

3次元辺要素有限要素法による高誘電率 誘電体導波管の伝達特性の解析†

羽野光夫*・古谷信二*・粟井郁雄*

ABSTRACT In this paper, the three-dimensional finite element formulations for the analysis of microwave devices are described. This method provides two new contributions: 1) edge elements are applied to waveguide discontinuities to obtain stable approximate electromagnetic fields; 2) a set of two-dimensional finite element solutions is used as a set of eigen-vectors of input or output waveguides so that the scattering matrix is kept constant regardless of the boundary position between the waveguide and the connecting discontinuous region. Numerical results for a dielectric rectangular waveguide and dielectric E-plane waveguides with metallic electrodes are shown. The computed solutions agree well with the experimental results.

1. はじめに

情報通信量が年々増大し、マイクロ波、ミリ波帯での通信の重要性が高まっている。中でも、現在 UHF 帯で行われている移動無線通信を準マイクロ波帯で行う計画があり、移動機の重要な部品である高信頼、小型軽量で小電力の帯域フィルタなどの開発が急がれている。高誘電率誘電体の利用は、波長短縮効果によってデバイスの小型化に有効である¹⁾。また、高誘電率誘電体矩形導波管を E 面で半分に切断した誘電体 E 面導波管を利用すればさらに小型化できる²⁾。一方、従来マイクロ波デバイスの開発はもっぱら試作を通して行われていた。しかし、近年の計算機の著しい性能向上と価格の低下によって、計算機によるマイクロ波デバイスの性能評価と設計が可能になりつつあり、開発の信頼性とスピードアップが期待されている。また時を同じくして、それまで高周波電磁界の有限要素法解析において必然的に生じたスプリアス解の問題^{3)~5)}が辺要素の開発によって完全に解決され^{6)~8)}、有限要素法がその有力な解析手段のひとつとなりつつある。

本論文ではまず、高誘電率誘電体や複雑な金属配置

を含むフィルタ等の伝達特性を解析するために、辺要素を用いた有限要素法による 3次元伝達問題の定式化を示す。この定式化をもとに、3次元伝達問題の解析を行ったところ、不均質領域と均質導波路の境界面をどの位置に取るかによって伝達特性が大きく変化することが見いだされた。そこで、矩形導波管誘電性窓を取り上げ、不均質領域と均質導波路の境界面の位置による伝達特性の不安定性を示すと共に、その対策について検討した。その結果、従来不均質領域の電磁界と接続する均質導波路の固有モードとして解析解⁹⁾がよく用いられていたが、解析解を用いる代わりに有限要素解を用いることによって少ない要素分割にも拘らず不安定性が取り除かれる事が明らかになった。最後に、マイクロストリップ線路上に配置された高誘電率誘電体導波管素子の伝達特性の解析を行い、実験との比較検討を行った。その結果、高誘電率誘電体や複雑な金属配置を含む構造にも拘らず、両者は定性的により一致を示し、本手法が有効な解析手段であることが明らかになった。

2. 3次元伝達問題の定式化

本章では、均質導波路から不均質領域へ入射した電磁波が不均質領域で散乱されて、多数の均質導波路へ出射していく伝達問題を解析するための有限要素法定式化について示す。

まず、図 1 に示すような不均質領域 Ω_0 に N_p 個の均質導波路が接続された系について考える。均質導波

Three dimensional Finite Element Analysis of Dielectric-filled Waveguide Discontinuities Using Edge Elements. By Mitsuo Hano, Shinji Furuya and Ikuo Awai (Dept. of Electrical and Electronic Eng., Yamaguchi University).

*山口大学工学部電気電子工学科

†1992年4月30日受付 1992年6月30日再受付

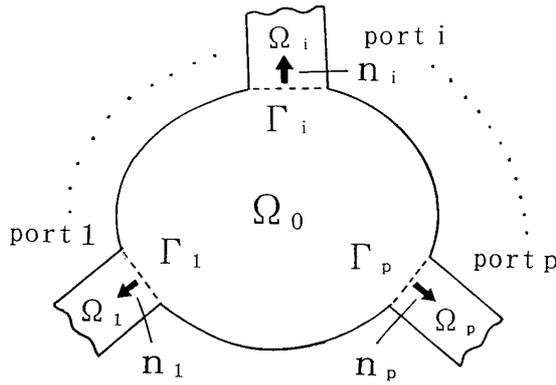


図1 3次元伝達問題

路 n の領域を Ω_n とし、全体を Ω とする。 Ω は電気壁か、あるいは磁気壁に囲まれているものとする。 Ω_0 と Ω_n の境界を Γ_n とする。そこで、 Ω_0 を小領域（要素）に分割する。

マックスウェルの方程式より、各要素における電界 E に関する系の支配方程式は、次のように与えられる。

$$\nabla \times \mu^{-1} \nabla \times E - \omega^2 \varepsilon E = 0 \quad (1)$$

ここで、 μ は透磁率、 ε は誘電率、 ω は角周波数を表す。

N を系の自由度として形状関数 $\hat{e}_i(r)$ (ただし、 $i=1, 2, \dots, N$) によって E を次のように展開する。

$$E = \{\hat{e}\}^T \{E\} \quad (2)$$

ここで、 $\{\hat{e}\}$ は形状関数からなる列ベクトル、 $\{E\}$ は未知パラメータからなる列ベクトルである。添字 T は転置を表す。また、(2)式は各領域に関して、次のように表すこともできる。

$$E = \sum_{n=0}^{N_0} \{\hat{e}^n\}^T \{E^n\} \quad (3)$$

ここで、 $n=0$ は不均質領域を、 $n \neq 0$ は均質導波路 n との境界領域 Γ_n をそれぞれ表す。したがって、 $\{\hat{e}^n\}$ は領域 n に含まれる未知節点における形状関数からなる列ベクトル、 $\{E^n\}$ は領域 n に含まれる未知節点におけるパラメータからなる列ベクトルである。

重み関数として $\{\hat{e}\}$ を用いて、(1)式にガレルキン法を適用し、弱形式化すると次式を得る。

$$\int_{\Omega_0} \nabla \times \{\hat{e}\} \cdot \mu^{-1} \nabla \times E \, d\Omega - \omega^2 \int_{\Omega_0} \{\hat{e}\} \cdot \varepsilon E \, d\Omega - \sum \int_{\Gamma_n} (\{\hat{e}\} \times \mu^{-1} \nabla \times E) \cdot n \, d\Gamma = 0 \quad (4)$$

ここで、 $\int_{\Omega_0} d\Omega$ は領域 Ω_0 での体積積分、 $\int_{\Gamma_n} d\Gamma$ は境界 Γ_n での面積積分をそれぞれ表す。また、 n は Γ_n 上

の外向き法線ベクトルである。(3)式の形状関数と各均質導波路の固有モードにより、 Γ_n 上の電界 E^n はそれぞれ次のように表すことができる。

$$E^n = \{\hat{e}^n\}^T \{E^n\} = \{\hat{e}^n\}^T \{A^n\} + \delta_{1n} \hat{e}_{inc}^n \quad (5)$$

ここで、 $\{\hat{e}^n\}$ は均質導波路 n における固有ベクトルからなる列ベクトル、 $\{A^n\}$ は均質導波路 n における固有モードの未知パラメータからなる列ベクトルをそれぞれ表す。また、 \hat{e}_{inc}^n は均質導波路 n における入射モード固有ベクトル、 δ_{1n} はクロネッカーのデルタ記号である。すなわち、ここでは均質導波路 1 のみからの入射を考えている。

また、 Γ_n 上において形状関数と固有ベクトルの間には、次の関係が成り立っている。

$$\{\hat{e}^n\} = [P^n]^T \{e^n\} \quad (6)$$

ここで、 $[P^n] = [P_1^n P_2^n \dots P_{N_n}^n]$ である。

$\{P_k^n\}$ は $t_k^i \cdot \hat{e}_i^n(r_k)$ を要素とする列ベクトルであり、 t_k^i は Γ_n 上の節点 k の未知パラメータ E^n の方向を表す単位ベクトルである。導波路の固有モードとして、 Γ_n 上の未知数に等しい数の固有モードを用いるために、行列 $[P^n]$ は正方で、正則な行列となる。

(6)式を(5)式に代入すると、 Γ_n 上における未知パラメータに関する次の関係式を得る。

$$\{E^n\} = [P^n] \{A^n\} + \delta_{1n} \{P_{inc}^n\} \quad (7)$$

一方、(6)、(7)式を用いると、(4)の左辺第3項の面積積分は、未知節点のパラメータ $\{E^n\}$ に関して、次のように表すことができる。

$$\int_{\Gamma_n} (\{\hat{e}^n\} \times \mu^{-1} \nabla \times E^n) \cdot n \, d\Gamma = [T^n] \{E^n\} - \delta_{1n} \{Q^n\} \quad (8)$$

ここで、

$$[T^n] = [P^n]^+ [B^n] [P^n]^{-1} \quad (9)$$

$$\{Q^n\} = 2 [T^n] \{P_{inc}^n\} \quad (10)$$

ただし、

$$B_{ij}^n = \int_{\Gamma_n} (\hat{e}_i^n \times \mu^{-1} \nabla \times \hat{e}_j^n) \cdot n \, d\Gamma \quad (11)$$

また、添字 $+$ は複素共役、 \cdot は転置を表す。

さらに、(4)式の左辺第1、2項は(3)式を用いて Ω_0 で積分を行うと、次のようになる。

$$\int_{\Omega_0} \nabla \times \{\hat{e}^n\} \cdot \mu^{-1} \nabla \times E^m \, d\Omega - \omega^2 \int_{\Omega_0} \{\hat{e}^n\} \cdot \varepsilon E^m \, d\Omega = [S^{nm}] \{E^m\} \quad (12)$$

ここで、 $[S^{nm}]$ は次の要素を持つ小行列である。

$$S_{ij}^{nm} = \int_{\Omega_0} \nabla \times \hat{e}_i^n \cdot \mu^{-1} \nabla \times \hat{e}_j^m \, d\Omega$$

$$-\omega^2 \int_{\Omega_0} \hat{e}_i^n \cdot \epsilon \hat{e}_j^m d\Omega \quad (13)$$

以上の結果を用いて、均質導波路が2個接続された系 ($N_p=2$) の場合について、(4)式を行列表示すると以下のようになる。

$$\begin{Bmatrix} S^{00} & S^{01} & S^{02} \\ S^{10} & S^{11} - T^1 & S^{12} \\ S^{20} & S^{21} & S^{22} - T^2 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} E^0 \\ E^1 \\ E^2 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ Q^1 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (14)$$

(14)式より、本定式化においては共振問題の定式化⁷⁾で得られた係数行列はそのまま、均質導波路に関する項 $[T^n]$ を追加するだけで済み、計算機の作業領域を減らすことができる。また、未知数をすべて不均質領域の電界強度としているために、係数行列の桁落ち等に配慮する必要がないのも大きな特徴である。マイクロ波伝達問題で重要な散乱行列は(14)式より求めた $\{E^n\}$ を(7)式に代入して $\{A_n\}$ を算出し、各モードエネルギーを考慮することによって容易に求まる。

3. 解の不安定性とその対策

2章で行った定式化に基づいて3次元伝達問題の解析を行ったところ、不均質領域と均質導波路の境界面 Γ をどの位置に取るかによって伝搬特性が大きく変化することが見いだされた。

そこで、本章では図2に示すような誘導性窓をもつ矩形導波管を取り上げ、その反射・透過特性から解の不安定性を示すと共に、その対策について検討した。矩形導波管の要素分割には直方体要素⁷⁾を用い、分割数はx, y, z方向にそれぞれ20, 41, 1分割とした。z方向に1分割で済むのは、図2の誘導性窓が TE_{10} モードに対するものであり、しかもz方向には均質な構造で、電界がz方向成分にしか存在しないためである。従来、この問題は2次元問題^{10),11)}として扱われてきたが、辺要素を用いることによって2次元問題と3次

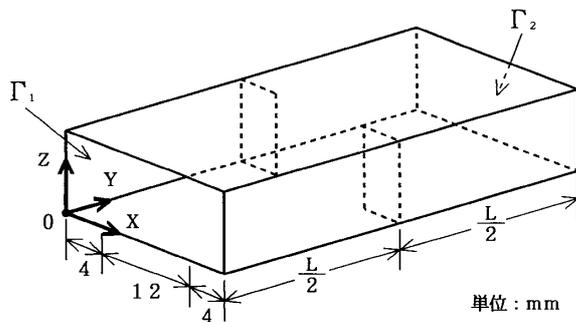


図2 矩形導波管誘導性窓

元問題を区別して取り扱う必要がなくなった。何故ならば、辺要素における要素表面上の未知変数は接線成分のみであるから、全体系において導体に関する境界条件から導体上の変数はすべて既知となり内部の未知変数のみが残る上に、しかもz方向に自由度は1であるため、解は一意に決定される。このように、辺要素を用いることによって3次元問題から2次元問題への退化が自然に行える。一方、従来よく用いられていた節点要素¹²⁾は導体表面の垂直成分が未知変数として残るために、z方向の自由度が2となり一意に決定されず、スプリアス解の原因となり、しかも2次元問題への自然な退化が行えない。

図2の導波管に振幅1に規格化された TE_{10} モードを Γ_1 から入射した際の不均質領域の長さ $L=40$ mmにおける反射・透過特性を図3に示す。ただし、ここでは(11)式の評価を行うための均質導波路の固有モードとして、容易に求まる厳密解を用いている。本手法による結果は実線で示された解析解¹³⁾とよく一致しているが、周波数によってその誤差は不規則に変化しているのが分かる。そこで、周波数 $f=12.5$ GHz一定として、不均質領域の長さ L を変化させた場合の反射係数 $|S_{11}|$ の変化の様子を図4に示す。ここでは、要

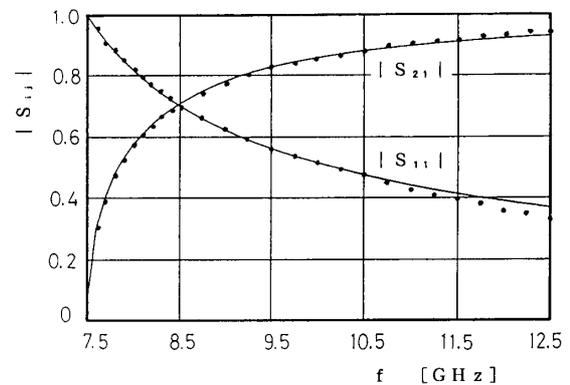


図3 矩形導波管誘導性窓の反射・透過特性

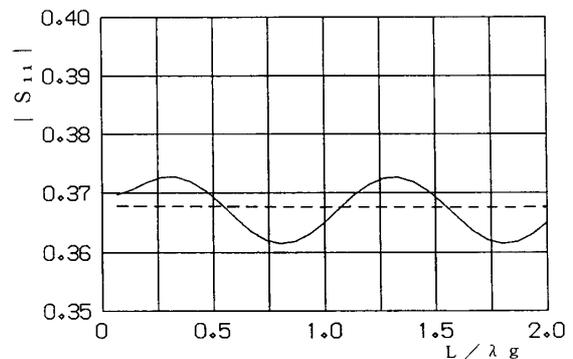


図4 L/λ_g による $|S_{11}|$ の変化

素分割を x, y, z 方向にそれぞれ 20, 61, 1 分割としている。 L は両端の要素を 1 列ずつ減少させることによって変化させ、管内波長 $\lambda_g = 30.0$ mm によって規格化している。図中の破線は解析解¹³⁾を表す。図 4 より、 $|S_{11}|$ が周期 λ_g で振動していることが分かる。この振動現象により、不均質領域と均質導波路との境界面を適切に選ばないと解は定まらないことになる。図 3 において、本手法による反射・透過係数が不規則に変化しているのは各周波数において λ_g が異なるためと考えられる。本手法により解を得るには、各周波数において境界面を変化させて振動の振幅を求め、その中心値を導出しなければならない。しかし、このためには計算時間が膨大になり効率的ではない。したがって、振動を除去するか、あるいは影響のない程度まで減少させることを検討する必要がある。

境界面の位置によって解が周期 λ_g で振動する理由として、次のことが考えられる。境界面において、不均質領域と均質導波路の電界を (5) 式によって接続している。そのために、厳密解の固有モード関数を有限要素近似する際に不整合部分が生じ、(11) 式と (12) 式の積分の評価が異なることになる。しかも、不整合の大きさは境界面の位置における電界強度に比例するはずである。したがって、解が λ_g で周期的に変化するものと考えられる。この不整合部分を少なくするためには、一般的に次の 2 つの方法がある。まず一つは、境界面の分割数を多くすることである。分割数を多くすることによって、解の振動が減少することを確認できたが、未知数の著しい増加を招き、実用的な 3 次元伝達問題の解析には問題が残る。もうひとつは、要素の次数を上げることである。しかし、2 次要素⁷⁾では 1 次要素に比べて著しい効果が期待できなかった。次数をいたずらに高くすることは細分割の必要な領域へのしわよせが生じ、あまり実用的とは考えられない。

そこで、本論文では均質導波路の固有モード関数として導波路の 2 次元有限要素解析で得られる解を使用することを考えた。辺要素を用いた導波路の 2 次元有限要素解析⁶⁾ではスプリング解はまったく発生せず、断面内の未知数に等しい数の固有モードが得られる。式 (6) の $[P^*]$ が正方行列になるためには、不均質領域と均質導波路の境界面における未知数の数と用いる均質導波路の固有モードの数とが等しくなければならない。そこで、本手法ではその境界面の要素分割をそのまま導波路の有限要素固有値解析に用いた。すなわち、辺要素を用いた本手法では境界面における未知変数は断面内成分のみであり、導波路固有解析から得ら

れる固有モードの数と完全に一致し、2 次元解析と 3 次元解析の整合が良く取れていると言える。

図 2 の矩形導波管誘導性窓において、 $f = 12.5$ GHz, x 方向の分割サイズを一定として、厳密解を接続した場合と有限要素法解を接続した場合の y 方向の分割サイズに対する $|S_{11}|$ の振幅の変化の様子を図 5 に示す。図 5 より、厳密解を接続した場合は分割サイズによって振幅が著しく変化するのに対して、有限要素法解を接続した場合は分割サイズに関わらずほぼ一定であった。その理由として、有限要素法解を接続した場合、均質導波路と不均質領域との境界 Γ 上での近似関数が一致し、(11) 式と (12) 式の積分が等しく評価されるためと考えられる。また、図 5 に示した分割サイズの範囲では、有限要素法解を接続した場合の方が全体的に振幅が小さく、特に分割サイズの大きいところでは非常に有利であった。したがって、有限要素法解を接続することによって使用する要素の数、すなわち未知数を減らしても十分な精度の解が期待される。特にマイクロストリップ線路を入出力とする場合などは、厳密解による固有モード展開が不可能であり、本手法のような任意形状断面の導波路に適用可能な有限要素法解を用いなければならない。

4. 高誘電率誘電体導波管の解析

損失の少ない高誘電率誘電体が容易に得られ、誘電体導波管が従来の中空導波管に比べて $1/\sqrt{\epsilon_r}$ の大きさでできるようになった。誘電率の増加による誘電体導波管素子の小形化に伴い、SMD (Surface Mountable Device) を前提とした素子が開発されつつある。そこで、本章ではマイクロストリップ回路と接続した誘電体矩形導波管素子の伝達特性を本手法を用いて解析し、実験結果との比較検討を行った。

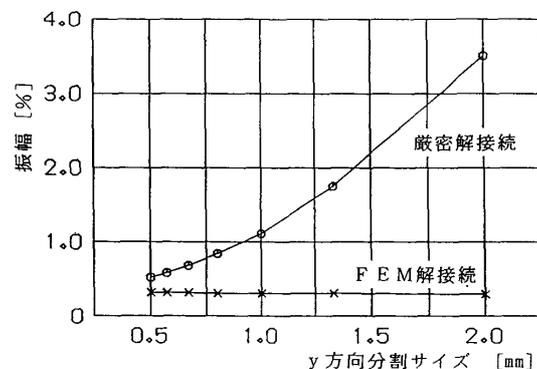


図 5 分割サイズによる $|S_{11}|$ の振幅変化

4.1 矩形導波管

銀膜で覆われた $\epsilon_r=93$ の誘電体矩形導波管をマイクロストリップ線路上に配置した構造を図6(a)に示す。誘電体矩形導波管は幅10 mm, 厚さ5 mm, 長さ30 mmとした。導波管端面の導体ストリップによってエネルギー変換を行っている。導体ストリップ, 及びマイクロストリップ線路の幅は共に1.0 mmとし, 整合はまったく考慮していない。また, 基板の比誘電率は4.8, その厚さは0.8 mmであった。有限要素法解析に当って要素は直方体一次要素⁷⁾を用い, 空気領域も含めて図6(b)に示すように x, y, z 方向にそれぞれ14, 32, 10の不等分割とした。誘電体を覆っている導体被膜, 及びマイクロストリップ線路の表面は完全導体として扱った。また, 電磁波の入出力に関係しない空気領域の最外境界面は電気壁とした。

有限要素法解析と実験によって得られた反射・透過係数の周波数特性を図7に示す。図7により, 有限要素法解と実験値はほぼ一致していることがわかる。しかし, 3 GHz 付近では多少のずれが見られる。これは, 導波管部分の伝搬方向の分割が不十分だったために生じたものと考えられる。周波数が高くなるに従って管内波長が短くなり, 3 GHz 付近では伝搬方向に約2.5波長となる。本解析では, 要素分割を固定していたために3 GHz 付近では半波長当たり約4分割となっていた。また, 周波数が3 GHz 以下ではこの導波管には TE_{10} モードのみが伝搬可能であり, 図中に数箇所見られる $|S_{11}|$ のディップは伝搬方向の共振点

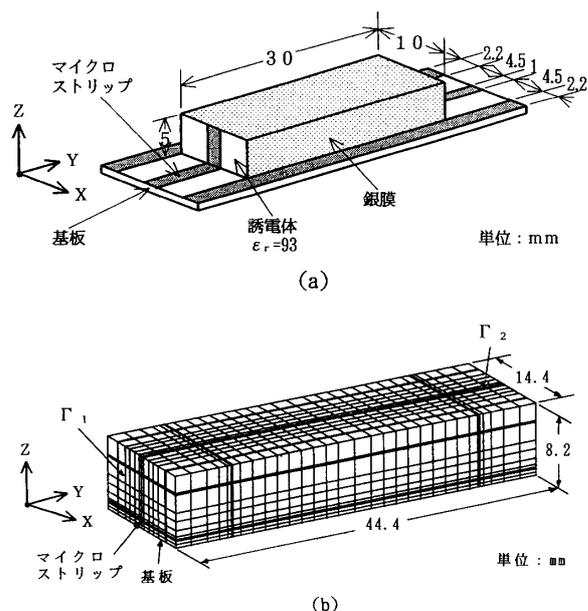


図6 (a)高誘電率誘電体矩形導波管と(b)要素分割図

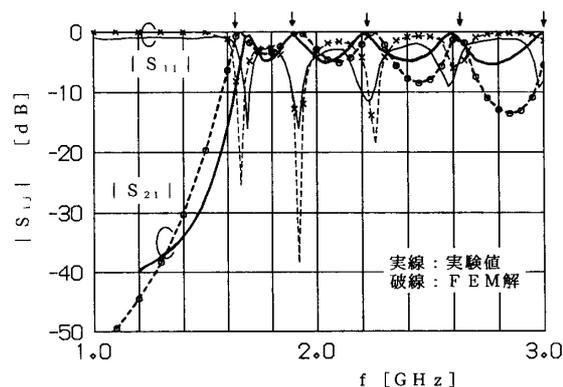


図7 高誘電率誘電体矩形導波管の反射・透過特性

である。 $|S_{11}|$ のディップは励振部に整合回路をまったく考慮していないために発生する。図中の矢印は励振部の面を完全磁気壁と考えた場合に, 有限要素法固有値解析⁷⁾で求めた TE_{10} モードの伝搬方向における共振周波数である。両者はほぼ一致している。周波数 $f=1.66$ GHz における解析領域内の電磁界分布の一部を図8, 9に示す。図8にはマイクロストリップ線路の中心を含む yz 面内の電界分布を, また図9には誘電体中心の xy 面内の磁界分布をそれぞれ示す。図8, 9より, $f=1.66$ GHz では TE_{10} モードの半波長共振状態にあることが分かる。また, 電磁界のほとんどが誘電体内に閉じ込められており, 励振面から電磁界のしみ出しは非常に少ないことが分かる。

4.2 誘電体 E 面導波管 (DEW)

高誘電率誘電体には電磁界の閉じ込め効果があり, 矩形導波管を E 面で切断した構造の導波路を考慮することができる^{1),2)}。このような構造の導波路を, 以下誘電体 E 面導波管 (Dielectric E-plane Waveguide:

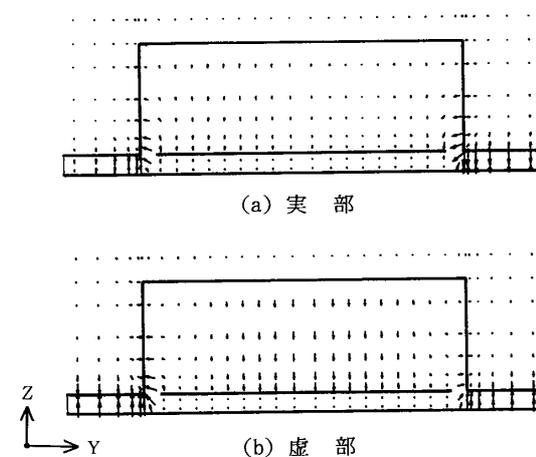


図8 基板に垂直なマイクロストリップ線路中心面の電界分布 ($f=1.66$ GHz, Z 軸 2 倍拡大表示)

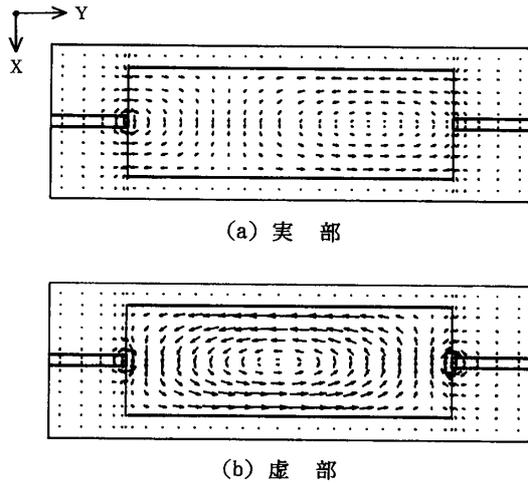


図9 基板に平行な誘電体中心面の磁界分布 ($f=1.66$ GHz)

DEW)と呼ぶことにする。素子をDEW化できれば、容積は半分に減少できる。

3面を銀膜で覆われた $\epsilon_r=93$ のDEWをマイクロストリップ線路上に配置した構造を図10(a)に示す。DEWは幅5mm、厚さ5mm、長さ30mmとした。端面の導体ストリップによって変換を行っている。導体ストリップ、及びマイクロストリップ線路の幅はいずれも1.0mmとした。ここでも、変換部の整合はまったく考慮していない。有限要素法解析に当たって要素

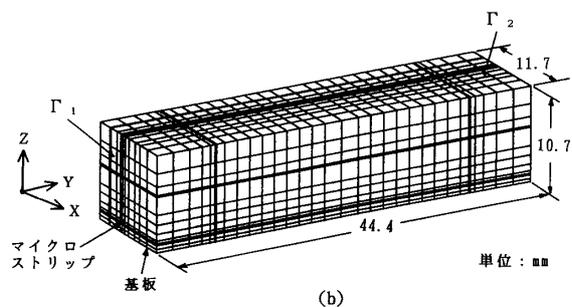
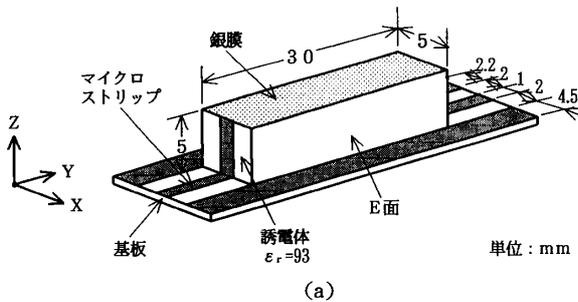


図10 (a)誘電体E面導波管(整合回路無し)と(b)要素分割図

は直方体一次要素を用い、空気領域も含めて図10(b)に示すようにx, y, z方向にそれぞれ11, 32, 12に不等分割とした。また、電磁波の入出力に関係しない空気領域の最外境界面は電気壁としている。

周波数 $f=1.85$ GHzにおける誘電体中心のxy面内の磁界分布を図11に示す。図9の磁界分布に比べて約半分の分布になっており、高誘電率誘電体のE面が磁気壁として働いていることが分かる。次に、有限要素法解析と実験によって得られた反射・透過係数の周波数特性を図12に示す。図12より、有限要素法解と実験値とは定性的にはよく一致しているが、共振点の位置にかなりずれがみられる。この原因として、有限要素法解析の面からは要素分割や境界領域の取り方に問題があるのではないかと考えられる。また、本手法が本質的に無損失の系を対象としているのに対して、実際には損失(導体損, 誘電体損, 放射損など)の影響も考えられる。一方、実験の面からは素子寸法のばらつきやアースの取り方などが考えられる。そこで、何がどの程度、有限要素法解と実験値のずれに影響して

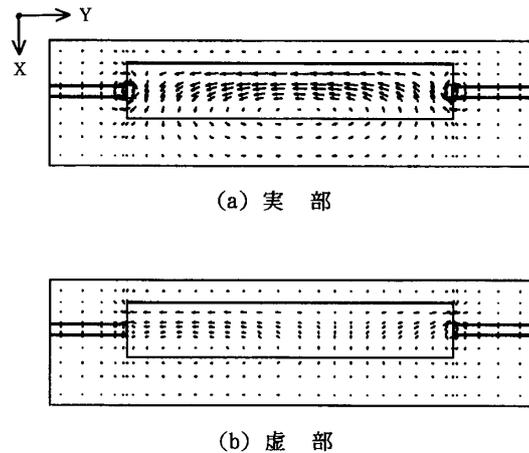


図11 基板に平行な誘電体中心面の磁界分布 ($f=1.85$ GHz)

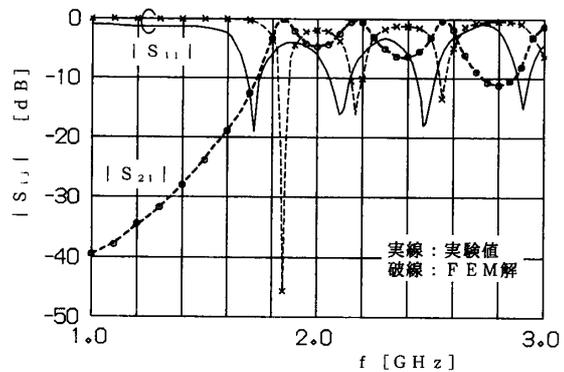


図12 誘電体E面導波管の反射・透過特性(整合回路無し)

いるかについて、現在解析・実験の両面から検討中である。

4.3 整合回路を持つ誘電体 E 面導波管

図12の $|S_{11}|$ の多峰特性は、マイクロストリップ線路とDEWとの整合をまったく考慮していないために発生している。そこで、DEWとのマイクロストリップ線路との整合をとるために、端面における導体ストリップの形状を変化させる方法を我々は検討している。ここでは、図13に示すようなT字形の励振パターンを持った構造について、有限要素法解析と実験との比較を行った。励振部の形状以外は図10(a)とまったく同一である。ただし、分岐がx方向に挿入されているために、z方向の分割を13に増加している。

有限要素法解析及び実験より得られた反射、透過係数の周波数特性を図14に示す。図14より、有限要素法解析と実験値とは定性的に一致していることがわかる。また、図12の整合を考慮していない場合と比較して、周波数が2 GHz~2.6 GHzの間で反射係数が-10 dB以下に減少しており、励振部に挿入した分岐が整合に寄与していることがわかる。周波数 $f=2.3$ GHzにおいて、E面から4.15 mmの位置におけるyz面内の磁界分布を図15に示す。励振部の分岐にも電流が流れていることが分かる。ここで用いた端面の励振パターンは、マイクロストリップ線路と導波管回路に並列に挿

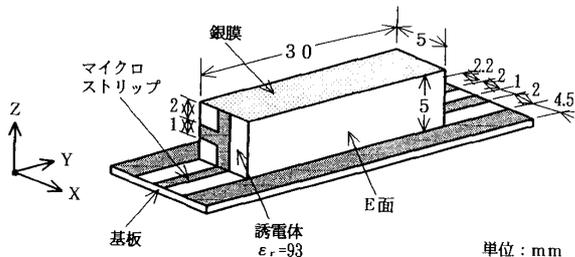


図13 誘電体 E 面導波管 (整合回路有り)

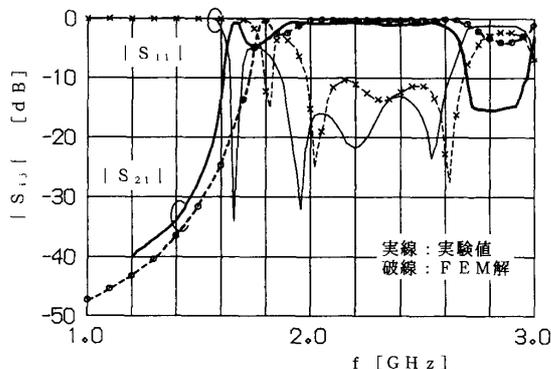


図14 誘電体 E 面導波管の反射・透過特性 (整合回路有り)

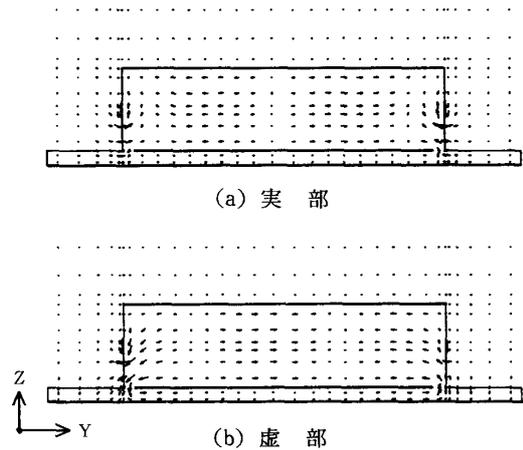


図15 E面から4.15 mmの位置における磁界分布 ($f=2.3$ GHz, Z軸1.5倍拡大表示)

入されたインダクタンスに等価と考えられる。図14の有限要素法解析と実験値との系統的な周波数のずれについても検討中である。

以上の結果により、本手法により高誘電率誘電体を含み、かつ導波管被膜やマイクロストリップなど複雑な導体配置を有する系に対して有効な解析が行えることが明らかになった。しかし、周波数の系統的なずれなど不明確な部分があり、解析・実験の両面から検討していく必要がある。

5. まとめ

本論文ではまず、高誘電率誘電体や複雑な金属配置を含むフィルタ等の伝達特性を解析するために、辺要素を用いた有限要素法による3次元伝達問題の定式化を行った。この定式化をもとに、3次元伝達問題の解析を行ったところ、不均質領域と均質導波路の境界面をどの位置に取るかによって伝達特性が大きく変化することが見いだされた。そこで、矩形導波管誘導性窓を取り上げ、その伝達特性の不安定性を示すと共に、その対策について検討した。その結果、従来均質導波路の固有モードとして解析解がよく用いられていたが、有限要素解を用いることによって少ない要素分割にも拘らず精度が向上することが明らかになった。次に、マイクロストリップ線路上に配置された高誘電率誘電体導波管や整合回路を考慮した誘電体 E 面導波管の伝達特性の解析を行い、実験との比較検討を行った。その結果、高誘電率誘電体や複雑な金属配置を含む構造にも拘らず、両者は定性的によく一致を示し、本手法がマイクロ波受動素子の有効な解析手段であることが明らかになった。しかし、いずれの場合も有限

要素法解と実験値との間に系統的な周波数のずれが見出されたので、要素分割や境界領域の取り方、損失（導体損、誘電体損、放射損など）の考慮について検討中である。

謝 辞

終始有益な御助言頂いた山口大学工学部長康雄助教授、久保洋助手、桐原昭雄技官に深謝する。

参 考 文 献

- 1) Y. Konishi: Nobel Dielectric Waveguide Components—Microwave Applications of New Ceramic Materials, Proceedings of the IEEE, 79, 726/740 (1991)
- 2) Y. Konishi, K. Konno, and I. Awai: Novel Dielectric—Waveguide Components, IEEE Trans. Broadcasting, BC-34-1, 2/8 (1988)
- 3) A. Konrad: Vector variational formulation of electromagnetic fields in anisotropic media, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-24, 553/559 (1976)
- 4) J. P. Webb: The finite—element method for finding modes of dielectric—loaded cavities, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-33, 635/639 (1985)
- 5) 小柴, 片野, 鈴木: 3次元電磁界固有値問題の有限要素法解析, 信学論 A, J68-A, 533/540 (1985)
- 6) M. Hano: Finite—element analysis of dielectric—loaded waveguides, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-32, 1275/1279 (1984)
- 7) 羽野: 3次元共振器問題の有限要素法解析—立方体要素の場合—, 信学論 C, J70-C, 791/796 (1987)
- 8) 松原, アンケーオ: ベクトル形状関数を用いた三次元電磁界問題の有限要素法解析, 信学論 C, J71-C, 160/161 (1988)
- 9) K. Ise, K. Inoue, and M. Koshiba: Three—dimensional finite—element method with edge elements for electromagnetic waveguide discontinuities, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-39, 1289/1295 (1991)
- 10) M. Koshiba, M. Sato, and M. Suzuki: Finite—element analysis of arbitrarily shaped H—plane waveguide discontinuities, Trans. Inst. Electron. Commun. Eng. Japan, E66, 82/87 (1983)
- 11) Z. J. Cendes and J. F. Lee: The Trans—Finite Element Method for Modeling MMIC Devices, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-36, 1639/1649 (1988)
- 12) 井瀬, 井上, 小柴: 電磁波導波路伝達問題の3次元有限要素法解析, 日本シミュレーション学会第11回電気・電子工学シンポジウムII-5 (1990)
- 13) 清水, 三原: マイクロ波工学, 東海大学出版会 (1967)