斜めに給電された板状アンテナの FDTD 解析

木田　彰[†a)]（学生員）　宇野　亨[†]（正員）
有馬　卓司[†]（正員）　高橋　応明[††]（正員）

FDTD Analysis of Obliquely Fed Planar Antenna

Akira KIDA[†a)], *Student Member*, Toru UNO[†],
Takuji ARIMA[†], and Masaharu TAKAHASHI[††], *Members*

[†] 東京農工大学工学部，小金井市
Tokyo University of Agr. & Tech., 2–24–16 Nakacho, Koganei-shi, 184–8588 Japan
[††] 千葉大学フロンティアメディカル工学研究開発センター，千葉市
Chiba University, 1–33 Yayoicho, Inage-ku, Chiba-shi, 263–8522 Japan
a) E-mail: akida@cc.tuat.ac.jp

あらまし　本論文では，FDTD 法によるアンテナモデル化の適応性の向上を目的に，FDTD セルに対して斜めに給電された板状アンテナの解析法を提案し，自己補対アンテナ解析に適用することによって本手法の有効性を示す．

キーワード　斜め給電，FDTD 法，自己補対アンテナ

1. まえがき

FDTD 法 [1]〜[4] はモデル化が単純で実用的な精度が容易に得られることから，アンテナを含む多くの電磁界解析分野に用いられてきた．しかし，FDTD 法では通常直方体セルを用いているため，任意の解析対象に対しても高精度な解析ができるわけではなく，これを解決するために多くの努力がなされている [5]．本論文で検討する斜めに給電された板状アンテナもその一つである．例えば図 1 (a) のような開き角 $\theta = 90^\circ$ の板状ボウタイアンテナを解析する場合，通常は図 1 (b) のように給電電圧を電界セルに一致させるようにとる．こうすると導体エッジは階段近似されることになり解析精度が劣化する．これを解決するために，導体エッジ近似だけ特別な形状のセルを用いる方法が提案されているが，必ずしも有効ではない [6], [7]．また，このアンテナ付近に別の散乱体があるような場合には，このようなセルを配置することは必ずしもできない．これに対して図 1 (c) のような斜め方向の給電がモデル化できれば FDTD 法の適用度が高まると考えられる．

一方，近年，UWB 通信が注目され，超広帯域アンテナの開発が急がれている．自己補対アンテナ [8] は原理的に定インピーダンス性を有しており，UWB 通信用アンテナとしても有力であると考えられる．そこで本論文では，FDTD セルに対して斜めに給電された板状アンテナのモデル化を提案するとともに，自己補対アンテナのインピーダンス特性解析を行って本手法の有効性を示す．

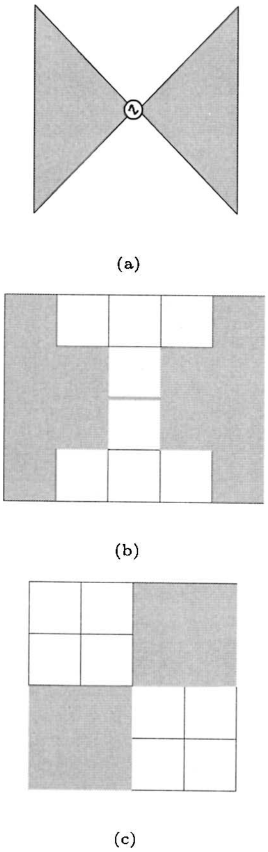

図 1　ボウタイアンテナとその給電部近似のセル配置
Fig. 1　Bow-tie antenna and cell arrangement near feed point.

2. 給電部の FDTD モデル

2.1 給電電圧

図 2 にアンテナ導体を含む x–y 面内のセルを示す．アンテナは電圧 V でデルタギャップ給電されており，給電のための外部電界 $\boldsymbol{E}^{ex}$ は x 軸に対して 45° 傾いているとすると $\boldsymbol{E}^{ex}$ は

$$\begin{cases} \boldsymbol{E}^{ex}(\boldsymbol{r}) = V\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_{fed})\hat{s_0} \\ \hat{s_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}\hat{x} + \frac{1}{\sqrt{2}}\hat{y} \end{cases} \tag{1}$$

と表される．磁界 $H_z(Q_1^z)$ を求めるために閉曲線 C_1 にファラデーの法則を適用すると，

$$\oint_C \boldsymbol{E} \cdot d\boldsymbol{l} = 0 + E_x(P_1^z)\Delta x + E_y(P_2^z)\Delta y$$

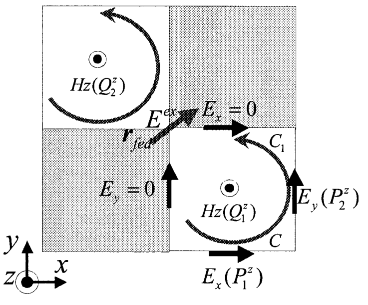

図 2 H_z 成 分
Fig. 2 H_z component.

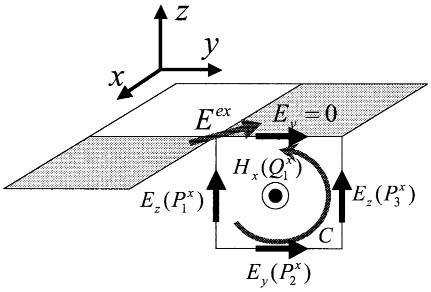

図 3 H_x 成 分
Fig. 3 H_x component.

$$
\begin{aligned}
&+0-V\hat{s_0}\cdot\hat{s_0}\\
&=-\mu_0\frac{\partial H_z(Q_1^z)}{\partial t}\Delta x\Delta y
\end{aligned}\tag{2}
$$

となる．式 (2) に $t=n\Delta t$ を代入すると $H_z^{n+\frac{1}{2}}(Q_1^z)$ を求めることができる．$H_z^{n+\frac{1}{2}}(Q_2^z)$ に関しても同様である．同じように図 3 のような y–z 面内のセルにファラデーの法則を適用すると

$$
\begin{aligned}
\oint_C \boldsymbol{E}\cdot \boldsymbol{dl} &= -E_z(P_1^x)\Delta z + E_y(P_2^x)\Delta y\\
&\quad + E_z(P_3^x)\Delta z + 0 - V\hat{s_0}\cdot\frac{1}{\sqrt{2}}\hat{y}\\
&= -\mu_0\frac{\partial H_x(Q_1^x)}{\partial t}\Delta x\Delta y
\end{aligned}\tag{3}
$$

となるから，これより磁界 $H_x^{n+\frac{1}{2}}(Q_1^x)$ を求めることができる．他の成分も同様にできて，給電点を含む磁界セルエッジ上の磁界は

$$
\begin{aligned}
&H_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i_{fed},j_{fed}+\frac{1}{2},k_{fed}-\frac{1}{2}\right)\\
&=H_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i_{fed},j_{fed}+\frac{1}{2},k_{fed}-\frac{1}{2}\right)\\
&\quad-\frac{\Delta t}{\mu_0\Delta y\Delta z}\left\{\Delta y E_y^n\left(i_{fed},j_{fed},k_{fed}-1\right)-\frac{V}{2}\right\}\\
&\quad+\frac{\Delta t}{\mu_0\Delta y}\left\{E_z^n\left(i_{fed},j_{fed},k_{fed}-1\right)\right.\\
&\quad\left.-E_z^n\left(i_{fed},j_{fed}+1,k_{fed}-1\right)\right\}
\end{aligned}\tag{4}
$$

$$
\begin{aligned}
&H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i_{fed}+\frac{1}{2},j_{fed},k_{fed}-\frac{1}{2}\right)\\
&=H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i_{fed}+\frac{1}{2},j_{fed},k_{fed}-\frac{1}{2}\right)\\
&\quad+\frac{\Delta t}{\mu_0\Delta x\Delta z}\left\{\Delta x E_x^n\left(i_{fed},j_{fed},k_{fed}-1\right)-\frac{V}{2}\right\}\\
&\quad-\frac{\Delta t}{\mu_0\Delta x}\left\{E_z^n\left(i_{fed},j_{fed},k_{fed}-1\right)\right.\\
&\quad\left.-E_z^n\left(i_{fed}+1,j_{fed},k_{fed}-1\right)\right\}
\end{aligned}\tag{5}
$$

$$
\begin{aligned}
&H_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i_{fed}+\frac{1}{2},j_{fed}-\frac{1}{2},k_{fed}\right)\\
&=H_z^{n-\frac{1}{2}}\left(i_{fed}+\frac{1}{2},j_{fed}-\frac{1}{2},k_{fed}\right)\\
&\quad+\frac{\Delta t}{\mu_0\Delta y}\left\{E_x^n\left(i_{fed},j_{fed}-1,k_{fed}\right)\right\}\\
&\quad+\frac{\Delta t}{\mu_0\Delta x\Delta y}\left\{\Delta y E_y^n(i_{fed}+1,j_{fed}-1,k_{fed})-V\right\}
\end{aligned}\tag{6}
$$

と表され斜め給電に対する磁界の計算ができることになる．

2. 2 給 電 電 流

アンテナの給電電流 I はアンペアの法則

$$
I=\oint_C \boldsymbol{H}\cdot \boldsymbol{dl}\tag{7}
$$

より求められるが，斜め給電の場合には，図 4 の閉曲線 C に沿う磁界 H_1, H_2 が配置されていないため，そのままでは式 (7) を適用することができない．そこで給電点付近の FDTD セルに配置された磁界 H_x, H_y を用い，それをベクトル的に合成して H_1, H_2 を求めることにする．こうすると H_1, H_2 は

$$
\begin{aligned}
H_1&=\frac{H_x\left(i_{fed},j_{fed}-\frac{1}{2},k_{fed}-\frac{1}{2}\right)}{\sqrt{2}}\\
&\quad-\frac{H_y\left(i_{fed}-\frac{1}{2},j_{fed},k_{fed}-\frac{1}{2}\right)}{\sqrt{2}}
\end{aligned}\tag{8}
$$

$$
H_2=\frac{H_x\left(i_{fed},j_{fed}-\frac{1}{2},k_{fed}+\frac{1}{2}\right)}{\sqrt{2}}
$$

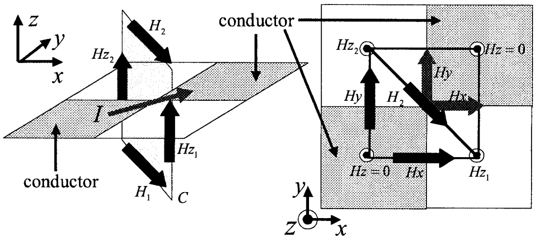

図 4　給電電流
Fig. 4　Feed current.

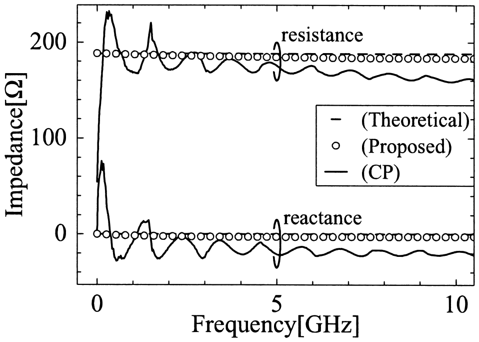

図 5　ボウタイアンテナの入力インピーダンス
Fig. 5　Input impedance of bow-tie antenna.

$$-\frac{H_y\left(i_{fed}-\frac{1}{2},j_{fed},k_{fed}+\frac{1}{2}\right)}{\sqrt{2}} \qquad (9)$$

となる．

3. 解析結果

本論文の有効性を示すために，まず，開き角 90° の無限に広いボウタイアンテナインピーダンスを計算した結果を図 5 に示す．また，従来の給電法と CP 法 [7] を用いて計算したインピーダンスも同時に示している．セルサイズは $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1$[mm] とし，吸収境界条件には PML 吸収境界条件を用いた．同一のセルサイズでありながら広帯域にわたって自己補対アンテナの理論値 (60π[Ω]) [8] に一致しており，本手法のの有効性が確認できる．

次に図 6 に示す不平衡形自己補対アンテナを解析を行った．その結果を図 7 に示す．なお，導体の長さは $l_1 = 15, l_2 = 25, l_3 = 35, l_4 = 45, l_5 = 55$[mm] であり，幅 d はすべて 5mm とした．また，セルサイズは $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1$[mm] とした．本手法による計算値では，$60\pi = 188[\Omega]$ に近い値を得ることができており，提案手法での有効性を確認することができた．なお，理論値 60π[Ω] と計算値とが完全に一致していない．これはアンテナ導体近傍の電磁界分布が急激に

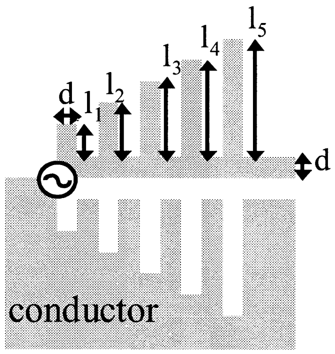

図 6　不平衡形自己補対アンテナ
Fig. 6　Unbalanced self-complementary antenna.

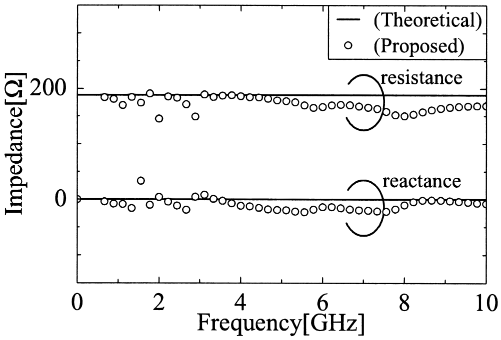

図 7　不平衡形自己補対アンテナの入力インピーダンス
Fig. 7　Input impedance of unbalanced self-complementary antenna.

変化することをモデル化できていないためだと考えられる [9]．

4. む す び

本論文では，斜め給電された板状アンテナの解析方法を提案し，自己補対アンテナ解析を通してその有効性を示した．この結果，給電部を FDTD セルに合わせ，CP 法を用いてアンテナをモデル化するよりも，アンテナをセルに合わせ，斜め方向に給電する方が，高精度な解析を行えることが分かった．今後は FDTD セルに合わせられないアンテナの解析を行い汎用性を高めていく必要があると考える．

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.14, no.4, pp.302–307, April 1966.
[2] K.S. Kunz and R.J. Luebbers, The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics, CRC Press, 1993.
[3] A. Taflove, ed., Advances in Computational Elec-

trodynamics: The Finite Difference Time Domain Method, Artech House, 1998.

[4] 宇野 亨，FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析，コロナ社，1998.

[5] 宇野 亨，“FDTD 法を用いたアンテナ設計,” 信学論（B），vol.J86-B, no.9, pp.1678–1693, Sept. 2003.

[6] T.G. Jurgens, A. Taflove, K.R. Umashakar, and T.G. Moore, “Finite-differemce time domain modeling of curved surfaces,” IEEE Trans. Antennas Propag., vol.40, no.4, pp.357–366, April 1992.

[7] Y. Nishioka, O. Maeshima, T. Uno, and S. Adachi, “FDTD analysis of resister-loaded bow-tie antenna covered with ferrite-coated conducting cavity for subsuface radar,” IEEE Trans. Antennas Propag., vol.47, no.6, pp.970–977, June 1999.

[8] Y. Mushiake, Self-Comlementary Antennas, Principle of Self-Comlementary for Constant Impedance, Springer, 1996.

[9] 有馬卓司，宇野 亨，“準静近似を利用した FDTD 法による誘電体基板上線上アンテナ解析の高精度化,” 信学論（B），vol.J85-B, no.2, pp.200–206, Feb. 2002.

（平成 16 年 1 月 5 日受付）