多流体プラズマスラブによる平面電磁波の 反射現象と均質多層分割近似法の問題点

正 員 細 野 敏 夫 (日本大)

正 員 山 口 詔 二 (日本大)

1. ま え が き

運動媒質, 特に運動プラズマと電磁波の相互作用に関する研究は既に広く行なわれており, 天体物理学, 核融合, プラズマ物理学とも関連している。多流体プラズマ中を伝搬する電磁波が不安定となることは以前から知られており⁽¹⁾, 多速混合プラズマの場合も相対論的に厳密に計算されている⁽²⁾⁽³⁾。一方, プラズマスラブによる電磁波の反射, 透過現象に関する研究はプラズマの診断への応用が期待されている⁽⁴⁾。高速で運動するプラズマスラブによる平面電磁波の反射については, Yeh 氏によって外部媒質が真空の場合で TE 波入射⁽⁵⁾, TM 波入射⁽⁶⁾の両方について報告されている。

本論文では, 任意の誘電体中に置かれたスラブが, 多流体プラズマで満たされている場合の平面電磁波の反射現象について検討した。多流体プラズマスラブは一般には不均質 (場所によってプラズマの粒子密度, 速度などが異なる) と考えられ, このような媒質による反射現象を取り扱うには,

(i) 均質多流体多層モデル

(ii) 均質一流体多層モデル

が考えられる。(i), (ii)ともにスラブを多数の薄層に分割して媒質の不均質性を近似するモデルであり, 二流体の場合について第1図, 第2図に示す。図において矢印は粒子密度や速度の大きさを抽象的に表わして

第 1 図 不均質多流体プラズマスラブ

Fig. 1. Inhomogeneous multi stream plasma slab.

第 2 図 近似モデル

Fig. 2. Approximation model.

いる。第1図のように, 厚さ方向に不均質なスラブを均質多流体モデルでは第2図(a)のように分割し, 各層中は均質な多流体〔第2図(a)では二流体〕で満たされているものとする。一方, 均質一流体モデルでは第2図(a)の各層を更に分割し, 分割した各層中は均質な一流体で満たされているものとする。同図(b)のように流れの種類に対応した層を順番に配置する。

本論文では, 多流体プラズマスラブ全体が均質な場合について検討した。計算に用いたモデルを第3図に示す。この場合, (i)のモデルでは層数が1でよい。従来, 均質多層分割近似法では, 各薄層の厚さを電磁波の波長に比較して十分薄くすれば計算結果は真値に近づくものと考えられていた⁽⁷⁾⁻⁽¹²⁾。従って, 層数を増すと両モデルで計算した反射係数の値は一致するものと予想される。しかし層数を増し, 層の厚さをいかに薄くしても, 両モデルによる計算結果が一致しな

Redeaction of Electromagnetic Waves by a Multi Stream Plasma Slab and Some Comments on the Multi Layer Approximation Method. By Toshio Hosono, Member & Shoji Yamaguchi, Member (College of Science and Technology, Nihon University).

細野敏夫: 正員, 日本大学理工学部電気工学科

山口詔二: 正員, 日本大学理工学部電気工学科

第 3 図 均質多流体プラズマスラブ

Fig. 3. Homogeneous multi stream plasma slab.

い場合があることがわかった。このことは媒質の運動には関係なく、電磁界解析の一般的手法として広く用いられている均質多層分割近似法に原因があることがわかった。

2. 均質多流体モデルによる計算

座標系を第 4 図のように定め、異なる速度で同一方向 (x 方向) に運動している多種類の荷電粒子群から構成されているスラブ状媒質に、平面電磁波が入射した場合 (入射面は x 面) の反射現象について検討する。時間因子は $\exp(-j\omega t)$ とする。

〈2.1〉 TM 波入射の場合 TM 波 (磁界が入射面に垂直) が入射した場合の領域①, ②, ③の磁界 H_y は,

$$\left. \begin{aligned} H_{1y} &= H_1^i e^{j(k_x x - k_{1z} z - \omega t)} \\ &\quad + H_1^r e^{j(k_x x + k_{1z} z - \omega t)} \\ H_{2y} &= H_2^i e^{j(k_x x - k_{2z} z - \omega t)} \\ &\quad + H_2^r e^{j(k_x x + k_{2z} z - \omega t)} \\ H_{3y} &= H_3 e^{j(k_x x - k_{1z}(z+d) - \omega t)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

と表わされる。ただし、 k_x は x 方向の波数、 k_{1z} 、 k_{2z} は領域①, ③ および ② の z 方向の波数である。

このとき、電界 E_x は

$$\left. \begin{aligned} E_{1x} &= \frac{k_{1z}}{\omega \epsilon_1} (-H_1^i e^{-jk_{1z} z} + H_1^r e^{jk_{1z} z}) \\ &\quad \times e^{j(k_x x - \omega t)} \\ E_{2x} &= \frac{k_{2z}}{\omega \epsilon_2} (-H_2^i e^{-jk_{2z} z} + H_2^r e^{jk_{2z} z}) \\ &\quad \times e^{j(k_x x - \omega t)} \\ E_{3x} &= \frac{k_{1z}}{\omega \epsilon_1} (-H_3) e^{j(k_x x - k_{1z}(z+d) - \omega t)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

となる。Minkowski 氏の分極電流モデルでは、運動媒質においても適用する境界条件は同じであるから⁽⁸⁾、 $z=0, -d$ における H_y 、 E_x の連続性から磁界反射係数 R_{TM} および磁界透過係数 T_{TM} が次のように求まる。

$$R_{TM} \triangleq \frac{H_1^r}{H_1^i} = \frac{A(1 - e^{2jk_{1z}d})}{1 - A^2 e^{2jk_{1z}d}} \dots\dots\dots (3)$$

$$T_{TM} \triangleq \frac{H_3}{H_1^i} = \frac{4 \frac{k_{1z} k_{2z}}{\epsilon_1 \epsilon_2}}{1 - A^2 e^{2jk_{1z}d}} \dots\dots\dots (4)$$

第 4 図 座 標 系

Fig. 4. The geometry of the problem.

$$A \triangleq \frac{k_{1z}/\epsilon_1 - k_{2z}/\epsilon_2}{k_{1z}/\epsilon_1 + k_{2z}/\epsilon_2} \dots\dots\dots (5)$$

ϵ_2 は $D_{2x} = \epsilon_2 E_{2x}$ の関係を満たす媒質②の等価誘電率であり、プラズマの運動が x 軸と平行であることを考慮すると、非磁化コールドプラズマの場合には次式で与えられる⁽³⁾。

$$\begin{aligned} \epsilon_2 &= \epsilon_0 + \sum_i \chi_{ei} \\ &= \epsilon_0 \left\{ 1 - \left(\frac{\omega_{p1}}{\omega'} \right)^2 - \left(\frac{\omega_{p2}}{\omega''} \right)^2 - \dots \right\} \dots\dots (6) \end{aligned}$$

ただし、 ω_{pn} は n 番目の荷電粒子群のプラズマ周波数、また $\omega^{(n)}$ は n 番目の荷電粒子群に対して静止した座標系で測定される電磁波の周波数であり、媒質①に固定した座標系での周波数 ω と次の関係がある⁽⁷⁾。

$$\left. \begin{aligned} \omega^{(n)} &= \gamma_n (\omega - k_x v_n) = \gamma_n \omega (1 - n_1 \beta_n \sin \theta) \\ \gamma_n &\triangleq 1 / \sqrt{1 - \beta_n^2}, \quad \beta_n \triangleq v_n / c \\ n_1 &\triangleq \sqrt{\epsilon_1 / \epsilon_0} \quad (c: \text{真空中の光速}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

また、波数 k_x および k_{1z} は次式で与えられる。

$$k_x = k_1 \sin \theta, \quad k_{1z} = k_1 \cos \theta, \quad k_1 \triangleq \omega \sqrt{\epsilon_1 \mu_0} \dots\dots\dots (8)$$

多流体プラズマ中の z 方向の波数 k_{2z} は粒子群の運動方向と速度によって複雑に変化するが⁽³⁾、第 4 図のようにすべての運動が同一方向である場合には簡単になり、例えば二流体の場合には、

$$k_{2z}^2 = \frac{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \left\{ 1 - \left(\frac{\omega_{p1}}{\omega} \right)^2 - \left(\frac{\omega_{p2}}{\omega} \right)^2 \right\} - k_x^2}{\gamma_1^2 \gamma_2^2 \left(\frac{\omega_{p1}}{\omega'} \right)^2 \left(\frac{\omega_{p2}}{\omega''} \right)^2 (\beta_1 - \beta_2)^2} \frac{1 - \left(\frac{\omega_{p1}}{\omega'} \right)^2 - \left(\frac{\omega_{p2}}{\omega''} \right)^2}{1 - \left(\frac{\omega_{p1}}{\omega'} \right)^2 - \left(\frac{\omega_{p2}}{\omega''} \right)^2} \dots\dots\dots (9)$$

となる⁽³⁾。

第5図 電力反射係数 (TM波, $\Omega_{p1}=\Omega_{p2}=0.5$, $\beta_1=0.4$, $\beta_2=-0.4$, $n_1=2$)

Fig. 5. Power reflection coefficient (TM wave, $\Omega_{p1}=\Omega_{p2}=0.5$, $\beta_1=0.4$, $\beta_2=-0.4$, $n_1=2$).

k_z は入射波によって定まり、媒質①が無損失誘電体であるから k_z は実数である。従って、(9)式から k_{2z}^2 も実数となり、 k_{2z} は実数か虚数であり複素数とはならない。このように平面波(TM波)が入射した場合には波数は複素数とならず、電力反射係数 $|R_{TM}|^2$ が1を越えることもない。系がすべて無損失であるので、常に

$$|R_{TM}|^2 + |T_{TM}|^2 = 1 \quad (10)$$

となる。

二流体の場合の電力反射係数の数値計算例を第5図、第6図に示す。図において、

$$\left. \begin{aligned} D &\triangleq 2\pi d/\lambda_0 = \omega d/c \\ \Omega_{p1} &\triangleq \sqrt{2} \omega_{p1}/\omega, \quad \Omega_{p2} \triangleq \sqrt{2} \omega_{p2}/\omega \end{aligned} \right\} \dots (11)$$

と規格化している。

〈2・2〉 TE波入射の場合 TE波(電界が入射面に垂直)が入射した場合の電界反射係数 R_{TE} および電界透過係数 T_{TE} は、(3)~(5)式において

$$\epsilon_1 \rightarrow \mu_0, \quad \epsilon_2 \rightarrow \mu_0 \quad (12)$$

と置き換え、

$$k_{2z}^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \left\{ 1 - \left(\frac{\omega_{p1}}{\omega} \right)^2 - \left(\frac{\omega_{p2}}{\omega} \right)^2 - \dots \right\} \quad (13)$$

を代入することによって得られる⁽³⁾。これからわかるように、TE波が入射した場合には、反射係数はプラズマの運動の影響を受けない。第7図に電力反射係数

第6図 電力反射係数 (TM波, $\Omega_{p1}=\Omega_{p2}=0.5$, $n_1=2$, $D=0.5$, $\beta_2=-0.4$)

Fig. 6. Power reflection coefficient (TM wave, $\Omega_{p1}=\Omega_{p2}=0.5$, $n_1=2$, $D=0.5$, $\beta_2=-0.4$).

第7図 電力反射係数 (TE波, $\Omega_{p1}=\Omega_{p2}=0.5$, $\beta_1=0.4$, $\beta_2=-0.4$, $n_1=2$)

Fig. 7. Power reflection coefficient (TE wave, $\Omega_{p1}=\Omega_{p2}=0.5$, $\beta_1=0.4$, $\beta_2=-0.4$, $n_1=2$).

$|R_{TE}|^2$ の数値計算例を示す。

3. 均質一流体多層モデルによる計算

第4図の多流体プラズマスラブによる平面電磁波の反射現象を、第8図の均質一流体多層プラズマスラブで近似計算する。同図において各薄層は電磁波の波長

第 8 図 多層モデルの座標系

Fig. 8. The geometry of the multi layer model.

第 9 図 電力反射係数 (TM 波, $\Omega_{p1T} = \Omega_{p2T} = 0.5$, $\beta_1 = 0.4$, $\beta_2 = -0.4$, $n_1 = 2$, 層数 = 100)Fig. 9. Power reflection coefficient (TM wave, $\Omega_{p1T} = \Omega_{p2T} = 0.5$, $\beta_1 = 0.4$, $\beta_2 = -0.4$, $n_1 = 2$, number of layer = 100).

に比較して十分薄いものとし、均質な一流体プラズマで満たされているものとする。また、第 4 図に対応させるために多種類のプラズマが順番に配置されているものとする。一般に電磁波の波長に比較して十分短い範囲での物質の分布状態は、電磁波の反射などには影響を与えないと考えられるので⁽¹²⁾、均質多流体モデルおよび均質一流体多層モデルで計算した反射係数は、層数を多くするとほとんど同じになると予想される。

〈3・1〉 TM 波入射の場合 第 8 図において n 番目の層の誘電率 ϵ_n と波数 k_{nz} は次のようになる。

$$\begin{aligned}\epsilon_{nT} &= \epsilon_0 \{1 - (\omega_{p_nT}/\omega^{(n)})^2\} \\ &= \epsilon_0 \{1 - \omega_{p_nT}^2/\gamma_n^2 (\omega - k_x v_n)^2\} \\ &= \epsilon_0 \{1 - \omega_{p_nT}^2/\omega^2 \gamma_n^2 (1 - n_1 \beta_n \sin \theta)^2\} \\ &\dots\dots\dots (14)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}k_{nz}^2 &= (k_{nz}')^2 \\ &= (k_n')^2 - (k_x')^2 \\ &= (\omega^{(n)})^2 \epsilon_{nT} \mu_0 - \gamma_n^2 (k_x - \beta \omega/c)^2 \\ &= \omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \left\{1 - n_1^2 \sin^2 \theta - \left(\frac{\omega_{p_nT}}{\omega}\right)^2\right\} \\ &\dots\dots\dots (15)\end{aligned}$$

このとき入射磁界 H_0^i と反射磁界 H_0^r 、透過磁界 H_{N+1}^i の関係は次のようになる⁽⁷⁾⁽¹³⁾。

$$\begin{aligned}\begin{bmatrix} H_{N+1}^i \\ 0 \end{bmatrix} &= F_N \cdot F_{N-1} \cdot \dots \cdot F_1 \cdot F_0 \begin{bmatrix} H_0^i \\ H_0^r \end{bmatrix} \\ &= F_T \begin{bmatrix} H_0^i \\ H_0^r \end{bmatrix} \dots\dots\dots (16)\end{aligned}$$

$$F_n = \begin{bmatrix} A_n, B_n \\ C_n, D_n \end{bmatrix} \dots\dots\dots (17)$$

$$\left. \begin{aligned}A_n &\triangleq \frac{1}{2} \{1 + B\} e^{-j(k_{nz} - k_{(n+1)z})d_n} \\ B_n &\triangleq \frac{1}{2} \{1 - B\} e^{j(k_{nz} + k_{(n+1)z})d_n} \\ C_n &\triangleq \frac{1}{2} \{1 - B\} e^{-j(k_{nz} + k_{(n+1)z})d_n} \\ D_n &\triangleq \frac{1}{2} \{1 + B\} e^{j(k_{nz} - k_{(n+1)z})d_n}\end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

$$B \triangleq \frac{k_{nz}/\epsilon_{nT}}{k_{(n+1)z}/\epsilon_{(n+1)T}} \dots\dots\dots (19)$$

磁界反射係数 R_{TM} および磁界透過係数 T_{TM} は次式から求まる。

$$R_{TM} = C_T/D_T \dots\dots\dots (20)$$

$$T_{TM} = (A_T \cdot D_T - B_T \cdot C_T)/D_T \dots\dots\dots (21)$$

第 5 図に対応する条件の場合の数値計算例を第 9 図に示す。ただし、均質多流体モデルの場合と対応させるために n 番目の層のプラズマ周波数を

$$\begin{aligned}\omega_{p_nT} &= \omega_{p1T} \quad (n = 2m + 1, \quad m = 0, 1, 2, \dots) \\ &= \omega_{p2T} \quad (n = 2m, \quad m = 1, 2, \dots)\end{aligned}$$

とおき、 $\Omega_{p_nT} \triangleq \omega_{p_nT}/\omega$ と規格化している。

〈3・2〉 TE 波入射の場合 TE 波が入射した場合の反射係数および透過係数は TM 波入射の場合の式において、

$$\epsilon_{nT} \rightarrow \mu_0 \dots\dots\dots (22)$$

と置き換えることによって得られる⁽⁹⁾。第 7 図に対応

する条件において数値計算した結果は第7図と一致したのでグラフは省略する。

4. 均質モデルと多層モデルの比較

第5図と第9図を比較すると、 θ が0から a 点付近までは両者は非常に良く一致しているが、 θ の値がそれ以上になると一致しなくなる。特に b 点付近で違いが著しい。この点について検討する。

〈4・1〉 一流体多層モデルの場合 層数が2でも電力反射係数の傾向は層数が100以上の場合と余り変わらないので、層数が2の場合について検討する。

$$z_2 \triangleq k_{2z}/\omega \varepsilon_{2T}, \quad z_3 \triangleq k_{3z}/\omega \varepsilon_{3T} \quad \dots\dots\dots (23)$$

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{2T} &= \varepsilon_0 \left\{ 1 - \left(\frac{\omega_{p1T}}{\omega'} \right)^2 \right\} \\ \omega' &= \omega \gamma_2 (1 - n_1 \beta_2 \sin \theta) \\ \varepsilon_{3T} &= \varepsilon_0 \left\{ 1 - \left(\frac{\omega_{p2T}}{\omega''} \right)^2 \right\} \\ \omega'' &= \omega \gamma_3 (1 - n_1 \beta_3 \sin \theta) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (24)$$

とおく。(24)式の ε_{2T} , ε_{3T} は第10図の領域②, ③の等価誘電率を表わしている。第9図の条件($\omega_{p1T}/\omega = 0.5$, $\beta_1 = -\beta_2 = 0.4$, $n_1 = 2$)を(23), (24)式に代入すると、第9図の b 点において、

$$\varepsilon_{2T} = -\varepsilon_{3T}, \quad k_{2z} = k_{3z}, \quad z_2 = -z_3 \quad \dots\dots\dots (25)$$

となっていることがわかる。(25)式の関係、(18), (19)式に代入すると、 $B = -1$, $A_2 = D_2 = 0$ となり、 $R_{TM} = 0$ となる。層数を増しても、常に b 点では(25)式の関係を満たすので $R_{TM} = 0$ である。

○ $z_2 = -z_3$ のときの電磁界分布 (25)式の関係が成り立っているとき、領域②, ③の磁界は、 $B = -1$, $A_2 = D_2 = 0$ から

$$\left. \begin{aligned} H_3^i e^{jk_{2z}d/2} &= H_2^r e^{-jk_{2z}d/2} \\ H_3^r e^{-jk_{2z}d/2} &= H_2^i e^{jk_{2z}d/2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (26)$$

の関係があり、領域②の全磁界 H_2 は、

第10図 多層モデル内の磁界分布

Fig. 10. Distribution of magnetic field in the multi layer.

$$\begin{aligned} H_2 &= H_2^i e^{j(k_{2x}x - k_{2z}z - \omega t)} + H_2^r e^{j(k_{2x}x + k_{2z}z - \omega t)} \\ &= [(A_1 H_1^i + B_1 H_1^r) e^{-jk_{2z}z} \\ &\quad + (C_1 H_1^i + D_1 H_1^r) e^{jk_{2z}z}] e^{j(k_{2x}x - \omega t)} \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \left(1 + \frac{k_{1z}/\varepsilon_{1T}}{k_{2z}/\varepsilon_{2T}} \right) e^{-jk_{2z}z} \right. \\ &\quad \left. + \left(1 - \frac{k_{1z}/\varepsilon_{1T}}{k_{2z}/\varepsilon_{2T}} \right) e^{jk_{2z}z} \right\} H_1^i e^{j(k_{2x}x - \omega t)} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (27)$$

(15)式から $\varepsilon_{2T} < 0$ のとき $k_{2z}^2 < 0$ であるから、 $k_{2z} = jK_{2z}$ とおくと、

$$|H_2/H_1^i| = \sqrt{1 + \left\{ 1 + \left(\frac{k_{1z}/\varepsilon_1}{k_{2z}/\varepsilon_2} \right)^2 \right\} \sinh^2 K_{2z} z} \quad \dots\dots\dots (28)$$

となる。同様にして領域③の磁界 H_3 を求めると、

$$\begin{aligned} |H_3/H_1^i| &= \sqrt{1 + \left\{ 1 + \left(\frac{k_{1z}/\varepsilon_1}{k_{2z}/\varepsilon_2} \right)^2 \right\} \sinh^2 K_{2z} (d+z)} \\ &\quad \dots\dots\dots (29) \end{aligned}$$

となり、これを図示すると第10図のようになる。同図で横線の長さが磁界 $|H_n/H_1^i|$ の大きさに対応している。

〈4・2〉 均質多流体モデルの場合 一流体多層モデルの場合、 b 点において(25)式の関係、すなわち

$$\left(\frac{\omega_{p1T}}{\omega'} \right)^2 + \left(\frac{\omega_{p2T}}{\omega''} \right)^2 = 2 \quad \dots\dots\dots (30)$$

が成立している。均質多流体モデルのプラズマ周波数 ω_{pT} と多層モデルのプラズマ周波数 ω_{pT} の間の対応関係は、

$$\omega_{pT}^2 = 2 \omega_p^2 \quad \dots\dots\dots (31)$$

である。均質モデルの場合、 b 点において(6), (30), (31)式から

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_0 \left\{ 1 - \left(\frac{\omega_{p2}}{\omega'} \right)^2 - \left(\frac{\omega_{p2}}{\omega''} \right)^2 \right\} = 0 \quad \dots\dots\dots (32)$$

となる。第5図の全反射の点 b では均質多流体モデルの等価誘電率 ε_2 が零となり、(9)式から

$$k_{2z} = 0 \quad \dots\dots\dots (33)$$

となる。

5. 多層モデルの有効性についての検討

均質多層分割近似法は、電磁界解析の一般的手法として広く用いられているが、第4図の近似モデルとして、第8図を採用するのは不適当な場合があることがわかった。これは運動媒質の場合に限らず静止媒質の場合でも同様のことが言える。静止媒質でも反射係数が一致しない例を第11図に示す。

1: 均質プラズマ, 2: 多層プラズマ (層数=100)
第 11 図 静止媒質による電力反射係数 (TM 波, $\Omega_{p1}=\Omega_{p1T}=0$, $\Omega_{p2}=\Omega_{p2T}=1.131$, $n_1=2$, $D=0.5$, $\beta_1=\beta_2=0$)

Fig. 11. Power reflection coefficient (TM wave, $\Omega_{p1}=\Omega_{p1T}=0$, $\Omega_{p2}=\Omega_{p2T}=1.131$, $n_1=2$, $D=0.5$, $\beta_1=\beta_2=0$).

第 12 図 二層媒質

Fig. 12. Layered medium.

このように多層モデルが不適当な理由, もしくは均質多層分割近似法の有効性について検討する。2種類の誘電体によって構成されている媒質に, 第 12 図のように電界が加わっている場合を考える。(a), (b) 図の等価誘電率 ϵ_a, ϵ_b は,

$$\epsilon_a = \frac{\epsilon_1 l_1 + \epsilon_2 l_2}{l}, \quad \epsilon_b = \frac{l}{l_1/\epsilon_1 + l_2/\epsilon_2} \quad \dots\dots (34)$$

となる。(a)図の場合は, 媒質 1, 2 の誘電率の平均的な値が等価誘電率となるが, (b)図の場合はそうはならない。例えば, $\epsilon_1=0$ の場合 $\epsilon_a=\epsilon_2 l_2/l$ となるが, ϵ_b は l_1, l_2, ϵ_2 の値に無関係に零となる。また, $\epsilon_1 = -(l_1/l_2)\epsilon_2$ の場合 ϵ_b は無限大となる。プラズマ媒

質のように誘電率が正負にわたる広範囲な値をもつ場合, 第12図(b)のように電界と垂直に分割すると, 分割の仕方による影響が大きく, 波数が虚数になる場合は特に注意が必要である。誘電率が正である通常の誘電体で, しかも誘電率の変化が緩やかな場合は影響が小さい。本論文における TE 波入射は(a)図の場合に相当し, TM 波入射は(b)図の場合に相当する。

6. む す び

多流体プラズマスラブによる平面電磁波の電力反射係数を, 均質多流体モデルおよび均質一流体多層モデルによって求め, 二流体の場合の数値計算例を示した。更に本研究によって次のことがわかった。

(1) 電力反射係数が1を越えることはない。

(2) TE 波が入射した場合の反射係数はプラズマの運動の影響を受けない。

(3) 多層モデルの各薄層の厚さを十分薄くすれば, 均質モデルによる反射係数と多層モデルによる反射係数は値が一致すると一般に考えられるが, 両者が一致しない場合がある。

(4) 一般に, 均質多層分割近似法は, 問題によっては誤った結果を与えることがあるので, その使用には注意が必要である。なお, この対策については現在検討中であり, 後日発表の予定である。

終わりに, 本研究を進めるにあたり, 本学 日向 隆氏および山崎恒樹氏との討論が有益であった。両氏に感謝いたします。

なお, 本研究の数値計算には, 共同研究によって名古屋大学プラズマ研究所計算機センターの電子計算機を使用した。

(昭和 54 年 6 月 9 日受付, 同 55 年 6 月 7 日再受付)

文 献

- (1) 例えば R.J. Briggs: Electron Stream Interaction with Plasmas (1964) MIT Press
- (2) K. Furutsu: *Phys. Rev.*, **185**, 257 (1969-9)
- (3) 細野・山口: 電学論A, **99**, 89 (昭 54-2)
- (4) 例えば, 日本物理学会編: プラズマと核融合 (昭 51-6) 丸善
- (5) C. Yeh: *J. Appl. Phys.*, **37**, 3079 (1966-7)
- (6) C. Yeh: *ibid.*, **38**, 2871 (1967-6)
- (7) 細野・齊藤・日向: 電気学会電磁界理論研究 EMT-72-22 (昭 47-6)
- (8) 細野: 信学論B, **57**, 29 (昭 49-1)
- (9) Nagano, Mambo, Hutatsuishi: *Radio Science*, **10**, 611 (1975-6)
- (10) 塩沢・青海: 信学論B, **55**, 158 (昭 47-4)
- (11) 細野: 電学誌, **93**, 189 (昭 48-3)
- (12) 飯島監修: 電磁界の近代解析法, p.186 (昭 54-8) 電子通信学会
- (13) 日向・山口・細野: 昭49信学会全大, 683
- (14) 細野・山口: 電気学会電磁界理論研究 EMT-78-49 (昭53-10)