

フランジ付き方形導波管と導体板に挟まれた損失誘電体内の電磁界解析

平野 誠[†] 高橋 応明[†] 安部 實[†]

Field Analysis in a Lossy Dielectric Sandwiched between Flanged Rectangular Waveguide and Conducting Plane

Makoto HIRANO[†], Masaharu TAKAHASHI[†], and Minoru ABE[†]

あらまし 無限の広がりをもつフランジ付きの方形導波管を金属裏打ちの損失誘電体シートに押し当てた構造で、導波管側から基本モードを入射させた際の誘電体内の電磁界を、スペクトル領域法により解析した結果を述べている。開口面において反射係数を求めるための連立方程式を解くには、計算に含める高次モード項数を12項用いれば十分であることを示した。これを踏まえて、各モード発生率の厚さ依存性に基づいた特徴的な五つの厚さについて誘電体内の電磁界分布を求め、座標軸に沿った電磁界成分から、誘電体内の伝搬モードと厚さの関係を明らかにした。

キーワード フランジ付き方形導波管, 電磁界, スペクトル領域法, 複素誘電率

1. ま え が き

電波吸収体やレドーム等の設計を行う際、材料の誘電率や透磁率(以下、材料定数と呼ぶ)を正確に知る必要が生じる。マイクロ波帯の材料定数測定では、共振器法や導波管法等が多く用いられているが[1]、これらの方法は測定器具の寸法に合わせた試料を作らなければならない、加工に手間がかかる上、管壁とのすきまによる誤差が生じることがあり、特に周波数が高い場合に正確な測定が困難となる。これに対し、導波管の開口部にフランジを設けたものを試料に当て、反射波から材料定数を求める非破壊測定法が考案されている[2],[3]。

この種の測定法は、その構造により、入射波の向きに減衰するのに十分な距離の試料を用いるものと、金属裏打ち付きのシート形試料を用いる場合とに分類されるが、少量の試料で効率的に測定するには後者の方が有利といえる。そこで我々は、後者の構造で、マイ

クロ波からミリ波にかけて、導波路として最も多く利用される方形導波管を用いる方法に着目し[2]、これまでに開口面の反射係数について、理論及び実験的検討を行った[4],[5]。その結果、基本モード反射係数の測定値が理論値とよく一致することが確かめられ、本方法が材料定数測定に適用できる見通しが得られた。解析は無限に広いフランジの結果であり、実際の反射係数測定では、フランジや試料の広さは有限であるため、理論値との間に誤差を生じる可能性がある。このため、正確な測定に必要なフランジや試料の大きさが問題となる。この問題を明確にするため、損失誘電体内の電磁界の解析が必要とされるが、これに関する厳密解による報告例は見当たらない。

本研究では、以上の背景をもとにフランジ付き方形導波管と導体板に挟まれた損失誘電体内の電磁界をスペクトル領域法により解析し、誘電体の厚さに対する電磁界の分布や、各成分の伝搬の様子を明らかにした。

2. 理 論

フランジ付き方形導波管を用いて実際に反射係数を測定するときは、フランジや損失誘電体試料には有限のものを使用するが、このとき電磁波が試料内を伝搬し、試料端部からの反射の影響により、反射係数に

[†] 武蔵工業大学工学部電子通信工学科, 東京都
Department of Electronics and Communication Engineering, Faculty of Engineering, Musashi Institute of Technology, 1-28-1, Tamazutsumi, Setagaya-ku, Tokyo, 158-8557 Japan

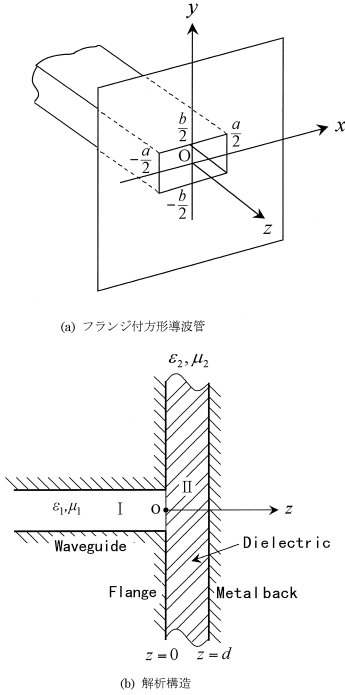


図1 フランジ付き方形導波管と解析構造

Fig. 1 Flanged rectangular waveguide and structure of the analysis (a) Flanged rectangular waveguide (b) Structure of the analysis

誤差を生じることが考えられる．電磁波が試料端部に至るまでの間に十分減衰するような広いフランジ及び試料を用いれば，この種の誤差は抑えられる．本研究では，この問題に関する基礎的な資料を得ることを目的として，無限長のフランジ及び試料に対して試料内部の電磁界各成分を求め，その振舞いを考察する．

図1(a)に示すフランジ付き方形導波管を，同図(b)のように金属裏打ちの損失誘電体に押し当て，導波管側 ($z \leq 0$) より基本モード (TE₁₀ 波) を入射させたときの，開口面 ($z = 0$) における基本モード及び高次モード反射波と，誘電体内の電磁界を対象とする．導出過程 [4] の概略を以下に示す．

図1(b)において，第I領域を導波管内部，第II領域を誘電体内部とする．各領域では，TE波のベクトルポテンシャルの z 成分 ψ^I, ψ^{II} と，TM波のベクトルポテンシャルの z 成分 ϕ^I, ϕ^{II} が，以下のヘルムホルツ波動方程式を満足する．

$$\nabla^2 \begin{pmatrix} \psi^i \\ \phi^i \end{pmatrix} + k_i^2 \begin{pmatrix} \psi^i \\ \phi^i \end{pmatrix} = 0 \quad (1)$$

ただし， $k_l^2 = \omega^2 \mu_l \epsilon_l$ ($i = I, II, l = 1, 2$)

入射波は基本モード (TE₁₀ 波) とし，開口面の不連続形状により開口面上では，新たに基本モードを含む多数の高次モードが発生する．そこで，発生する TE _{m n} , TM _{m n} モードの電磁界を表すベクトルポテンシャルの未知係数を，それぞれ C_{mn}, D_{mn} とする． $z = 0$ における境界条件としては，電界，磁界ともに開口面の接線成分が連続であり，このうち電界についてはフランジ上で接線成分が0であることから，以下のように示される．

$$E_x^{II} = \begin{cases} E_x^I; & \text{開口面上} \\ 0; & \text{フランジ上} \end{cases} \quad (2a)$$

$$E_y^{II} = \begin{cases} E_y^I; & \text{開口面上} \\ 0; & \text{フランジ上} \end{cases} \quad (2b)$$

$$H_x^{II} = H_x^I; \text{開口面上} \quad (2c)$$

$$H_y^{II} = H_y^I; \text{開口面上} \quad (2d)$$

まず，電界の境界条件式に基づいて，第II領域の電界のスペクトルが求まり，ベクトルポテンシャルのスペクトルが未知係数 C_{mn}, D_{mn} を用いて表され，これより磁界のスペクトル表現が得られる．次に，磁界のスペクトルをフーリエ逆変換することにより，第II領域の磁界が同じく C_{mn}, D_{mn} で表され，これを (2c), (2d) に適用して， C_{mn}, D_{mn} に関する無限元連立方程式が導出され，次式のようになる．

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{m,n} \left(\frac{k_x^l k_z^l}{\omega \mu_1} \delta_{nly}^{mk} + P_{Cx}(m, n, k, l) \right) C_{mn} \\ - \sum_{m,n} \left(k_y^l \delta_{nly}^{mk} - P_{Dx}(m, n, k, l) \right) D_{mn} \\ = \frac{k_x^l k_z^l}{\omega \mu_1} \delta_{0ly}^{1k} - P_{Cx}(1, 0, k, l) \\ \sum_{m,n} \left(\frac{k_y^l k_z^l}{\omega \mu_1} \delta_{nlx}^{mk} + P_{Cy}(m, n, k, l) \right) C_{mn} \\ + \sum_{m,n} \left(k_x^l \delta_{nlx}^{mk} + P_{Dy}(m, n, k, l) \right) D_{mn} \\ = -P_{Cy}(1, 0, k, l) \end{array} \right. \quad (3)$$

上式中の $P_{Cx}(m, n, k, l), P_{Dx}(m, n, k, l), P_{Cy}(m, n, k, l), P_{Dy}(m, n, k, l)$ 及び $\delta_{nly}^{mk}, \delta_{nlx}^{mk}$ を，付録1.に示す．

式(3)を解いて得られる C_{mn}, D_{mn} より，第I領域 (導波管側) の開口面に生じる各モードの電界 E_y は，

それぞれ次式で表される (付録 2. 参照) .

$$\text{TE}_{mn} \text{ 波} : -k_x^1 C_{mn} \quad \text{TM}_{mn} \text{ 波} : \frac{k_y^1 k_z^1}{\omega \varepsilon_1} D_{mn} \quad (4)$$

これらと入射電界との振幅比で高次モード発生率を定義し, このうち基本モードの発生率を反射係数 Γ とする .

次に, 誘電体内の電磁界の各成分は次式で表される .

$$E_x^{\text{II}}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \left(jk_y A' + \frac{k_x k_z}{\omega \varepsilon_2} A \right) \sin(k_z(z-d)) \right\} \cdot \exp(-jk_x x) \exp(-jk_y y) dk_x dk_y \quad (5a)$$

$$E_y^{\text{II}}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \left(\frac{k_y k_z}{\omega \varepsilon_2} A - jk_x A' \right) \sin(k_z(z-d)) \right\} \cdot \exp(-jk_x x) \exp(-jk_y y) dk_x dk_y \quad (5b)$$

$$E_z^{\text{II}}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{j\omega \varepsilon_2} (k_x^2 - k_z^2) A \cos k_z(z-d) \cdot \exp(-jk_x x) \exp(-jk_y y) dk_x dk_y \quad (5c)$$

$$H_x^{\text{II}}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \left(-jk_y A - \frac{k_x k_z}{\omega \mu_2} A' \right) \cos(k_z(z-d)) \right\} \cdot \exp(-jk_x x) \exp(-jk_y y) dk_x dk_y \quad (5d)$$

$$H_y^{\text{II}}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \left(jk_x A - \frac{k_y k_z}{\omega \mu_2} A' \right) \cos(k_z(z-d)) \right\} \cdot \exp(-jk_x x) \exp(-jk_y y) dk_x dk_y \quad (5e)$$

$$H_z^{\text{II}}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{j\omega \mu_2} (k_x^2 - k_z^2) A' \sin k_z(z-d) \cdot \exp(-jk_x x) \exp(-jk_y y) dk_x dk_y \quad (5f)$$

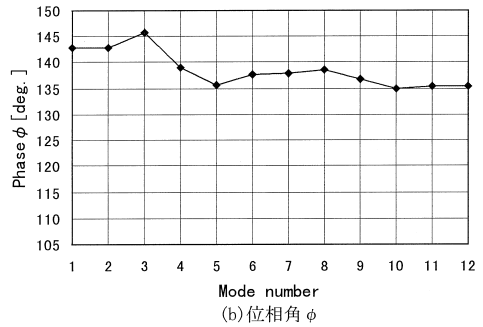
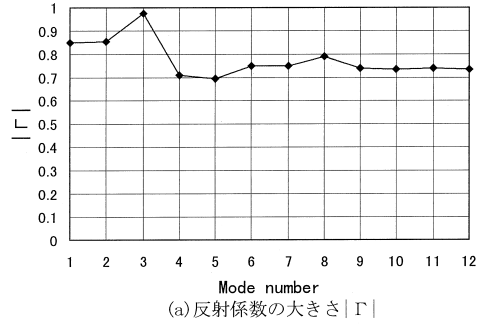


図 2 計算項数による反射係数 Γ の変化 (厚さ $d = 2.0\text{mm}$)

Fig. 2 Reflection coefficient Γ versus the number of calculated mode (a) Reflection coefficient $|\Gamma|$ (b) Phase angle ϕ

ここで A', A は, C_{mn}, D_{mn} を使い, 付録 3. のように表される .

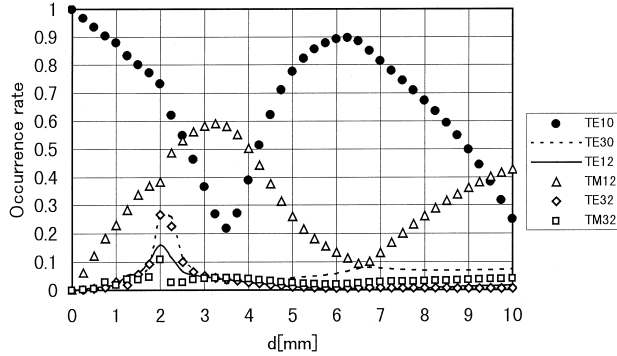
3. 反射係数の収束と各モード発生率

ここでは, 周波数 10GHz, 比誘電率 $\varepsilon_r = 5.25 - j0.3$ とし, 導波管は X 帯用の WRJ - 10 ($a=22.9\text{mm}$, $b=10.2\text{mm}$) を解析対象として理論計算を行う .

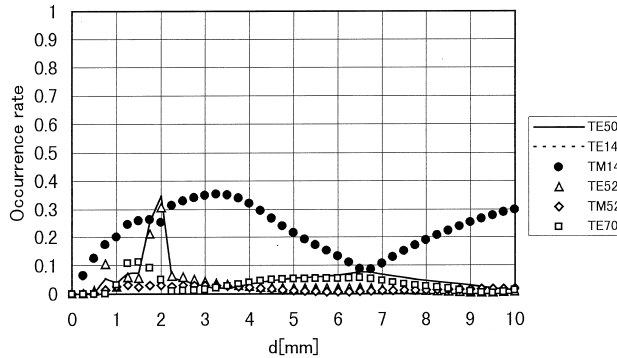
これまでの検討結果より, 基本モードの反射係数 Γ を得るために計算に加える高次モード反射波の数 (以下, 項数と呼ぶ) は, 多くの厚さに対し, 項数 6 で十分であるが [4], 高次モードが特に多く発生する厚さでは, 図 2 に示すように, Γ の収束を得るのに項数 10 程度を要することがわかった [5]. そこで, 更に項数を多めにとり, 基本モード及び各高次モードの発生率を項数 12 で, 厚さ $d=0 \sim 10\text{mm}$ の全範囲に対して算出した結果を図 3 に示す .

同図より, 以下のことがわかる .

(a) 反射係数 Γ が, $d=3.5\text{mm}, 6\text{mm}$ 付近でそれぞれ極小, 極大になることや, $d=2\text{mm}$ 付近で高次モードが多く発生するなどの性質は, 項数 6 の計算結果 [4]



(a) TE₁₀~TM₃₂



(b) TE₅₀~TE₇₀

図3 各モードの発生率

Fig.3 Occurrence rate of each mode (Freq.:10GHz, Relative permittivity: $\epsilon_r = 5.25 - j0.3$)

と同じであり、おおむね遮断波長が大きい順に電磁界の構成要素となっている。

(b) TM₁₂ と TM₁₄ の発生率が特に大きく、本構造では TM_{1 n} 波が発生しやすい。

4. 損失誘電体内の電磁界

開口面における反射係数 Γ や高次モード発生の特徴を解明するには、誘電体内の電磁界を調べることが有効な方法と思われる。ここでは、高次モード発生率を示した図3より、特徴的な次の厚さについて電磁界を調べた。

- (a) 厚さ d が小さいとき ($d=1.0\text{mm}$)
- (b) 高次モードが多く発生する厚さ ($d=2.0\text{mm}$)
- (c) 反射係数 Γ が極小となる厚さ ($d=3.5\text{mm}$)
- (d) 高次モード発生が抑制される厚さ ($d=6.5\text{mm}$)
- (e) 厚さ d が大きいとき ($d=8.0\text{mm}$)

まず、開口面における入射波の開口面分布を、最大

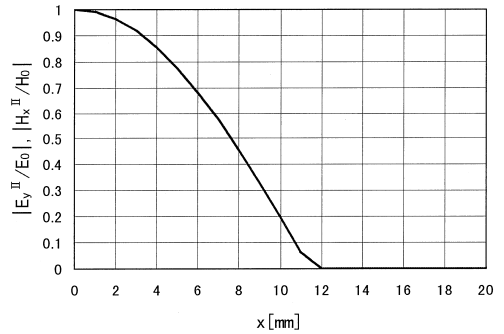
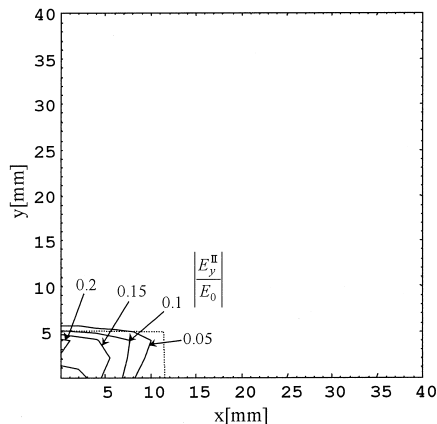


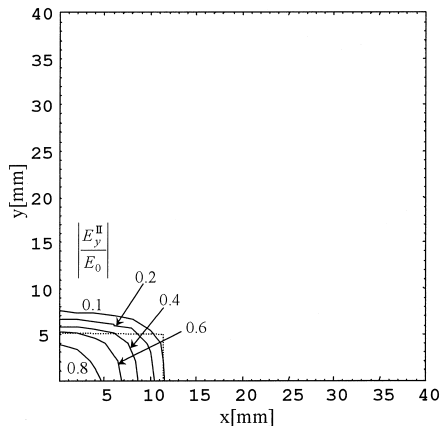
図4 入射波 (TE₁₀) の開口面分布
Fig.4 Incident field distribution (TE₁₀).

値 E_0, H_0 で規格化した結果を図4に示す。

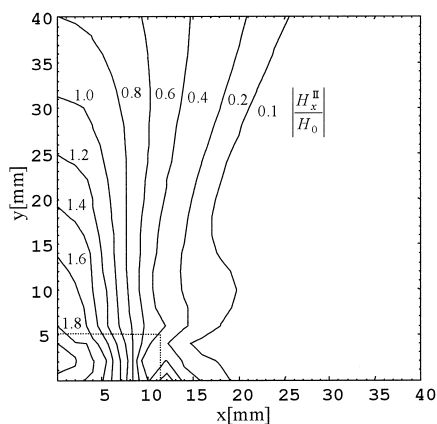
次に、入射電磁界の成分 E_y, H_x が誘電体内でどのように伝搬するかを調べるために、これらの xy 面分布を、 $d=1.0\text{mm}, 3.5\text{mm}, 6.5\text{mm}, 8.0\text{mm}$ について求め、



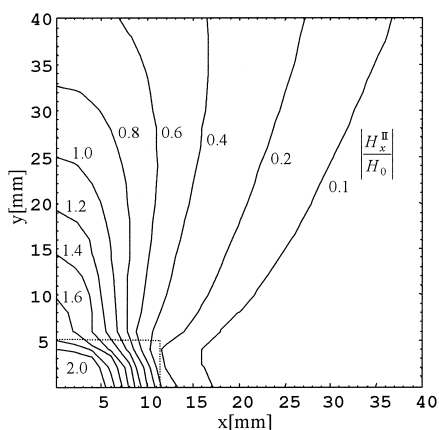
(a) $|E_y^{\text{II}}/E_0|$



(a) $|E_y^{\text{II}}/E_0|$



(b) $|H_x^{\text{II}}/H_0|$



(b) $|H_x^{\text{II}}/H_0|$

図5 電磁界 $E_y^{\text{II}}, H_x^{\text{II}}$ の xy 面分布
($d=1.0\text{mm}, z=0.5\text{mm}$)

Fig. 5 Field distributions on the xy -plane($d=1.0\text{mm}, z=0.5\text{mm}$)

図6 電磁界 $E_y^{\text{II}}, H_x^{\text{II}}$ の xy 面分布
($d=3.5\text{mm}, z=1.5\text{mm}$)

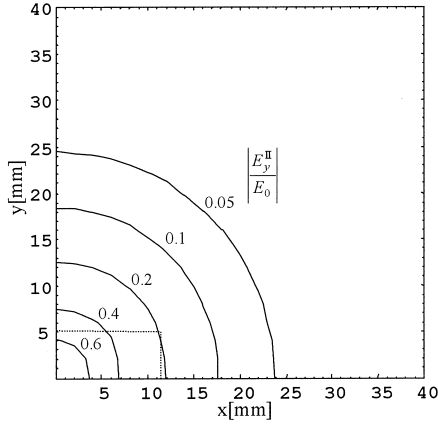
Fig. 6 Field distributions on the xy -plane($d=3.5\text{mm}, z=1.5\text{mm}$)

E_0, H_0 で規格化した結果を図5~8に示す。構造の対称性より、 $x \geq 0, y \geq 0$ の範囲を示した。これより、厚さが薄い $d=1.0\text{mm}, 3.5\text{mm}$ では(図5,6(a))、電界 E_y は開口面の範囲外で急激に小さくなっている。磁界 H_x は x 方向に急激に低下し、 y 方向に広く分布している(同図(b))。ただし $d=3.5\text{mm}$ では、磁界 H_x は y の増加とともに x 方向へも広がりをもつ。これに対し、比較的厚い $d=6.5\text{mm}, 8.0\text{mm}$ では、電界 E_y 、磁界 H_x とともに x, y 双方向に広がりをもち、特に $d=6.5\text{mm}$ では電界 E_y が、ほぼ同心円状に分布している。 $d=8.0\text{mm}$ では、電界 E_y や磁界 H_x は y 方向に特に広く分布している。

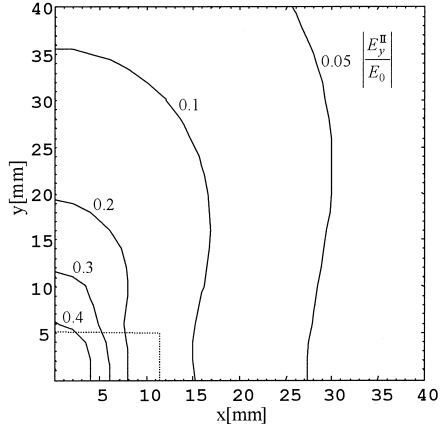
以上より、本方法で実際に開口面の反射係数を測定する際、フランジ長には有限のものを用いることになるが、このとき電界 E_y や磁界 H_x の分布から、 x 方向より y 方向に長いフランジが必要であるといえる。

次に(a)~(d)各項の厚さで、電磁界の各成分を x 軸、 y 軸に沿って求めた結果のうち、入射電磁界(図4)に対し比較的大きな成分について図9~12に示す。なお、ここに示す以外の電磁界成分のうち、 E_x, H_y は $x=0$ の yz 面及び $y=0$ の zx 面上で0である。図9~12の分布より、以下のことがわかる。

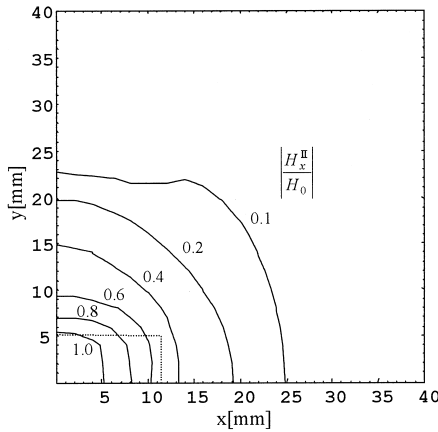
d が小さいとき、図9, 図10, 図11より主に電界 E_z ,



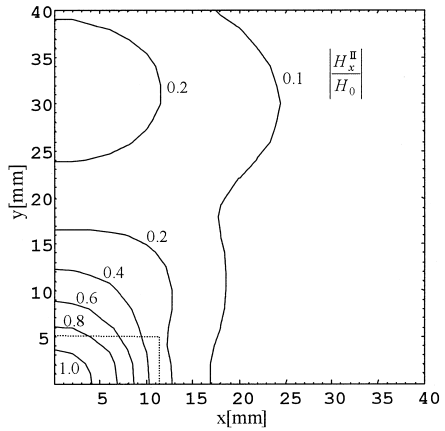
(a) $|E_y^{\text{II}}/E_0|, z=3.0\text{mm}$



(a) $|E_y^{\text{II}}/E_0|$



(b) $|H_x^{\text{II}}/H_0|, z=1.5\text{mm}$



(b) $|H_x^{\text{II}}/H_0|$

図7 電磁界 $E_y^{\text{II}}, H_x^{\text{II}}$ の xy 面分布 ($d=6.5\text{mm}$)

Fig. 7 Field distributions on the xy -plane($d=6.5\text{mm}$)

図8 電磁界 $E_y^{\text{II}}, H_x^{\text{II}}$ の xy 面分布 ($d=8.0\text{mm}, z=3.0\text{mm}$)

Fig. 8 Field distributions on the xy -plane($d=8.0\text{mm}, z=3.0\text{mm}$)

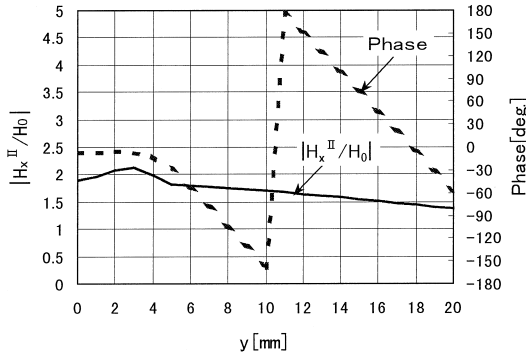
磁界 H_x が y 軸に沿って伝搬している．このことから，導波管側から入射波 E_y が開口面より進入すると，電磁力線が湾曲し， $E_y \rightarrow E_z$ の変換が起こる．このため，磁界 H_x は E_z とともに y 方向へ伝搬すると考えられる．

図5(a)より，開口面近傍の誘電体内には， E_z のほかに E_y も存在するが，フランジと金属裏打ちからなる平行導体板内へ進入せず， xy 面方向へは伝搬しない．したがって， y 軸方向の伝搬では，電界の進行方向成分 E_y が0となる．また，磁界 H_y は，式(5e)において，フーリエ逆変換の被変換関数が， k_x, k_y いずれに対しても奇関数であるため， $x = 0$ の yz 面上，

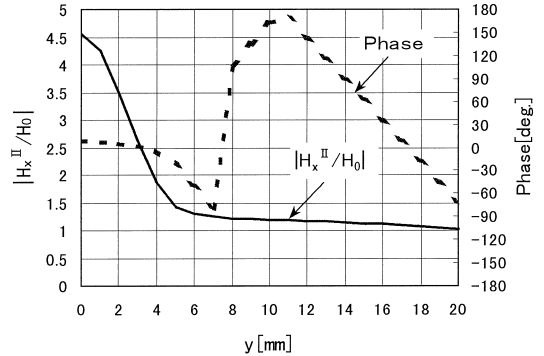
$y = 0$ の zx 面上でもともに0となる．これらのことから， y 軸に沿った伝搬はTEM波の姿態となる．

高次モードが多く発生する厚さ(2.0mm)では，開口面内で磁界 H_x が大きく，入射磁界の4~5倍に達する(図10(a))．これは開口面の z 方向延長上の誘電体領域に，電磁波エネルギーが蓄積することによる一種の共振現象とみられるが，この現象の解明は今後の課題である．

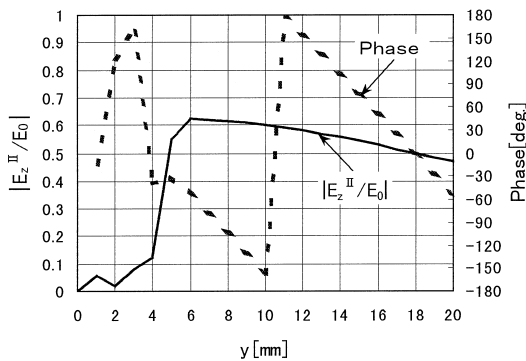
反射係数 Γ が極小となる厚さ(3.5mm)では，開口面近傍の誘電体内で，他の厚さに比較して E_z の発生が大きく(図11(b))，このことはTM反射波の発生率



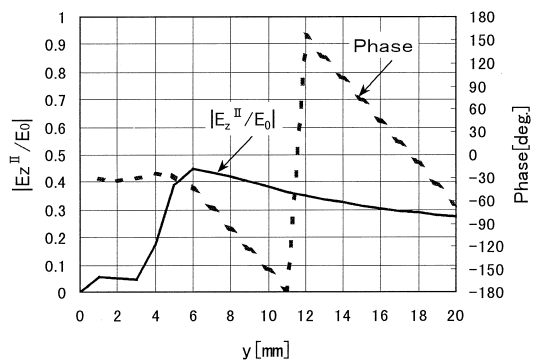
(a) H_x^{II} の y 軸に沿った分布



(a) H_x^{II} の y 軸に沿った分布



(b) E_z^{II} の y 軸に沿った分布



(b) E_z^{II} の y 軸に沿った分布

図9 電磁界分布 ($d=1.0\text{mm}$, $z=0.5\text{mm}$)

Fig.9 Field distributions ($d=1.0\text{mm}$, $z=0.5\text{mm}$) (a) H_x^{II} along the y -axis (b) E_z^{II} along the y -axis

図10 電磁界分布 ($d=2.0\text{mm}$, $z=1.0\text{mm}$)

Fig.10 Field distributions ($d=2.0\text{mm}$, $z=1.0\text{mm}$) (a) H_x^{II} along the y -axis (b) E_z^{II} along the y -axis

が極大であることに関係すると考えられる。

d が大きくなると、電界 E_y 、磁界 H_x が x 方向と y 方向の双方へ伝搬する (図12)。この場合には、 E_z の発生は少なく、電界は E_y が主成分になる (同図(a)(b))。

E_y や H_x は、その進行方向がわずかな E_z の存在のために y 方向へ曲げられ、平行導体板とフランジとの間で反射を繰り返しながら y 方向へ伝搬する (図12(b)(d))。このとき $x=0$ の yz 面上で磁界 H_y は0であるから、 y 軸に沿った伝搬はTM波の姿態をとる。同時に、基本モード入射波の磁界 H_z は、 E_y とともに x 方向へも伝搬し (図12(a)(c))、このとき E_x は式(6a)より $y=0$ の zx 面上で0であり、 x 軸に沿ってTE波の姿態で伝搬している。

5. 考察

5.1 厚さによる誘電体内の伝搬モード

前述のように、 $d=6.5\text{mm}$ では導体板に平行な成分

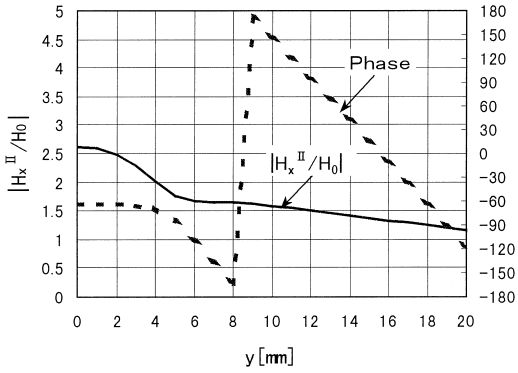
E_y, H_x は、いずれも xy 面方向へよく伝搬するが、 $d=1.0\text{mm}$ では E_y はほとんど伝搬せず、 H_x が y 方向へのみ伝搬している (図5)。このように厚さ d により、伝搬する成分としない成分及びその方向が明確に区別されている。

フランジと金属裏打ちからなる平行導体板内において、導体板に平行な電界成分を有する電磁波の遮断波長 λ_c は、

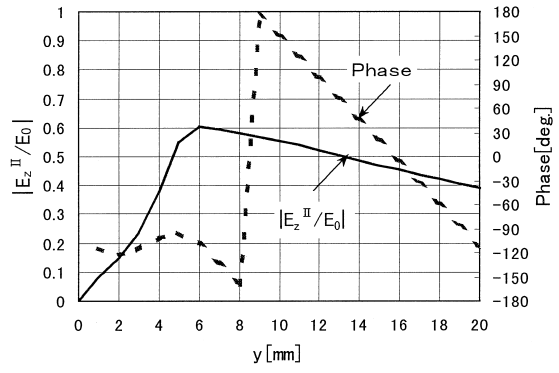
$$\lambda_c = \frac{2\sqrt{\epsilon_r}}{n_z} d \quad (6)$$

となる。ここで、 n_z は z 方向のモードである。

式(6)は、ある周波数の xy 面に平行な電界成分を有する電磁波が、 xy 面方向に伝搬するための通過域と遮断域を分ける厚さ、つまり遮断厚さ d_c を与える。ここで、周波数 10GHz の平行導体板内の基本モード ($n_z=1$) に対する遮断厚さを求めると、 $d_c=6.5\text{mm}$ と

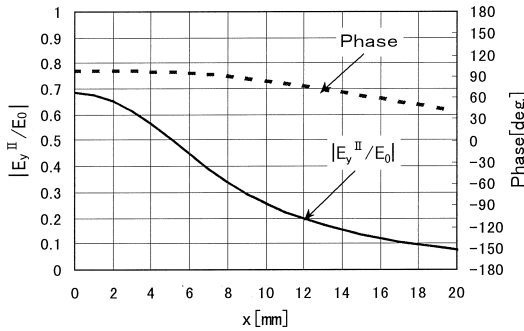


(a) H_x^{II} の y 軸に沿った分布

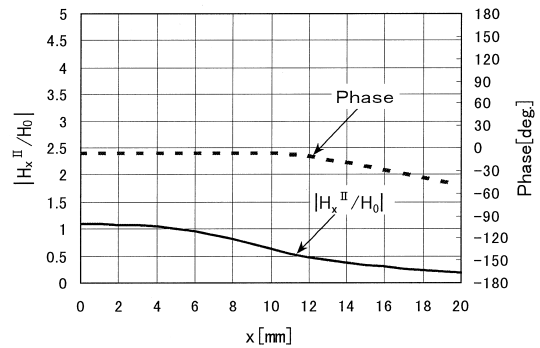


(b) E_z^{II} の y 軸に沿った分布

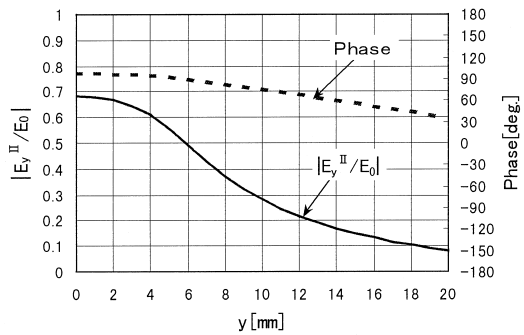
図 11 電磁界分布 ($d=3.5\text{mm}$, $z=1.5\text{mm}$)
 Fig. 11 Field distributions ($d=3.5\text{mm}$, $z=1.5\text{mm}$) (a) H_x^{II} along the y -axis (b) E_z^{II} along the y -axis



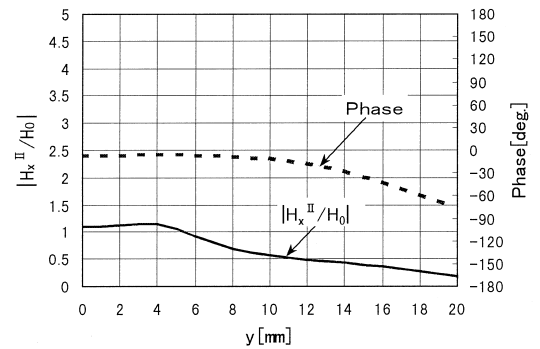
(a) E_y^{II} の x 軸に沿った分布 ($z=3.0\text{mm}$)



(c) H_x^{II} の x 軸に沿った分布 ($z=1.5\text{mm}$)



(b) E_y^{II} の y 軸に沿った分布 ($z=3.0\text{mm}$)



(d) H_x^{II} の y 軸に沿った分布 ($z=1.5\text{mm}$)

図 12 電磁界分布 ($d=6.5\text{mm}$)
 Fig. 12 Field distributions ($d=6.5\text{mm}$) (a) E_y^{II} along the x -axis ($z=3.0\text{mm}$)
 (b) E_y^{II} along the y -axis ($z=3.0\text{mm}$) (c) H_x^{II} along the x -axis ($z=1.5\text{mm}$)
 (d) H_x^{II} along the y -axis ($z=1.5\text{mm}$)

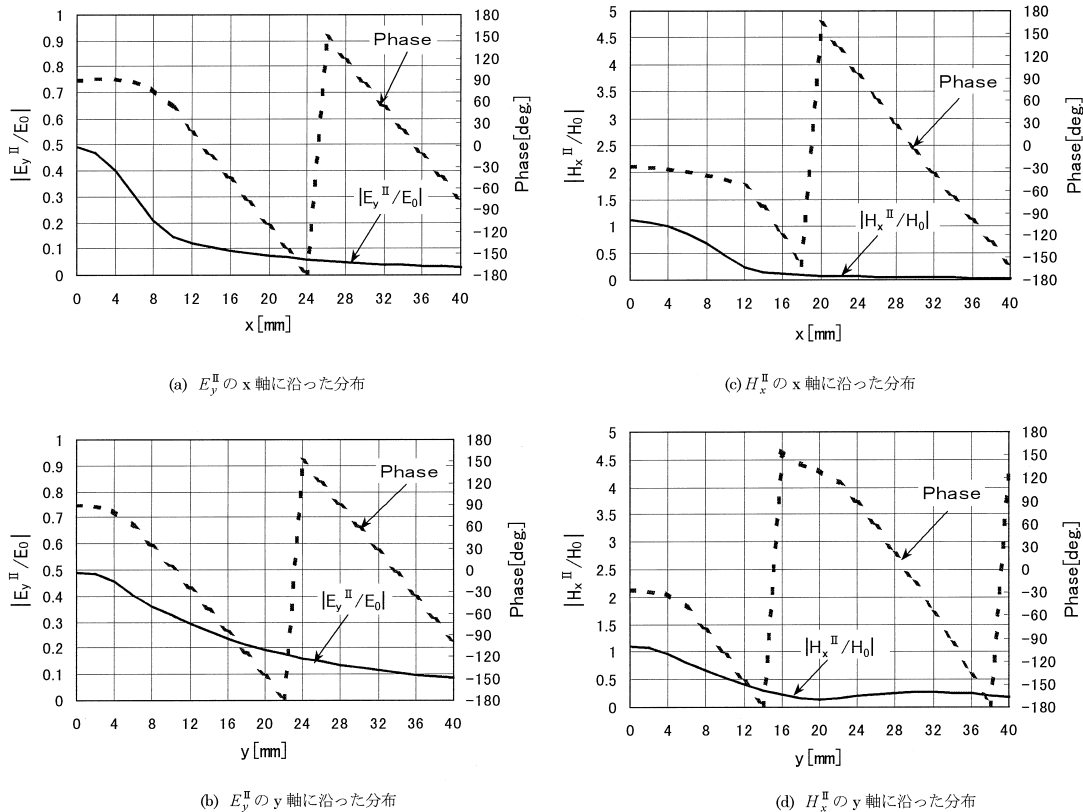


図 13 電磁界分布 ($d=8.0\text{mm}$, $z=3.0\text{mm}$)
 Fig. 13 Field distributions $d=8.0\text{mm}$, $z=3.0\text{mm}$ (a) E_y^{II} along the x-axis
 (b) E_y^{II} along the y-axis (c) H_x^{II} along the x-axis (d) H_x^{II} along the y-axis

なり、 $d_c \geq 6.5\text{mm}$ で通過域、 $d_c \leq 6.5\text{mm}$ で遮断域になる。図 7(a)(b) は d_c における電磁界分布となっている。

厚さ d が遮断厚さ d_c より大きくなると、電界 E_y や磁界 H_x は、 x 方向に比較して y 方向へよく伝搬する(図 13)。これらの電磁界は、 x, y いずれの方向に対してもフランジと金属裏打ちよりなる平行平板の境界条件を満たしながら伝搬していく。各方向の位相定数 k_x, k_y を $d=8\text{mm}$ について求めると、両者は等しく、次のようになる。

$$k_x = k_y = \sqrt{k_2^2 - \left(\frac{\pi}{d}\right)^2} = 277 - j24 \quad (7)$$

位相定数の実部から距離に対する位相の変化を求めると $16[\text{deg./mm}]$ であり、これは図 13 で開口面から十分に離れた位置(約 $y \geq 20\text{mm}$)における位相の変化に一致している。このように、 x, y 方向の位相定数が

等しいにもかかわらず y 方向へ多く伝搬するのは、各方向への入射量の違いが原因と考えられる。平行平板への入射位置は、 x 軸方向に対しては $x=11.5\text{mm}$ 、 y 軸方向に対しては $y=5.1\text{mm}$ であり、この位置における電界 E_y は、図 13 よりそれぞれ $0.13, 0.43$ で、後者が前者に比べて約 3 倍あることから y 方向への伝搬が多くなるのがわかる。入射量の違いは構造によるものと考えられる。開口面上では $x=0$ 付近が最も入射電界が大きく、この電気力線が誘電体内で湾曲したものは、そのまま y 方向への TM 入射波となり得る。これに対し、電界が x 方向の入射位置 ($x=11.5\text{mm}$) へ達するには、金属裏打ちと開口面との間で反射を幾度も繰り返さなければならず、このときに一部が減衰または導波管側へ戻され、 x 方向への入射量が減少するものと考えられる。以上のことから、厚さ d が十分大きいとき、 x 方向より y 方向に電磁波が進入しやすく、結果として y 方向へ多く伝搬するものと推測さ

れる。

また、電界 E_y と磁界 H_x の位相差は、約 $y \geq 20\text{mm}$ において、 x 軸、 y 軸分布ともに $\pi/2$ [rad] となっており、これはそれぞれ導波管内の TE 波、TM 波伝搬の位相関係に一致する [7]。

次に、厚さ $d=8\text{mm}$ における磁界 H_x の y 方向伝搬では、図 8(b) や図 13(d) より、 y の増加に伴い減衰し、一度極小 ($y=20\text{mm}$) となったものが再び増加し、その後減少していく。この原因としては、式 (5) からわかるように、誘電体内の電磁界が、開口面で発生するすべての高次モードによる寄与の合成で決まることから、これら各モード電磁界の位相の相違による干渉が考えられる。

図 13(d) の極小点 $y=20\text{mm}$ において、磁界 H_x への寄与のうち主なもの求めると、式 (5d) より、

$$C_{10} \text{の項: } -0.17 + j0.16$$

$$D_{12} \text{の項: } 0.08 - j0.065$$

となり、両者では実部、虚部ともに符号が逆であることから、TE₁₀ 波と TM₁₂ 波による磁界成分が干渉し、極小値となることがわかる。

5.2 TM 波の発生原因

図 3 より、本構造では TM_{1n} 波が多く発生している。TM 波は E_z 成分をもつことから、前述のように入射電界の E_y 成分が誘電体内で湾曲することにより生じる電界成分が TM 反射波発生の原因と考えられる。この電界は E_y, E_z の両成分をもち、 E_z は xy 面方向に伝搬していくが、 E_y については厚さ d が前述の遮断厚さ d_c より大きいか小さいかによって伝搬の可否が決まり、伝搬しない場合には金属裏打ちから反射された成分がほぼそのまま開口面へ到達し、基本モード反射波として観測される。また、発生した E_z は金属裏打ちで開口面へ反射されるが、このとき E_z は既に $y=0$ の zx 面に対して奇関数的に分布しているため、開口面でもこの分布が保たれ、これに最も近い分布関数をもつ TM₁₂ が多く観測されるものと考えられる。

6. むすび

フランジ付き方形導波管を金属裏打ちの損失誘電体に押し当て、導波管の開口面より基本モード (TE₁₀) を入射させた際の誘電体内の電磁界の検討を行った。その結果、誘電体内の電磁界分布の様子が一部明らかとなり、電磁波伝搬の仕組みが理解された。フランジと金属裏打ちからなる平行導体板の境界条件を満たす

モードの電磁界に対して遮断厚さ d_c が存在し、厚さ d が d_c より小さいとき、 $x=0$ の yz 面では TEM 波で y 方向へ伝搬し、 d が d_c より大きいとき、 $y=0$ の zx 面では x 方向へ TE 波、 $x=0$ の yz 面では y 方向へ TM 波の姿態でそれぞれ伝搬していくことがわかった。

実際の反射係数の測定では、有限長のフランジを用いるが、誘電体内の電磁界の xy 面分布から、遮断厚さ d_c 以外の多くの厚さにおいて、 y 方向に長いフランジを用いればよいことがわかる。

今後、本解析結果をもとに、反射係数を測定する際に必要なフランジの大きさについて具体的に検討し、反射係数から誘電率を求めるための等高線図を作成する予定である。

謝辞 本研究を進めるにあたり、有益な御意見、御助言を頂いた九州大学大学院 吉富邦明助教授ならびに関口利男 東京工業大学名誉教授に心からの謝意を表す。

文 献

- [1] 大河内正陽, 牧本利夫, マイクロ波測定, オーム社, 1959.
- [2] 吉富邦明, “導体板上の電波吸収体の表面インピーダンス,” 電磁界理論研究会, EMT-92-29, 1992.
- [3] 西方敦博, “非破壊測定法,” 電磁波の吸収と遮蔽, pp.527-529, 日経技術図書, 1989.
- [4] 平野 誠, 高橋応明 安部 實, “フランジ付方形導波管を用いた複素誘電率の測定に関する検討,” EMT-98-70, 1998.
- [5] 平野 誠, 高橋応明, 安部 實, “フランジ付方形導波管を用いた複素誘電率の測定に関する検討 - 基本モード反射係数の算出に要する高次モード数,” ソサイエティ大会 C-2-58, 1998.
- [6] 伊藤龍男, “スペクトル領域法” 電磁波問題の基礎解析法, 山下編, 電子情報通信学会, 1992.
- [7] 関口利男, 電磁波, pp.85-97, 朝倉書店, 1977.

付 録

1. 式 (3) の積分項

式 (3) において、 $P_{C_x}(m, n, k, l)$, $P_{D_x}(m, n, k, l)$, $P_{C_y}(m, n, k, l)$, $P_{D_y}(m, n, k, l)$ 及び δ_{nly}^{mk} , δ_{nlx}^{mk} は次式で表される。

$$\begin{aligned} & P_{C_x}(m, n, k, l) \\ &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} \left\{ \left(\frac{k_y^2 \omega \varepsilon_2}{k_z} + \frac{k_x^2 k_z}{\omega \mu_2} \right) \right. \\ & \quad \cdot j k_x^1 \hat{\Phi}_{mny} + \left(\frac{-\omega \varepsilon_2}{k_z} + \frac{k_z}{\omega \mu_2} \right) j k_x k_y k_y^1 \hat{\Phi}_{mnx} \left. \right\} \\ & \quad \cdot \frac{-1}{\tan(k_z d)} \hat{\Phi}_{kly} dk_x dk_y \quad (\text{A} \cdot 1\text{a}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 P_{Dx}(m, n, k, l) &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} \left\{ \left(\frac{-k_y^2 \varepsilon_2}{k_z} + \frac{-k_x^2 k_z}{\omega^2 \mu_2} \right) \right. \\
 &\quad \cdot \frac{jk_y^1 k_z^1}{\varepsilon_1} \hat{\Phi}_{mny} \\
 &\quad \left. + \left(\frac{-\varepsilon_2}{k_z} + \frac{k_z}{\omega^2 \mu_2} \right) \frac{jk_x k_y k_x^1 k_z^1}{\varepsilon_1} \hat{\Phi}_{mnx} \right\} \\
 &\quad \cdot \frac{-1}{\tan(k_z d)} \hat{\Phi}_{klx} dk_x dk_y \quad (\text{A} \cdot 1\text{b})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 P_{Cy}(m, n, k, l) &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} \left\{ \left(\frac{-\omega \varepsilon_2}{k_z} + \frac{k_z}{\omega \mu_2} \right) \right. \\
 &\quad \cdot jk_x k_y k_x^1 \hat{\Phi}_{mny} \\
 &\quad \left. + \left(\frac{k_x^2 \omega \varepsilon_2}{k_z} + \frac{k_y^2 k_z}{\omega \mu_2} \right) jk_y^1 \hat{\Phi}_{mnx} \right\} \\
 &\quad \cdot \frac{-1}{\tan(k_z d)} \hat{\Phi}_{klx} dk_x dk_y \quad (\text{A} \cdot 1\text{c})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 P_{Dy}(m, n, k, l) &= \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_x^2 + k_y^2} \left\{ \left(\frac{\varepsilon_2}{k_z} + \frac{-k_z}{\omega^2 \mu_2} \right) \right. \\
 &\quad \cdot \frac{jk_x k_y k_y^1 k_z^1}{\varepsilon_1} \hat{\Phi}_{mny} \\
 &\quad \left. + \left(\frac{k_x^2 \varepsilon_2}{k_z} + \frac{k_y^2 k_z}{\omega^2 \mu_2} \right) \frac{jk_x^1 k_z^1}{\varepsilon_1} \hat{\Phi}_{mnx} \right\} \\
 &\quad \cdot \frac{-1}{\tan(k_z d)} \hat{\Phi}_{klx} dk_x dk_y \quad (\text{A} \cdot 1\text{d})
 \end{aligned}$$

ただし、 $\hat{\Phi}_{mny}$, $\hat{\Phi}_{mnx}$ は、分布関数 $\hat{\Phi}_{mny}$, $\hat{\Phi}_{mnx}$ のフーリエ変換であり、次式で表される。

$$\begin{aligned}
 \hat{\Phi}_{mny} &= \left(\frac{\sin(k_x^1 + k_x) \frac{a}{2}}{k_x^1 + k_x} j^{m-1} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{\sin(k_x^1 - k_x) \frac{a}{2}}{k_x^1 - k_x} (-j)^{m+1} \right) \\
 &\quad \left(\frac{\sin(k_y^1 + k_y) \frac{b}{2}}{k_y^1 + k_y} j^n \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\sin(k_y^1 - k_y) \frac{b}{2}}{k_y^1 - k_y} (-j)^n \right) \quad (\text{A} \cdot 2\text{a})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \hat{\Phi}_{mnx} &= \left(\frac{\sin(k_x^1 + k_x) \frac{a}{2}}{k_x^1 + k_x} j^m + \right. \\
 &\quad \left. \frac{\sin(k_x^1 - k_x) \frac{a}{2}}{k_x^1 - k_x} (-j)^m \right) \\
 &\quad \left(\frac{\sin(k_y^1 + k_y) \frac{b}{2}}{k_y^1 + k_y} j^{n-1} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{\sin(k_y^1 - k_y) \frac{b}{2}}{k_y^1 - k_y} (-j)^{n+1} \right) \quad (\text{A} \cdot 2\text{b})
 \end{aligned}$$

$$\delta_{nly}^{mk} = \begin{cases} \frac{ab}{4} & (m = k \text{ かつ } n = l > 0) \\ \frac{ab}{2} & (m = k \text{ かつ } n = l = 0) \\ 0 & (m \neq k \text{ または } n \neq l) \end{cases} \quad (\text{A} \cdot 3\text{a})$$

$$\delta_{nlx}^{mk} = \begin{cases} \frac{ab}{4} & (m = k \text{ かつ } n = l > 0) \\ 0 & (m \neq k \text{ または } n \neq l \\ \text{または } n = 0 \text{ または } l = 0) \end{cases} \quad (\text{A} \cdot 3\text{b})$$

2. 導波管内の電界

第 I 領域 ($z \leq 0$) の電界の y 成分は次式で表される。

$$\begin{aligned}
 E_y^I(x, y, z) &= M_x(x, y) \exp(-jk_z^I z) \\
 &\quad + \sum_{m,n} \left(-k_x^I C_{mn} + \frac{k_y^I k_z^I}{\omega \varepsilon_1} D_{mn} \right) \Phi_{mny} \exp(jk_z^I z) \quad (\text{A} \cdot 4)
 \end{aligned}$$

ここで、 Φ_{mny} は E_y^I のモード分布関数であり、次式で表される。

$$\Phi_{mny} = \sin \left\{ \frac{m\pi}{a} \left(x + \frac{a}{2} \right) \right\} \cos \left\{ \frac{n\pi}{b} \left(y + \frac{b}{2} \right) \right\} \quad (\text{A} \cdot 5)$$

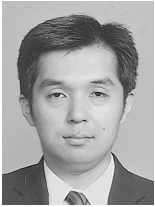
3. 式(5)の A' と A

式(5)で A' , A は、 C_{mn} , D_{mn} を用いて、それぞれ次のように表される。

$$\begin{aligned}
 A' &= \frac{1}{j(k_x^2 + k_y^2) \sin(k_z d)} \\
 &\quad \cdot \left[-k_x k_x^I \hat{\Phi}_{10y} + \sum_{m,n} \left\{ \left(-k_x k_x^I \hat{\Phi}_{mny} \right. \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - k_y k_y^I \hat{\Phi}_{mnx} \right) C_{mn} \right. \\
 &\quad \left. + \left(k_x \frac{k_y^I k_z^I}{\omega \varepsilon_1} \hat{\Phi}_{mny} - k_y \frac{k_x^I k_z^I}{\omega \varepsilon_1} \hat{\Phi}_{mnx} \right) D_{mn} \right\} \quad (\text{A} \cdot 6\text{a})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 A = & \frac{-\omega\varepsilon_2}{k_z(k_x^2 + k_y^2) \sin(k_z d)} \\
 & \cdot \left[-k_y k_x^I \hat{\Phi}_{10y} + \sum_{m,n} \left\{ \left(-k_y k_x^I \hat{\Phi}_{mny} \right. \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. \left. + k_x k_y^I \hat{\Phi}_{mnx} \right) C_{mn} \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. \left. + \left(k_y \frac{k_y^I k_z^I}{\omega\varepsilon_1} \hat{\Phi}_{mny} + k_x \frac{k_x^I k_z^I}{\omega\varepsilon_1} \hat{\Phi}_{mnx} \right) D_{mn} \right\} \right] \\
 & \hspace{10em} (\text{A}\cdot\text{6b})
 \end{aligned}$$

(平成10年12月22日受付, 11年5月10日再受付)



平野 誠 (正員)

平2武蔵工大・工・電子通信卒。平4同大大学院修士課程了。同年防衛庁技術研究本部入庁, 以来, 搜索レーダ, レーダリフレクタの研究に従事。現在, 武蔵工大大学院博士課程在学中。損失誘電体の材料定数測定に関する研究に従事。電気学会, IEEE各会員。



高橋 応明 (正員)

平1東北大・工・電気卒。平6東工大大学院博士課程了。同年武蔵工大助手, 現在, 同講師。衛星放送受信アンテナ, 小型アンテナ, 環境電磁工学等の研究に従事。工博。IEEE会員。



安部 實 (正員)

昭40武蔵工大・工・電子通信卒。同年武蔵工大助手。昭43電通大大学院修士課程卒。昭44武蔵工大講師。同助教授を経て, 現在, 同教授。回折電磁界の解析, 磁流アンテナの研究に従事。工博。IEEE会員。