 \\ k_0 & 0 & 0 & k \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial r} E_z \\ \frac{im}{r} E_z \\ \frac{\partial}{\partial r} B_z \\ \frac{im}{r} B_z \end{pmatrix} \quad (28)$$

のようになる。

プラズマと真空層の境界 ($r=a_0$) において、付加される境界条件は、電場の接線成分と、電束密度の法線成分が連続となる事である。即ち

$$E_z^{(v)} = E_z^{(p)} \quad (29)$$

$$E_{\theta}^{(v)} = E_{\theta}^{(p)} \quad (30)$$

$$D_r^{(v)} = D_r^{(p)} = \epsilon_{\perp} E_r^{(p)} - i\epsilon_{\times} E_{\theta}^{(p)} \quad (31)$$

(v) : 真空中の成分

(p) : プラズマ中の成分

上で求めた真空中の解と2.1で求めたプラズマ中の解を (29), (30), (31) に代入し任意定数を消去することによって、分散関係を得る。(i) の場合で得られた分散式を示すと以下ようになる。

$$\begin{aligned} & \left[\frac{im}{a_0} \begin{pmatrix} Q \\ P \end{pmatrix} + \frac{\sqrt{\gamma} D_m(a'_0, a'_1, \sqrt{\gamma})}{D_m(a_0, a_1, \sqrt{\gamma})} \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & i\epsilon_{\times} \\ -i\epsilon_{\times} & \epsilon_{\perp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P \\ -Q \end{pmatrix} \right] \\ & \cdot \left(\sqrt{\alpha} J'_m(\sqrt{\alpha} a_0) / J_m(\sqrt{\alpha} a_0) \right) \\ & = Y \left(\frac{1}{\gamma} \frac{m^2}{a_0^2} \frac{D_m(a'_0, a_1, \sqrt{\gamma})}{D_m(a_0, a_1, \sqrt{\gamma})} \frac{D_m(a'_0, a'_1, \sqrt{\gamma})}{D_m(a_0, a'_1, \sqrt{\gamma})} \right) \end{aligned} \quad (32)$$

ここで

$$P = \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} a + \epsilon_{\perp} \frac{k_0^2}{k^2} (a - \alpha)$$

$$Q = \epsilon_{\perp} \frac{k_0}{k} \left(b - \frac{a}{\epsilon_{\parallel}} \frac{a - \alpha}{b} \right)$$

$$Y = (k^2 - k_0^2 \epsilon_r) (k^2 - k_0^2 \epsilon_l)$$

(ii) の場合は $\alpha \rightarrow \beta$ と置き換えれば同様に導かれる。

2.4 計算結果

分散式 (16), (32) 双方とも、伝播定数を決定するためには、分散式を満たす α, β を捜さなければならない。しかし、分散関係式中には、ベッセル関数が含まれており、解析的に解くのは非常に困難である。従って、計算機を使い数値的に分散曲線を求める。最も簡単な方法として、次の様な手法を用いた。波数 (k) と、周波数 (ω) を予め設定し、これを分散式に代入する。ここで分散式の両辺の差をとり、得られた結果の正負から分散関数の正負のマッピングを作り、境界線 (即ち 0 となる所) から分散曲線を求める。このような方法で分散曲線を求めるとき、注意しなければならないのは、関数の形として正負に発散しているところでも解を与えるということである。このような場合は関数値の断面形状を調べることにより取り除いた。

計算に用いたパラメーターは、磁場 $B=0.1\text{T}$, 密度 $n=3 \times 10^{11}\text{cm}^{-3}$ である。

Fig. 2 にモデル 1 に対する計算結果を示す。図に示すように多数のブランチが現われているのがわかる。これは径方向の高次モードに対応しており、一番上のブランチが径方向最低次モードである。最低次モードは無限一様プラズマの分散曲線に非常に近い。

さらに Fig. 3 に電磁場分布を示す。図に示すよう

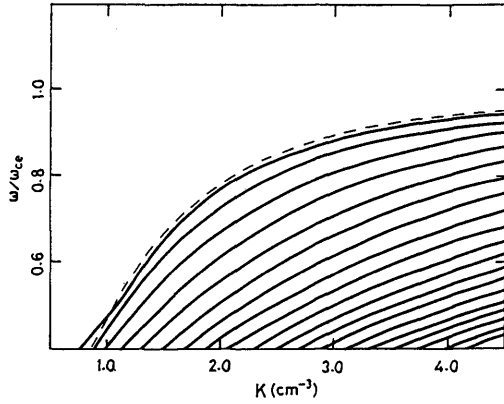


Fig. 2 Dispersion relations for electron cyclotron wave (model -1). Solid lines show the calculated dispersion curves, dashed line the dispersion curve for an unbounded plasma.

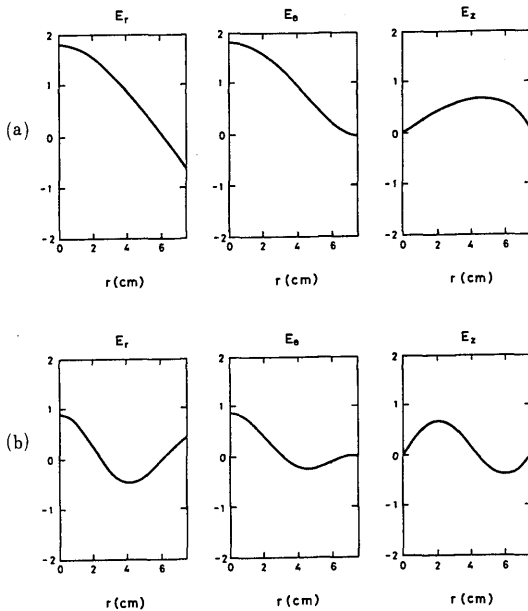
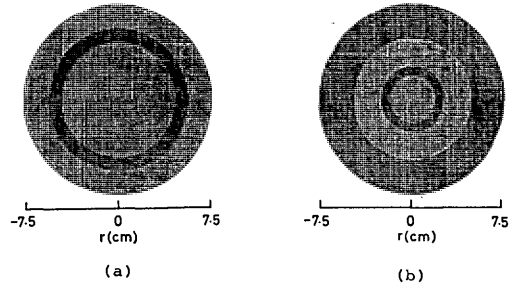


Fig. 3 Electric field profiles (model -1).
(a) The lowest radial mode.
(b) The second radial mode.

に E_z は管壁で 0 となるようなベッセル関数状に分布する。それに伴って E_r は径方向のある点で符号を変える。その結果として、偏波度 iE_r/E_θ はその符号を変える。即ち偏波度が右まわりから左まわり (又はその逆) へと変化する。Fig. 4 に偏波度の分布を示す。

Fig. 5 にモデル 2 に対する計算結果を示す。この場合も Fig. 2 と同様に径方向高次モードに対応して多くのブランチが現われている。さらに径方向最低次モードは無限一様のブランチに非常に近い。したがって両モデルとも径方向最低次モードに関しては、無限一様の分散式とあまり変化がない。Fig. 6 に電磁場分



right hand polarization
left hand polarization

Fig. 4 Polarization maps (model -1).
(a) The lowest radial mode.
(b) The second radial mode.

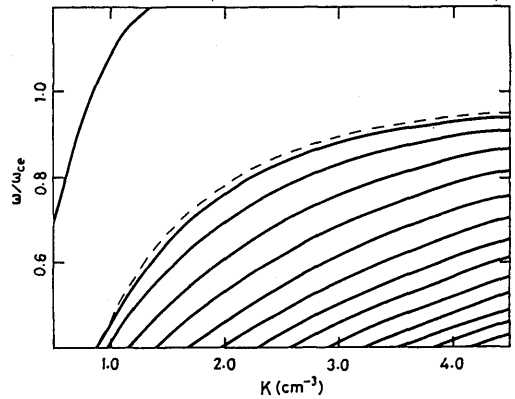


Fig. 5 Dispersion relations for electron cyclotron wave (model -2). Solid lines show the calculated dispersion curves, dashed line the dispersion curve for an unbounded plasma.

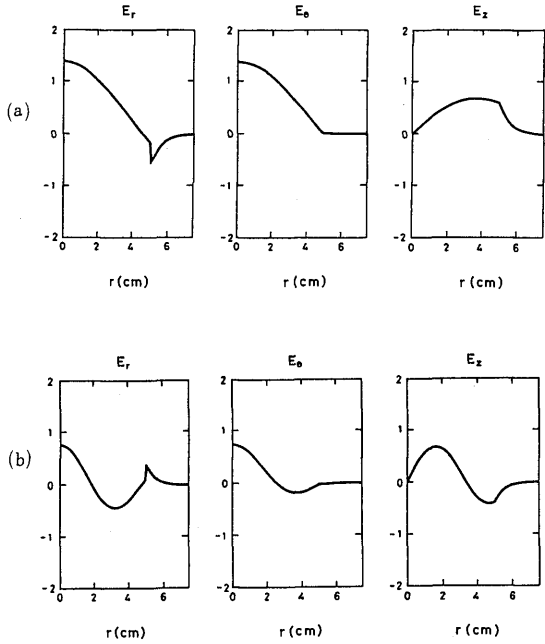
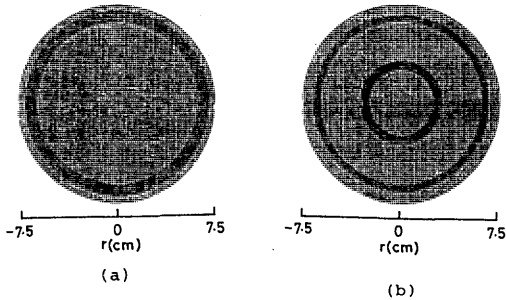


Fig. 6 Electric field profiles (model-2).
 (a) the lowest radial mode.
 (b) the second radial mode.





 right hand polarization
 left hand polarization

Fig. 7 Polarization maps (model-2).
 (a) the lowest radial mode.
 (b) the second radial mode.

布を示す。この場合は真空層を導入しているため、電場の接続の仕方には多様性があり、各ブランチに対して電場分布が山、谷をくり返すという事にはならない。また **Fig. 3** と同様に E_r が径方向のある点で符号を変えるために、偏波度の逆転が見られる (**Fig. 7**)。

最後に β に対応する分散曲線であるが、これは電子サイクロトロン波に対応するモードが現われないためここでは省略する。

3. 考察及び結論

まず最初にモデル 2 で求めたモードと無限一様プラズマ中の固有モードの関係について調べる。

(32) 式で $a_0 \rightarrow a_1$ とする極限を取れば、

$$i \frac{m}{a_1} Q \sqrt{\alpha} \frac{J'_m(\sqrt{\alpha} a_1)}{J_m(\sqrt{\alpha} a_1)} = -\frac{m^2}{a_1^2} P - Y \left(1 + \frac{2}{k_0^2 - k^2} \frac{m^2}{a_1^2} \right) \quad (33)$$

となる。さらに a_1 を $a_1 \rightarrow \infty$ とすれば、

$$i \frac{m}{a_1} Q \sqrt{\alpha} \tan \left(\sqrt{\alpha} a_1 - \frac{2m+1}{4} \right) - (\epsilon_r k_0^2 - k^2) (\epsilon_l k_0^2 - k^2) = 0 \quad (34)$$

ここで $\lim_{a_1 \rightarrow \infty} J'_m(\sqrt{\alpha} a_1)/J_m(\sqrt{\alpha} a_1)$

$$= -\tan \left(\sqrt{\alpha} a_1 - \frac{2m+1}{4} \right) \text{ を用いた。}$$

さらに $a_1 \rightarrow \infty$ のとき、即ち径方向の空間変化を無視した時、(9) 式より $P \rightarrow 0$ に対応するので

$$\alpha \beta = ac - bd = (\epsilon_r k_0^2 - k^2) (\epsilon_l k_0^2 - k^2) \quad (35)$$

となる。したがって (34) 式は

$$\sqrt{\alpha} \left\{ i \frac{m}{a_0} \tan \left(\sqrt{\alpha} a_1 - \frac{2m+1}{4} \right) - \sqrt{\alpha} \beta \right\} = 0 \quad (36)$$

となる。 $\tan ()$ は引数の値によって無限個の発散する点を持つから結局

$$\sqrt{\alpha} = 0$$

でなければならない。同様に β に対するモードを選んだ場合にも

$$\sqrt{\beta} = 0$$

が得られる。最終的に $a_1 \rightarrow \infty$ では、 α, β に対応するモードをまとめて、

$$\alpha \beta = 0$$

となる。これは無限一様プラズマに対する右まわり及び左まわり波の分散式

$$(\epsilon_r k_0^2 - k^2) (\epsilon_l k_0^2 - k^2) = 0$$

に他ならない。したがって我々がモデル2で求めたモードは径が無限大の極限でプラズマの固有モードに連続的に移行するモードである。

本論文では高密度プラズマ生成法確立の基礎研究として、境界条件を考慮に入れた場合の電子サイクロトロン波の分散特性、電磁場分布、偏波度を2つのモデルに対して調べた。その結果、径方向の高次モードに対応して多くのブランチが現われるが、最低次のモードは無限一様プラズマの分散式とほぼ同じであることがわかった。これは共鳴点近傍 ($\omega \sim \omega_{ce}$) で波数が大きくなるため、プラズマ中の波長に比べてプラズマ径が十分大きいと見なせる結果であると考えられる。

真空層を導入することによってはじめてプラズマ本来の固有モード (R-波, L-波) に連続的に移行する解を構成できた。しかしながら、電子サイクロトロン

波の分散関係に関するかぎりは、こまかな構造のちがいを除けば、2つのモデルの結果は一致していると言える。偏波度に関しては、境界条件の影響で E_r が符号を変えるので、逆転する現象が見られた。また2つのモデルでは、 E_r の分布が異なるので、一般に異なる偏波度分布を与える。結論としては、偏波度をのぞくかぎり、電子サイクロトロン波は、境界の影響を受けにくいモードであると言える。

参 考 文 献

- 1) 関口 忠他：“プラズマ物性工学” (1969).
- 2) 大井健史他：電気学会プラズマ研究会資料 EP-87-67 (1987).
- 3) W. P. Allis, S. J. Buchsbaum, and A. Bers, *Waves in Anisotropic plasmas* (MIT Press, 1963).
- 4) Bernard Wieder, *Phys. Fluids*, , 964 (1964).