

論 文

FDTD解析におけるTE波エッジ条件の取扱い及びマイクロ波回路解析への応用

打矢 匡[†] 鈴木 康介[†] 柏 達也^{†a)}

On the Treatments of TE Mode Edge Conditions in the FDTD Method and Its Applications to the Microwave Circuit Analysis

Masashi UCHIYA[†], Kosuke SUZUKI[†], and Tatsuya KASHIWA^{†a)}

あらまし FDTD解析におけるエッジ条件の取扱いについてはTM波及びTE波に関して種々の報告がなされている。しかしながら、TE波における解析式はFDTD法の節点配置の都合上実用的な解析式はなかった。本論文では導体エッジ部がFDTD解析で通常用いられる格子の中央に位置する場合についてTE波のエッジ条件解析式の導出を試みた。その結果、簡便かつ実用的な式が得られた。応用例として、マイクロストリップアンテナ及び容量性Iris装荷導波管の解析を行い、本手法の有効性を確認した。

キーワード FDTD法, エッジ条件, マイクロストリップアンテナ, アイリス

1. ま え が き

近年、電磁界解析においてFDTD法[1],[2]が盛んに用いられている。FDTD解析においても有限導体板などのエッジを含む系の解析がしばしば行われる。一般に数値解析においては、特異点である導体エッジ部の取扱いには特別な処理を施す必要がある。空間離散間隔を細かくすることで誤差の縮小は可能だが計算時間及びメモリ使用量の増加は避けられない。しかも導体特異点に関する問題は空間格子分割を細かくしても特異点での問題自体は解決されない。このことはFDTD法においても同様であり、本手法においても導体エッジ端部でのエッジ条件を定式化する必要がある。また、通常のFDTD解析における節点配置において導体エッジ部で接線方向の電界をゼロとおくと等価的に導体が大きめに見えることが示されている[3],[4]。したがって、マイクロストリップアンテナ(MSA)では共振周波数が下がり、Iris装荷導波管では反射係数が増大する。

FDTD法においては導体特異点に関する取扱いについて種々の報告がされてきた[5]~[9]。MurはTM波及びTE波の両方に適用できるエッジ条件式を考案した[5]。柴田らはMurのTM波エッジ条件を3次元に拡張した[7]。ところでTE波におけるエッジ条件はMSA解析及び容量性Iris装荷導波管の解析などに示されるように重要な条件である。しかしながらMur及び柴田らのエッジ条件は、通常のFDTD解析では節点配置の関係でTM波のみにしか適用されていない。最近、PrzybyszewskiらはFDTD解析でTM波及びTE波の両方に適用できる新しいエッジ条件式を考案した[8]。このエッジ条件式は、エッジの位置が格子上の任意の位置でよくMurのエッジ条件のようにエッジ位置と格子が固定されていないので、非常に汎用的である。しかしながら、このエッジ条件を求めるには数値微分及び数値積分を行う必要があり、個々の問題に対してエッジ条件の収束確認やプログラミング等、手続きが非常に煩雑となり、高い精度の解を得るにはトータルで相当な時間を要する。そのため、手続きがより簡便で、高精度な解析的エッジ条件を求めることが重要である。

ところで、実際のFDTD解析においてはエッジは格子中央にある場合が一般的である。このようにエッジ

[†] 北見工業大学, 北見市

Kitami Institute of Technology, Kitami-shi, 090-8507
Japan

a) E-mail: KASHIWA-Tatsuya@elec@king.cc.kitami-it.ac.jp

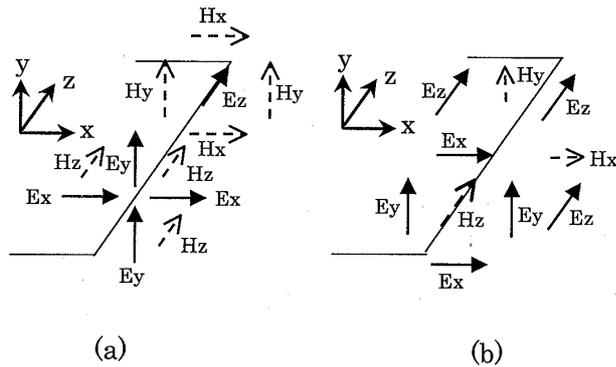


図1 導体エッジ部における節点配置

Fig. 1 Position of the field vector components near the edge.

部が格子点中央に位置するときには, Przybyszewski らの数値的微積分を用いた定式化においては解析式を得ることが可能である. このとき TM 波における解析式は Mur の条件と同様になる. しかしながら, TE 波については節点配置の都合上 Mur の条件式と異なる. したがって, TE 波について解析式を得ることが重要になる.

本論文では導体エッジ部が格子の中央に位置する場合について TE 波のエッジ条件解析式の導出を試みた. この場合, 計算手続きは中心差分である FDTD 式に適合している. その結果, 簡便かつ実用的な式となった. 応用例として, エッジ条件の効果が効いてくる MSA 及び容量性 Iris 装荷導波管の解析を行った. エッジ条件を考慮することにより比較的粗い格子でも実験値及び理論値と良好な一致が得られること示した.

2. エッジ条件

ここでは具体例として x - z 面の導体板を考える. FDTD 法においてエッジ近傍での節点配置は図 1(a),(b) 二つの方法が考えられる. 一般に境界条件の設定の容易さから導体エッジ部では接線方向成分をもつ電界節点を配置しているので, 通常, 節点配置は図 1(a) の方法が採用される.

Mur は図 2 の節点配置に関してエッジ条件を示した. 図 2(a) は TM 波, 図 2(b) は TE 波の節点配置を示す. 図 2(a) の TM 波の節点配置は図 1(a) の節点配置と同じであるので, 通常の FDTD 解析に直接用いることが可能である. しかしながら, 図 2(b) の TE 波の節点配置は図 1(b) には出てくるが図 1(a) には出てこない. したがって図 2(b) の TE 波でのエッジ条件は通常の FDTD 解析においては用いられることは少ない.

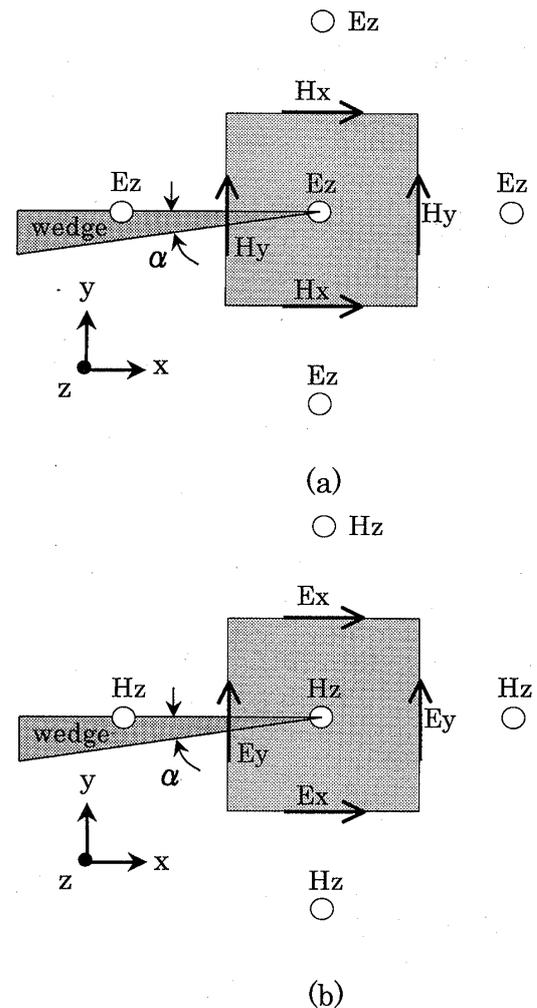


図2 Murのエッジ条件における節点配置

Fig. 2 Position of field components in the Mur's wedge condition. (a) TM mode (b) TE mode.

次に Przybyszewski らのエッジ条件 [8] を図 3 に示す. 図 3(a) は TM 波に対応する節点配置であり, 図 3(b) は TE 波に対応する節点配置である. 図 3(a), (b) はともに図 1(a) の節点配置に対応している. つまり TM 波と TE 波の両方で偏波によらず通常の FDTD 法における節点配置でエッジ条件を用いることが可能である. Przybyszewski らのエッジ条件式はエッジの位置は固定されていないがエッジ条件を入れるためには数値微分及び数値積分が必要である. しかしながら, 通常の FDTD 解析においてエッジは格子中央にある場合が多い. このとき, Przybyszewski らのエッジ条件では解析式を得ることが可能である. Przybyszewski らのエッジ条件式では後述のエッジ近傍での磁界を表す式 (1) を第 3 項まで使ってエッジ条件を導出しているために, 例えば図 3(b) での E_{y1} , E_{x1} , E_{y2} のエッジ条件式はいずれの場合も H_{z1} , H_{z2} , H_{z3} の 3 節点の

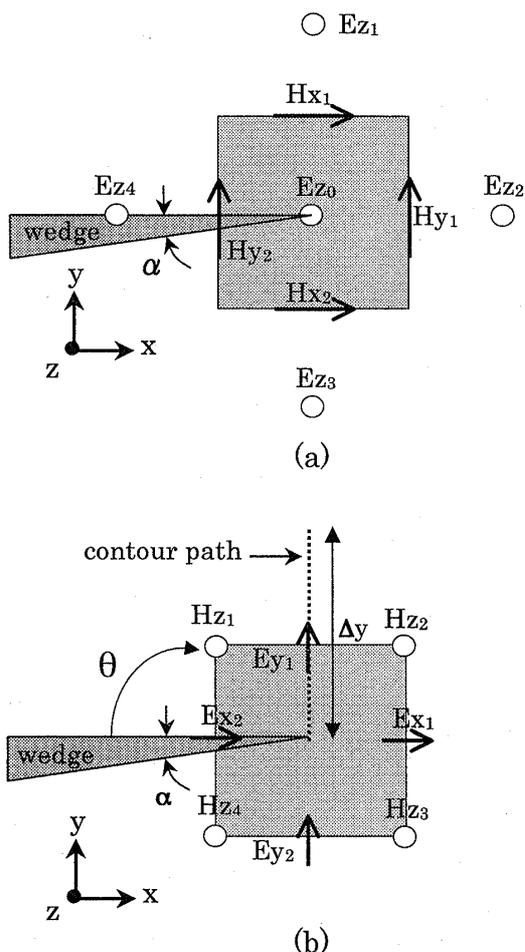


図3 Przybyszewskiのエッジ条件における節点配置

Fig.3 Position of field components in the Przybyszewski's wedge condition. (a) TM mode (b) TE mode.

磁界成分から求める。これは中心差分を用いる FDTD 法において計算手続きが適合していない。本論文では、3項近似に比べて精度は落ちるが実用的である第2項までのエッジ条件式を用いる。この場合、例えば図3(b)での E_{y1} のエッジ条件は H_{z1} , H_{z2} の二つの節点の磁界成分から求める。同様に E_{x1} は H_{z2} , H_{z3} から、 E_{y2} は H_{z3} , H_{z4} から求める。これは、通常の FDTD 法と同様の節点から計算するため計算手続きが FDTD 法に適合している。

エッジの十分近傍に関して磁界 H_z は式(1)のように表すことができる [5], [8]。

$$H_z = C_0(t) + C_1(t)r^{\nu_1} \cos(\nu_1\theta) + C_2(t)r^{\nu_2} \cos(\nu_2\theta) + \dots \quad (1)$$

$$\nu_n = n\pi/(2\pi - \alpha) \quad (2)$$

ここで、 t は時刻、 r はエッジ先端から磁界 H_z までの距離、 θ はエッジからの角度、 α はウェッジ角である。

以下、具体例として図3(b)に示される電界 E_{y1} の場合について説明する。求めるべき電界 E_{y1} は次式のように表される。

$$E_{y1} = \frac{\int_0^{\Delta y} E_y dy}{\Delta y} \quad (3)$$

FDTD 法においては格子点での電界 E_y の値は磁界セルの対応する辺に沿った電界 E_y の平均値を用いる。ここでは積分路は図3(b)の点線の部分に対応している。この積分路上では Maxwell の方程式より次式が満たされている。

$$\varepsilon \frac{\partial E_y(y)}{\partial t} = -\frac{\partial H_z(y)}{\partial x} + \frac{\partial H_x(y)}{\partial z} \quad (4)$$

上式を y について $0 \sim \Delta y$ まで積分して平均をとり、式(3)を用いると次式が得られる。

$$\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} E_{y1} = -\frac{\int_0^{\Delta y} \frac{\partial H_z}{\partial x} dy}{\Delta y} + \frac{\partial H_x}{\partial z} \quad (5)$$

なお、ここでは磁界成分 H_x に関するエッジの効果は考慮していない。式(5)の右辺第1項を直角座標から極座標に変換すると次式が得られる。

$$\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} E_{y1} = -\frac{\int_0^{\Delta y} \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} dr}{\Delta y} + \frac{\partial H_x}{\partial z} \quad (6)$$

エッジ近傍の磁界を表す式(1)を第2項まで考慮し、上式の右辺第1項に代入すると次式が得られる。

$$\varepsilon \frac{\partial}{\partial t} E_{y1} = C_1 \frac{\sin(\nu_1\theta_{e1})\Delta y^{\nu_1}}{\Delta y} + \frac{\partial H_x}{\partial z} \quad (7)$$

ここで、 θ_{e1} は E_{y1} 節点の角度である。図3(b)に示される磁界節点 H_{z1} , H_{z2} の値は式(1)を用いて次式のように表される。

$$H_{z1} = C_0 + C_1 r^{\nu_1} \cos(\nu_1\theta_{h1}) \quad (8)$$

$$H_{z2} = C_0 + C_1 r^{\nu_1} \cos(\nu_1\theta_{h2}) \quad (9)$$

ただし、ここでは式(7)と同様に式(1)の第2項まで考慮している。また、 θ_{h1} は磁界節点 H_{z1} の角度、 θ_{h2} は H_{z2} の角度である。式(8), (9)から C_1 を求めると次式が得られる。

$$C_1 = -\frac{H_{z2} - H_{z1}}{r^{\nu_1}(\cos(\nu_1\theta_{h1}) - \cos(\nu_1\theta_{h2}))} \quad (10)$$

式(7)に式(10)を代入し、 ∂t と ∂z に関する部分を離散化すると次式が得られる。

$$\begin{aligned}
E_{y1}^{n+1} = & E_{y1}^n - \frac{\Delta y \nu^1 \sin(\nu_1 \theta_{e1})}{r \nu^1 (\cos(\nu_1 \theta_{h1}) - \cos(\nu_1 \theta_{h2}))} \\
& \cdot \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta y} \left[H_{z2}^{n+\frac{1}{2}} - H_{z1}^{n+\frac{1}{2}} \right] \\
& + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta z} \left[H_{x2}^{n+\frac{1}{2}} - H_{x1}^{n+\frac{1}{2}} \right] \quad (11)
\end{aligned}$$

式(11)は通常のFDTD式と同様の形式をしている。これは、エッジ条件のFDTD式中への組込みが磁界成分 H_z の係数のみの変更ですむことを意味し、FDTD式に対して計算手続きの適合性が極めて高い実用的なものとなっていることがわかる。

ここでは $E_{y1}(\theta_{e1} = \pi/2)$ について定式化を行ったが、他の節点である $E_{x1}(\theta_{e2} = \pi)$ 、 $E_{y2}(\theta_{e3} = 3\pi/2)$ についても同様に定式化が行える。次に、具体例として等方格子における導体板エッジについての式を示す。この場合、 $\nu_1 = 1/2$ 、磁界節点 H_{z1} 、 H_{z2} 、 H_{z3} 、 H_{z4} についてはそれぞれ $\theta_{h1} = \pi/4$ 、 $\theta_{h2} = 3\pi/4$ 、 $\theta_{h3} = 5\pi/4$ 、 $\theta_{h4} = 7\pi/4$ である。

$$\begin{aligned}
E_{y1}^{n+1} = & E_{y1}^n - \frac{\sqrt{\Delta y} \sin(\frac{\pi}{4})}{\sqrt{r} (\cos(\frac{\pi}{8}) - \cos(\frac{3\pi}{8}))} \\
& \cdot \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta y} \left[H_{z2}^{n+\frac{1}{2}} - H_{z1}^{n+\frac{1}{2}} \right] \\
& + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta z} \left[H_{x2}^{n+\frac{1}{2}} - H_{x1}^{n+\frac{1}{2}} \right] \quad (12)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_{x1}^{n+1} = & E_{x1}^n + \frac{\sqrt{\Delta x} \sin(\frac{\pi}{2})}{\sqrt{r} (\cos(\frac{3\pi}{8}) - \cos(\frac{5\pi}{8}))} \\
& \cdot \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta x} \left[H_{z2}^{n+\frac{1}{2}} - H_{z3}^{n+\frac{1}{2}} \right] \\
& - \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta z} \left[H_{y2}^{n+\frac{1}{2}} - H_{y1}^{n+\frac{1}{2}} \right] \quad (13)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
E_{y2}^{n+1} = & E_{y2}^n - \frac{\sqrt{\Delta y} \sin(\frac{3\pi}{4})}{\sqrt{r} (\cos(\frac{5\pi}{8}) - \cos(\frac{7\pi}{8}))} \\
& \cdot \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta y} \left[H_{z3}^{n+\frac{1}{2}} - H_{z4}^{n+\frac{1}{2}} \right] \\
& + \frac{\Delta t}{\varepsilon \Delta z} \left[H_{x2}^{n+\frac{1}{2}} - H_{x1}^{n+\frac{1}{2}} \right] \quad (14)
\end{aligned}$$

これらの式を通常のFDTD法に直接用いることでTE波におけるエッジ条件を考慮することが可能となる。

3. マイクロストリップアンテナ解析

本エッジ条件の有効性を確認するためにマイクロストリップアンテナ(MSA)の解析を行った。図4に解析に用いたMSAを示す[10],[11]。本解析に用いたMSAは、給電部であるマイクロストリップラ

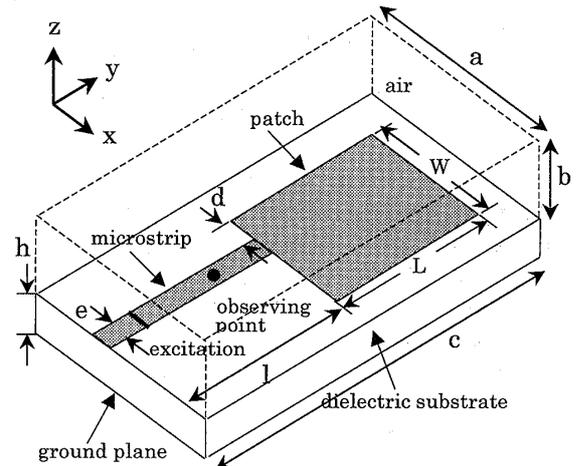


図4 マイクロストリップアンテナ
Fig. 4 Microstrip antenna.

インと放射部であるパッチが同一平面上に構成されている。各方向の空間離散間隔は $\Delta x=0.389$ [mm]、 $\Delta y=0.4$ [mm]、 $\Delta z=0.198$ [mm]とした。誘電体の厚さ及びパッチアンテナの大きさはそれぞれ、 $W=32\Delta x$ 、 $L=40\Delta y$ 、 $h=4\Delta z$ 、 $a=62\Delta x$ 、 $b=16\Delta z$ 、 $c=130\Delta y$ 、 $d=5\Delta x$ 、 $e=6\Delta x$ 、 $l=70\Delta y$ である。時間離散間隔 Δt は 0.48589 [ps]である。また、誘電体基板の比誘電率 $\varepsilon_r=2.2$ 、誘電正接 $\tan\delta=0$ を、導体については厚さ零の完全導体を仮定した。吸収境界としてはPMLを用いている[12]。また、PML吸収境界層は $a \times b \times c$ の外側に位置し4層である。PML層のアンテナからの位置及びPML層の厚さは、それぞれを変えてもPMLからの反射の影響がない位置及び厚さであることを確認している。なお、計算中で考慮しているエッジ条件はTE波に対してのみである。

MSAについて、以下の四つの場合について解析を行い実験値[11]と周波数特性の比較をした。

- ① エッジ条件を考慮しない場合、
 $\Delta x=W/32$ 、 $\Delta y=L/40$ 、 $\Delta z=h/4$ [mm]
- ② エッジ条件を考慮した場合、
 $\Delta x=W/32$ 、 $\Delta y=L/40$ 、 $\Delta z=h/4$ [mm]
- ③ エッジ条件を考慮しない場合、
 $\Delta x=W/64$ 、 $\Delta y=L/80$ 、 $\Delta z=h/8$ [mm]
- ④ エッジ条件を考慮した場合、
 $\Delta x=W/64$ 、 $\Delta y=L/80$ 、 $\Delta z=h/8$ [mm]

周波数特性 $|S_{11}|$ を求めるにあたっては、マイクロストリップラインのみのモデルによって観測した波形を入力波として、図4に示される観測点において観測したMSAパルス応答波形から入力波を引いたものを反射波

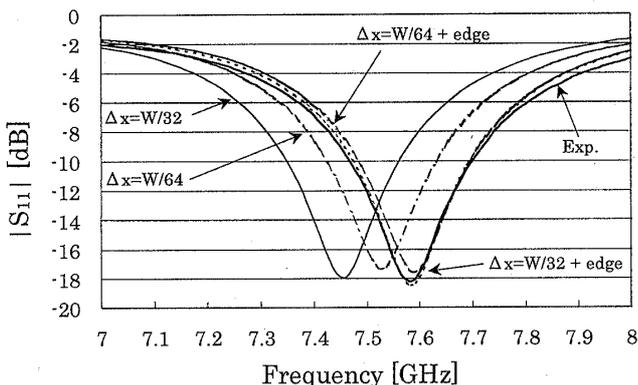


図5 マイクロストリップアンテナの反射係数 $|S_{11}|$ の周波数特性

Fig.5 Frequency characteristics of reflection coefficient $|S_{11}|$ of microstrip antenna.

としてフーリエ変換を行い周波数特性を求めた。このとき、観測時間に対応している Iteration 回数は $9300\Delta t$ とした。図5に $|S_{11}|$ の解析結果を示す。ここで、①の場合の共振周波数は $f=7.458\text{GHz}(-1.61\%)$ 、②の場合が $f=7.584\text{GHz}(0.05\%)$ 、③の場合が $f=7.521\text{GHz}(-0.78\%)$ 、④の場合が $f=7.592\text{GHz}(0.16\%)$ である。なお、() 内の数字は実験値を基準とした誤差を示しており、実験値は $f=7.58\text{GHz}$ である [11]。エッジ条件を考慮することで空間格子が粗い場合でも共振周波数が実験値と非常によく一致することがわかる。また、周波数帯域が実験値に比べやや少なめに出るが、エッジ条件を考慮しなかった場合と比べ良好な特性が得られることがわかる。

4. 容量性 Iris 装荷導波管の解析

本エッジ条件の有効性を確認するために容量性 Iris 装荷導波管の解析を行い、反射係数及び透過係数を求めた。図6に解析に用いた容量性 Iris 装荷導波管を示す。導波管の開口幅は $a=22.9[\text{mm}]$ 、 $b=10.2[\text{mm}]$ である (WRJ-10)。Iris の開口幅 $d=b/2$ である。Iris の厚さは無視した。入力面から吸収境界までの距離 $l_1=22.9[\text{mm}]$ 、入力面から Iris、Iris から吸収境界までの距離はそれぞれ $l_2=l_3=45.8[\text{mm}]$ である。入力波は TE_{10} mode である。反射係数及び透過係数は Iris から $22.9[\text{mm}]$ 離れた図6に示される観測点①及び②でそれぞれ求めている。本論文では、吸収境界として PML を用いた [12]。PML はカットオフ周波数近傍の波を吸収しにくい、本論文においては 8GHz 以上では反射の影響がないことを確認している。なお、計算中で考慮しているエッジ条件は TE 波に対してのみで

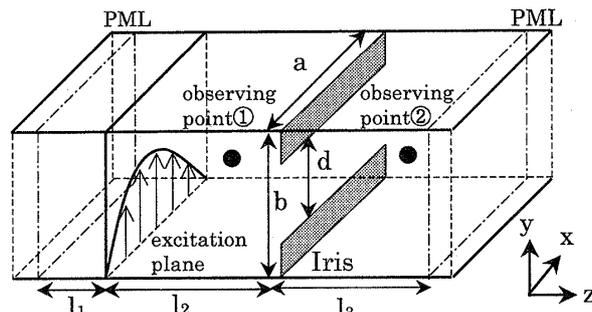


図6 容量性 Iris 装荷方形導波管 (WRJ-10)

Fig.6 The rectangular waveguide with a capacitive iris.

ある。本論文では、以下の四つの場合について解析を行った。本エッジ条件の精度比較として、Sパラメータを求め理論値と比較した。

① エッジ条件を考慮しない場合、

$$\Delta x=a/32, \Delta y=\Delta z=b/16 [\text{mm}]$$

② エッジ条件を考慮した場合、

$$\Delta x=a/32, \Delta y=\Delta z=b/16 [\text{mm}]$$

③ エッジ条件を考慮しない場合、

$$\Delta x=a/64, \Delta y=\Delta z=b/32 [\text{mm}]$$

④ エッジ条件を考慮した場合、

$$\Delta x=a/64, \Delta y=\Delta z=b/32 [\text{mm}]$$

反射係数の理論値は以下のように求めた。Iris の等価サセプタンス (TE_{10} mode, $a \times b$ 方形導波管) は次式で表される。ただし、サセプタンス B の理論値は $2b/\lambda_g < 1$ で約1%以下の誤差がある [13]。

$$\frac{B}{Y_0} = \frac{4b}{\lambda_g} \left[\ln \left(\csc \frac{\pi d}{2b} \right) + \frac{Q \cos^4 \frac{\pi d}{2b}}{1 + Q \cos^4 \frac{\pi d}{2b}} + \frac{1}{16} \left(\frac{b}{\lambda_g} \right)^2 \left(1 - 3 \sin^2 \frac{\pi d}{2b} \right)^2 \cos^4 \frac{\pi d}{2b} \right] \quad (15)$$

ここで、 λ_g は管内波長、 d は Iris の開口幅、 Q は

$$Q = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{b}{\lambda_g} \right)^2}} - 1 \quad (16)$$

である。また、負荷インピーダンス Z_l は次式で表される。

$$\frac{1}{Z_l} = jB + \frac{1}{Z_0} \quad (17)$$

ここで、 Z_0 は導波管のインピーダンスである。最終的に反射係数 Γ は次式で表される。

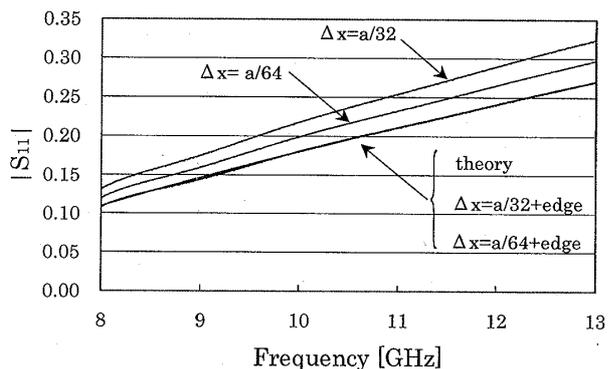


図7 Iris 装荷方形導波管における反射係数 $|S_{11}|$ の周波数特性

Fig. 7 Frequency characteristics of reflection coefficient $|S_{11}|$ of rectangular waveguide with a capacitive iris.

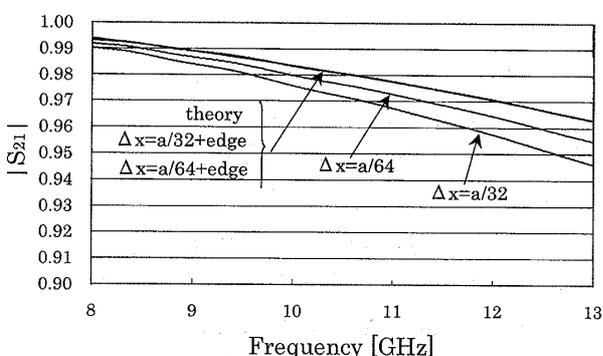


図8 Iris 装荷方形導波管における透過係数 $|S_{21}|$ の周波数特性

Fig. 8 Frequency characteristics of transmission coefficient $|S_{21}|$ of rectangular waveguide with a capacitive iris.

$$\Gamma = \frac{Z_l - Z_0}{Z_l + Z_0} \quad (18)$$

また、透過係数 T は次式で示される。

$$T = \sqrt{1 - \Gamma^2} \quad (19)$$

図7、図8にそれぞれ反射係数 $|S_{11}|$ 、透過係数 $|S_{21}|$ の解析結果を示す。図7、図8ではエッジ条件を用いた結果は理論値とほぼ一致したためにグラフ上では重なって描かれている。図7、図8より解析のエッジ条件を用いることで、理論値に良好に一致することがわかる。これらの図より $\Delta x = a/64$ でも理論値に収束しないと考えられるので、本手法を用いることで、少なくとも計算時間が $1/256$ 、使用メモリが $1/64$ になると考えられる。

なお、MSA 解析及び Iris 装荷導波管解析において、Mur 及び柴田らの TM 波でのエッジ条件のみを考慮し

た場合は、本解析では本論文で定義する TM 波成分がほとんど存在しないので、通常の FDTD 解析と同様の解が得られた。しかしながら、より汎用性をもたせるために、TM 波及び TE 波エッジ条件をともに考慮した場合、数値的発散が起こった。これは、エッジ条件式を組み込んだ FDTD 差分式の代数的安定性の問題と考えられる。

5. むすび

FDTD 法において通常の境界条件の設定においては Mur のエッジ条件は一般に TM 波しか用いられない。これに対して Przybyszewski らのエッジ条件は上記の場合においても TM 波及び TE 波の両方で用いることができる。しかしながらこの場合、数値微分及び数値積分を行う必要があった。本論文では、Przybyszewski らのエッジ条件においてエッジ部を格子点中央に位置する場合について TE 波での解析式を得た。この場合、計算に用いる節点配置が中心差分である FDTD 法に適合しているので、簡便かつ実用的な式となった。応用例として本手法を用いて MSA の解析を行い周波数特性を求め実験値と良好に一致することを示した。また、容量性 Iris 装荷導波管の反射係数及び透過係数を求め理論値と良好に一致することを示した。本エッジ条件を FDTD 解析に用いることで、比較的粗い格子においても解が精度良く求められることが示された。また、エッジ条件を考慮することにより、計算時間及び計算メモリの縮小が可能になり計算効率が非常に高くなることを示された。

本手法ではエッジの角度 $\alpha = 0$ のときのみエッジ条件を考えたが、エッジの角度 α が任意の角度のときも同様に用いることができる。また、TM 波におけるエッジ条件及び TE 波におけるエッジ条件をともに考慮した場合の数値的発散については今後調べていく必要がある。

謝辞 日ごろよりお世話になる旭川工業高等専門学校鏡慎教授及び関係各位に深謝致します。

文 献

- [1] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media," IEEE Trans. Antennas & Propag., vol. AP-14, no. 3, pp. 302-307, May 1966.
- [2] A. Taflov, Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, Artech House, 1995.
- [3] 大西輝夫, 柏 達也, 内藤行雄, 細久良雄, "同軸給電パッチアンテナの FD-TD 解析," 信学論 (B-II), vol. J80-B-II,

no.10, pp.921-924, Oct. 1997.

- [4] T. Kashiwa, K. Suzuki, Y. Kanai, T. Tsukamoto, and M. Miyakawa, "FDTD analysis of TEAM problem 18 using edge condition," Japanese-Bulgarian-Macedonian Joint Seminar on Applied Electromagnetics, Sofia, Bulgaria, Sept. 1998.
- [5] G. Mur, "The modeling of singularities in the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equations," IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol.MTT-29, no.10, pp.1073-1077, Oct. 1981.
- [6] D. B. Shorthouse and C. J. Railton, "The incorporation of static field solutions into the finite difference time domain algorithm," IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol.40, no.5, pp.986-994, May 1992.
- [7] 柴田随道, 伊藤龍男, "導体縁特異点に対する FDTD 計算式の補正法," 信学論 (C-I), vol.J80-C-I, no.5, pp.248-249, May 1997.
- [8] P. Przybyszewski and M. Mrozowski, "A conductive wedge in Yee's mesh," IEEE Microwave and Guided Wave Lett., vol.8, no.2, pp.66-68, Feb. 1998.
- [9] M. Foroughipour and K. P. Esselle, "Analysis of microstrip lines with diagonal edges using a singularity-enhanced FDTD thchnique," Microwave and Optical Technology Lett., vol.23, no.2, pp.121-123, Oct. 1999.
- [10] D. M. Sheen, S. M. Ali, M. D. Abouzahra, and J. A. Kong, "Application of the three-dimensional finite-difference time-domain method to the analysis of planer microstrip circuits," IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol.38, no.7, pp.849-857, July 1990.
- [11] 大西輝夫, 柏 達也, 深井一郎, "任意格子 FD-TD 法を用いた曲面上マイクロストリップアンテナの解析," 信学論 (B-II), vol.J75-B-II, no.12, pp.957-963, Dec. 1992.
- [12] J. P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," J. Comp. Physics, vol.114, pp.185-200, 1994.
- [13] N. Marcuvitz, Waveguide Handbook, pp.218-219, McGraw-Hill, 1986.

(平成 12 年 3 月 2 日受付, 6 月 15 日再受付)



鈴木 康介 (学生員)

平 10 北見工大・電気電子卒。平 12 同大大学院修士課程了。現在, 日本電気(株)。在学中, 電磁界解析に従事。



柏 達也 (正員)

昭 59 北大・工・電気卒。昭 61 同大大学院修士課程了。昭 63 同博士課程中退。同年同大・工・電気・助手。平 8 北見工大・電気電子・助教。電磁界解析に従事。工博。平 4 IEEE AP-S Tokyo Chapter Young Engineer Award。共著「Handbook of Microwave Technology」(Academic Press), 「Antennas and Associated Systems for Mobile Satellite Communications」(Research Signpost) 等。IEEE MTT 査読委員。IEEE 会員。



打矢 匡 (学生員)

平 12 北見工大・電気電子卒。同年同大大学院入学。以来, 電磁界解析に従事。