

Thin Wire Modeling for FDTD Electromagnetic Calculations in the Two-Dimensional Cylindrical Coordinate System

Yohei Taniguchi Student Member (Doshisha University, dtg0176@mail4.doshisha.ac.jp)

Yoshihiro Baba Member (Doshisha University, ybaba@mail.doshisha.ac.jp)

Naoto Nagaoka Member (Doshisha University, nnagaoka@mail.doshisha.ac.jp)

Akihiro Ametani Member (Doshisha University, aametani@mail.doshisha.ac.jp)

Keywords: finite difference time domain method, thin wire, surge, electromagnetic field, two dimensional cylindrical coordinate system

In this paper, the equivalent radius of a thin wire represented using the FDTD method in the two-dimensional (2D) cylindrical coordinate system is identified, and a technique to represent a thin wire having an arbitrary radius in the 2D cylindrical coordinate system is proposed.

Figure 1 shows the dependence of radial electric field around a vertical wire on the horizontal distance from the wire axis calculated using the 2D-cylindrical FDTD method and its approximation using an expression, $E(r) = 1.5\Delta r/r$, where Δr is the lateral length of a cell and r is the horizontal distance from the wire axis. Note that the radial electric field shown in Fig. 1 is normalized so that the field at $r = 1.5\Delta r$ should be unity. It is clear from Fig. 1 that all of the FDTD-calculated values of radial electric field, including that at the closest point ($0.5\Delta r$), is located on the approximated curve given by $E(r) = 1.5\Delta r/r$.

If the voltage difference between the thin wire and a horizontal distance $r = \Delta r$ calculated using the 2D-cylindrical FDTD method ($3.00\Delta r$) is equal to that calculated using the approximate expression, $E(r) = 1.5\Delta r/r$, the following relation is obtained.

$$3.00\Delta r = \int_{r_0}^{\Delta r} E(r) dr = 1.5\Delta r \ln(\Delta r/r_0) \dots \dots \dots (1)$$

where r_0 is the equivalent radius of the thin wire. From Eq. (1), r_0 is given by

$$r_0 \approx 0.135\Delta r \dots \dots \dots (2)$$

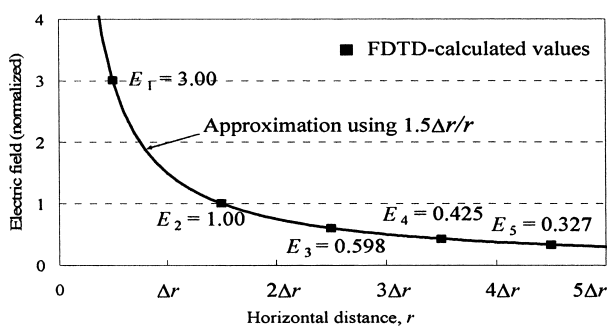


Fig. 1. Radial electric-field variation around a vertical wire calculated using the 2D-cylindrical FDTD method and its approximation using an expression, $1.5\Delta r/r$

The thin-wire representing techniques proposed by Umashakar et al (1987) and by Noda and Yokoyama (2002), both for the 3D Cartesian coordinate system, are applied to representing a thin wire in the 2D cylindrical coordinate system. The former employs the following update equation for magnetic field closest to a thin wire having an arbitrary radius, a .

$$H_{\varphi}^{n+1/2} = H_{\varphi}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\mu \Delta z} [E_{r-1,(k+1)}^n - E_{r-1,k}^n] - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta r} \frac{2}{\ln(\Delta r/a)} E_{z-2,k}^n \dots \dots \dots (3)$$

The latter represent a thin wire having an arbitrary radius, a , by embedding the wire in an artificial medium having relative permittivity and permeability given as follows.

$$\left. \begin{aligned} \epsilon'_r &= m\epsilon_r, & \mu'_r &= \mu_r/m \\ m &= \frac{\ln(\Delta r/r_0)}{\ln(\Delta r/a)}, & r_0 &= 0.135\Delta r \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (4)$$

Figure 2 shows characteristic-impedance values of a coaxial conductor calculated using the 2D-cylindrical FDTD method with thin-wire representing techniques of Eqs. (3) and (4), and those calculated using an exact theoretical expression. It is clear from Fig. 2 that FDTD-calculated results with Eq. (4) agree quite well with the corresponding theoretical values, while those with Eq. (3) do not agree with the corresponding theoretical values.

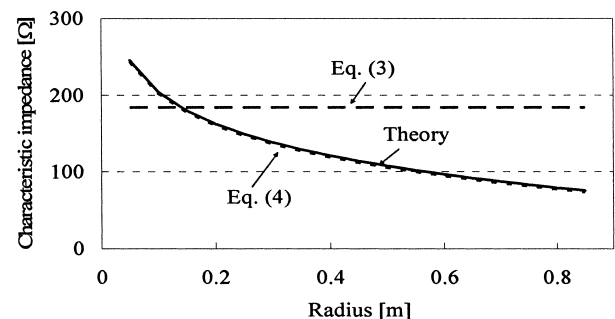


Fig. 2. Characteristic-impedance values calculated using the 2D cylindrical FDTD method with arbitrary-radius-wire representation techniques and those calculated theoretically

二次元円筒座標系における FDTD 計算のための細線導体模擬法

学生員 谷口 洋平* 正員 馬場 吉弘*

正員 長岡 直人* 正員 雨谷 昭弘*

Thin Wire Modeling for FDTD Electromagnetic Calculations in the Two-Dimensional Cylindrical Coordinate System

Yohei Taniguchi*, Student Member, Yoshihiro Baba*, Member, Naoto Nagaoka*, Member, Akihiro Ametani*, Member

In this paper, the equivalent radius of a thin wire represented using the FDTD method in the two-dimensional (2D) cylindrical coordinate system is identified as $0.135\Delta r$, where Δr is the lateral side length of the rectangular cells, while that of a thin wire represented in the 3D Cartesian coordinate system is known to be $0.230\Delta r$. Furthermore, it is shown that the technique proposed by Noda and Yokoyama to represent a thin wire having an arbitrary radius in the 3D Cartesian coordinate system can be applied successfully to representing such a thin wire in the 2D cylindrical coordinate system if $0.135\Delta r$ is used for the equivalent radius instead of $0.230\Delta r$.

キーワード：FDTD 法，細線導体，サージ，電磁界，二次元円筒座標系

Keywords: finite difference time domain method, thin wire, surge, electromagnetic field, two dimensional cylindrical coordinate system

1. 緒 言

FDTD (finite difference time domain) 法⁽¹⁾は、Maxwell 方程式の電界および磁界に関する 2 つの回転の式を時間、空間に対して差分化し、解析空間の電磁界の挙動を時間領域で求める手法である。この手法を用いた解析では、解析対象を含む全ての解析空間をセルと呼ばれる微小要素に分割する必要がある。セルの各辺要素には電界が割り当てられ、セルの各面の中心にはそれに垂直な磁界が割り当てられる。これは互いに $1/2$ セルずつずれた電界セルと磁界セルが存在するものと考えてもよい。これにより、電界要素の周囲には必ず磁界ループが存在し、磁界要素の周囲には必ず電界ループが存在することになり、上述の Maxwell 方程式を計算するのに適した構成となる。原理的には、これら各セルに対して媒質定数を設定することができる。このため、モーメント法では取扱いが困難な体積を有する導体や板状の導体も容易に取り扱うことが可能で、高電圧工学分野では、これまでに接地電極^{(2)~(4)}、風力発電設備⁽⁵⁾、電力ケーブル⁽⁶⁾、送電線鉄塔のサージ解析^{(7)~(9)}、架空配電線の誘導雷サージ解析⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾ および雷電磁界パルスの解析^{(12)~(14)}に適用された例がある。

FDTD 法を用いた解析では、セルがモデリングの基本要

素となるため、複雑な境界面や土壌の取り扱いが容易であるという利点がある一方で、送配電線のような細線導体のモデル化に工夫が必要となる。FDTD 法において、細線導体は一連の電界セルの辺要素を零にすることで表現されるが、このようにして表現された細線導体は等価的に有限な半径 (等価半径) を持つことが知られている。この点に着眼し、三次元直交座標系に基づく FDTD 法において、セルサイズより小さい任意の半径を有する細線導体を近似する方法が Umashankar ら⁽¹⁵⁾、Noda と Yokoyama⁽¹⁶⁾、Railton ら⁽¹⁷⁾によって提案されている。

Umashankar ら⁽¹⁵⁾の方法は、細線導体を囲む磁界計算のための電界の線積分範囲を補正することで導体半径を考慮している。この手法では、細線導体の等価半径 (一連の電界セルの辺要素を零に設定した際に実現される半径) はセルサイズ (Δs) の 0.135 倍となる。Noda と Yokoyama⁽¹⁶⁾の方法は、細線導体を人工的な媒質で囲むことで希望する任意の導体半径を考慮している。この手法では等価半径は $0.230\Delta s$ となる。この値より小さい半径を有する気中の細線導体を模擬する場合には、比誘電率が 1 より小さく、比透磁率が 1 より大きい媒質定数を設定することになる。Railton ら⁽¹⁷⁾の方法は、Noda と Yokoyama の方法と同様に、細線導体を人工的な媒質で囲むことで任意半径を考慮している。しかし、等価半径の導出過程とその値が異なっており、 $0.208\Delta s$ となる。三次元直交座標系において立方体セルを用いる場合には、等価半径の観点からも計算精度の観点からも、後者の二手法が優れている⁽¹⁸⁾。

* 同志社大学

〒610-0321 京田辺市多々羅都谷 1-3

Doshisha University

1-3, Miyakodani, Tatara, Kyotanabe 610-0321

本論文では、二次元円筒座標系における FDTD 解析において、半径方向座標 $r = 0$ における z 方向の一続きの電界を零に設定することによって表現される導体の等価半径を求め、さらに任意半径を有する細線導体模擬法を提案する。

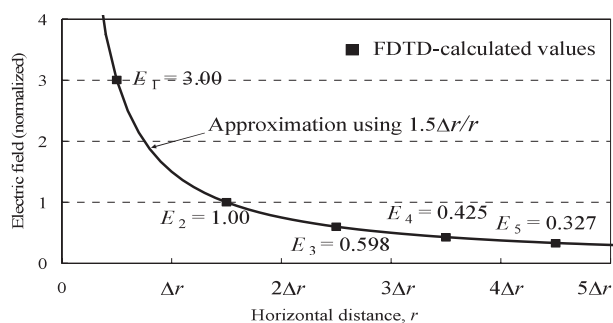


図3 垂直導体径方向電界の FDTD 計算値と $1.5\Delta r/r$ による近似電界分布

Fig. 3. Radial electric-field variation around a vertical wire calculated using the 2D-cylindrical FDTD method and its approximation using an expression, $1.5\Delta r/r$.

の径方向距離依存特性を図3（黒正正方形）に示す。また、 $r = 1.5\Delta r$ での電界値で規格化した近似式(6)⁽¹⁶⁾を用いて描いた径方向電界の径方向距離依存特性を図3（実線）に示す。

$$E(r) = \frac{1.5\Delta r}{r} \dots\dots\dots (6)$$

なお、図3を実際の電界計算値ではなく $E_2 = 1$ となるように規格化して表示したのは、径方向電界の径方向距離依存性が電流値に依存しないこと、およびその依存性を(6)式に示す簡易な係数を有する関数で表現可能となることがその理由である。

三次元直交座標系の場合と異なり、二次元円筒座標系の場合には、 $r = 0.5\Delta r$ （最近傍セル）における電界値も(6)式により良好に近似されている。導体と $r = \Delta r$ 間の電位差の FDTD 計算値は、 $3.00\Delta r$ となる。一方、等価半径 r_0 （未知）と $r = \Delta r$ 間の電位差を(6)式を用いて計算すると次式が得られる。

$$\int_{r_0}^{\Delta r} E(r)dr = 1.5\Delta r \ln \frac{\Delta r}{r_0} \dots\dots\dots (7)$$

(7)式が FDTD 計算値 ($3.00\Delta r$) に等しいと仮定すると、細線導体の等価半径は次式で与えられる値となる。

$$r_0 \approx 0.135\Delta r \dots\dots\dots (8)$$

この値は、Noda と Yokoyama⁽¹⁶⁾によって三次元直交座標系において導出された等価半径 ($0.230\Delta s$) に比べてかなり小さく、細線導体の等価半径は使用する座標系に依存することを示している。一方、(8)式の等価半径は Umashankar ら⁽¹⁵⁾によって導出された値に一致する。しかし、Umashankar らは、三次元直交座標系において最近傍 ($r = 0.5\Delta r$) の径方向電界が真値に等しいと仮定して等価半径の導出を行っている。三次元直交座標系における $r = 0.5\Delta r$ の径方向電界の FDTD 計算値は真値よりかなり小さく⁽¹⁶⁾、Umashankar らの仮定は成立しない。

〈3・2〉 同軸円筒導体上のサージ電流、電圧の FDTD 計算
本節では、前節で導出した等価半径 ($r_0 = 0.135\Delta r$) の妥

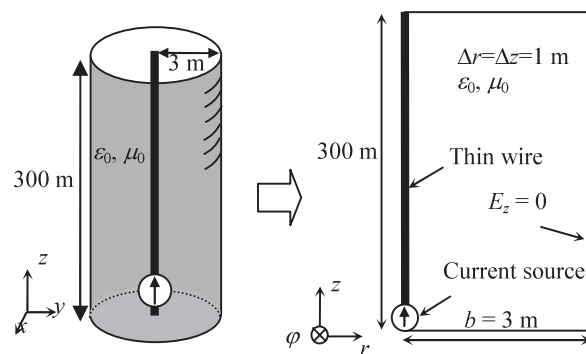


図4 同軸円筒完全導体と二次元円筒座標系における FDTD 計算モデル

Fig. 4. A perfectly conducting wire surrounded by a coaxial perfect conductor and its representation for a 2D cylindrical FDTD calculation.

表1 同軸円筒導体特性インピーダンスの FDTD 計算値と中心導体半径の推定値

Table 1. Values of FDTD-calculated characteristic impedance for the coaxial cable shown in Fig. 4 and estimated values for the equivalent radius of its inner thin wire.

Evaluation height, z	Characteristic impedance, Z_c	Equivalent radius of inner wire, a
150 m	184 Ω	$0.139\Delta r$
250 m	184 Ω	$0.139\Delta r$

当性を、同軸円筒完全導体の特性インピーダンスの FDTD 計算値と(9)式から求められる理論値との比較を行うことによって検証する。

$$Z_c = 60 \ln \frac{b}{a} \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 a は中心導体の半径であり、 b はシース導体の半径である。

この比較のために作成した二次元円筒座標系の同軸円筒完全導体モデルを図4に示す。 $3\text{ m} \times 300\text{ m}$ の二次元平面において、 $r = 0$ における z 方向の一続きの電界を零にして中心導体を模擬し、 $r = 3\text{ m}$ における z 方向の一続きの電界を零にしてシース導体部分を模擬した。同軸円筒導体の両端には、Liao の2次吸収境界条件⁽¹⁹⁾を適用した。心線導体の根源部には、振幅1 Aのランプ波電流を出力する電流源を接続した。 $z = 150\text{ m}$ および 250 m での中心導体-シース導体間電圧と軸方向電流を出力し、準定常状態でのそれらの比から特性インピーダンスを算出した。なお、中心導体とシース導体間は真空とした。セルサイズは $\Delta r = \Delta z = 1\text{ m}$ とし、計算時間間隔 Δt は 1.9 ns とした。

表1に $z = 150\text{ m}$ および 250 m での特性インピーダンスの FDTD 計算値 Z_c と、 Z_c 、 $b = 3\text{ m}$ を(9)式に代入して算出した中心導体半径 a の値を示す。算出した中心導体の半径 a は(8)式の等価半径 $r_0 = 0.135\Delta r$ にほぼ一致した（相違3%）。よって、二次元円筒座標系における細線導体の等価半径として $r_0 = 0.135\Delta r$ が妥当であることが示された。

4. 任意半径を有する細線導体模擬法の検討

〈4・1〉 任意半径を有する細線導体模擬法 1章で述べたように、三次元直交座標系におけるFDTD計算のための細線導体模擬法がUmashankarら⁽¹⁵⁾、NodaとYokoyama⁽¹⁶⁾、Railtonら⁽¹⁷⁾によって提案されている。本節では、上記のうちUmashankarらの方法とNodaとYokoyamaの方法を二次元円筒座標系におけるFDTD計算に適用する手法について論じる。

Umashankarら⁽¹⁵⁾の方法は、細線導体半径方向の電界および細線導体を囲む磁界が導体中心からの距離に反比例(1/ r)し、さらに導体最近傍セルの電界、磁界のFDTD計算値が最近傍セルの中心($r = 0.5\Delta r$)での真値に等しいとする仮定に基づいている。この考え方を二次元円筒座標系に適用すると、細線導体最近傍の磁界更新式として次式が得られる。

$$H_{\varphi}^{n+1/2} = H_{\varphi}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} [E_{r-1, (k+1)}^n - E_{r-1, k}^n] - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta r} \frac{2}{\ln(\Delta r/a)} E_{z-2, k}^n \cdots \cdots (10)$$

ここで、(10)式は図5の電磁界配置の場合、 r 座標が $1/2\Delta r$ 、 z 座標が $(k+1/2)\Delta z$ のときの磁界更新式であり、 a は表現したい導体の半径である。上式で、 $\ln(\Delta r/a) = 2$ の場合、つまり通常の更新式と等しくなる場合には $a \approx 0.135\Delta r$ となり、〈3・1〉節で求めた r_0 に一致する。

NodaとYokoyama⁽¹⁶⁾の方法は、細線の中心に沿って電界を零にしたときに表現される細線導体を、(11)式に示す比誘電率、比透磁率をもつ人工的な媒質で囲むことによって希望する任意の半径 a を有する細線導体を表現する方法である。

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_r' &= m\epsilon_r, & \mu_r' &= \mu_r/m \\ m &= \frac{\ln(\Delta r/r_0)}{\ln(\Delta r/a)}, & r_0 &= 0.135\Delta r \end{aligned} \right\} \cdots \cdots (11)$$

ここで、 ϵ_r と μ_r は細線導体を囲む元の解析空間の比誘電率、比透磁率である。 r_0 は導体中心軸上の電界を零にすることで表現される細線導体の等価半径で、三次元直交座標

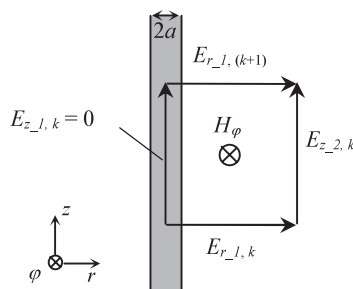


図5 二次元円筒座標系における細線導体周囲の電磁界

Fig.5. Electric and magnetic fields around a thin wire represented in the 2D cylindrical coordinate system.

系では $r_0 \approx 0.230\Delta r$ ⁽¹⁶⁾となる。具体的には、細線導体最近傍の磁界計算時に、(11)式で与えられる修正比透磁率 μ_r' を(3)式に代入し、細線導体最近傍の半径方向電界計算時に、(11)式で与えられる修正比透磁率 ϵ_r' を(5)式に代入すればよい。

なお本手法では、比誘電率と比透磁率の間に $(\mu_r'/\epsilon_r')^{1/2} = (\mu_r/\epsilon_r)^{1/2}/m$ 、 $(\mu_r'\epsilon_r')^{-1/2} = (\mu_r\epsilon_r)^{-1/2}$ という関係が成り立つため、導体の特性インピーダンスのみが元の細線導体特性インピーダンスの $1/m$ 倍となり、細線導体に沿って伝搬する波の伝搬速度に変化はない。

〈4・2〉 精度検証 本節では、前節で論じた細線導体模擬法の精度を検証する。図4に示す二次元同軸円筒導体モデルにおいて、中心導体の半径を(10)式および(11)式を用いて設定し、FDTD法により計算した電圧・電流比から算出した特性インピーダンス値と(9)式で与えられる理論値との比較を行う。計算条件は〈3・2〉節で述べた通りである。

中心導体の半径 a を50mm(=0.05 Δr)から0.85m(=0.85 Δr)の値に設定した場合の特性インピーダンスのFDTD計算値と理論値を図7に示す。なお、(10)式あるいは(11)式による修正がない場合の中心導体の等価半径は $r_0 = 0.135\Delta r = 0.135 \times 1\text{m} = 0.135\text{m}$ である。(10)式を適

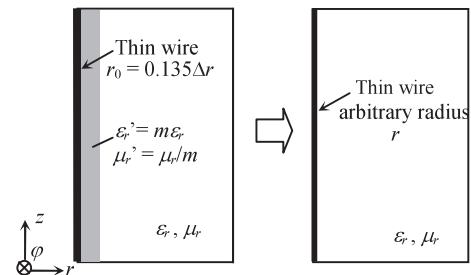


図6 比誘電率、比透磁率の修正による任意半径導体の表現

Fig.6. Representation of a thin wire having an arbitrary radius with modified relative permittivity and permeability given by (11).

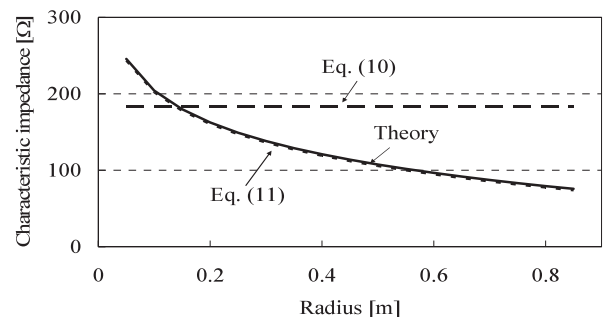


図7 特性インピーダンスのFDTD計算値と理論値の比較

Fig.7. Characteristic impedance values calculated using the 2D cylindrical FDTD method with arbitrary-radius-wire representation techniques and those calculated theoretically.

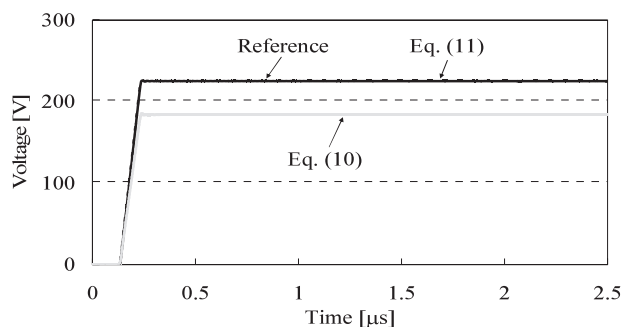


図 8 同軸円筒完全導体の中心導体-シース導体間電圧の FDTD 計算波形の比較

Fig. 8. Comparison of voltage waveforms between the core and sheath conductors calculated using the FDTD method with arbitrary-radius representation techniques, with the corresponding reference waveform.

用した場合には、半径 a を変化させても特性インピーダンスの値はほとんど変化していない。一方、(11) 式を適用した場合の計算値は対応する理論値と良好に一致している。

図 8 に (10) 式および (11) 式を用いて計算した中心導体-シース導体間の FDTD 計算波形（セルサイズ： $\Delta r \times \Delta z = 1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ ）とリファレンス波形との比較図を示す。リファレンス波形はセルサイズを半分の $\Delta r = \Delta z = 0.5 \text{ m}$ として半径の修正を行わずに出力した波形であり、導体の半径は $r_0 = 0.135\Delta r = 0.135 \times 0.5 \text{ m} = 67.5 \text{ mm}$ となる。この場合には、導体半径の修正を行っていないので、本論文では比較のためのリファレンスと呼んでいる。(10) 式および (11) 式を用いた計算（セルサイズ： $\Delta r \times \Delta z = 1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ ）では、中心導体の半径を $a = 67.5 \text{ mm}$ に設定して計算を行った。(10) 式を適用した場合には、リファレンス波形との差が約 20% となったのに対して、(11) 式を適用した場合にはリファレンス波形と良好に一致した。

以上のことから、二次元円筒座標系における FDTD 計算において、(10) 式の細線導体模擬法は半径を適切に表現できないこと、(11) 式の模擬法は $0.05\Delta r$ から $0.85\Delta r$ の範囲で希望する半径を精度良く表現できることが示された。

5. 接地サージ解析への応用

前章では、細線導体を模擬するための二手法について検討を行い、そのうちのひとつ (11) 式が任意半径を有する細線導体を精度良く表現できることを示した。本章では、二次元円筒座標系における細線導体模擬法を垂直接地電極のサージ計算に適用し、その計算波形を対応する三次元直交座標系の計算波形と比較する。

図 9 に二次元円筒座標系における FDTD 計算のための垂直接地電極のモデルを示す。75 m × 60 m の解析平面を用意し、それを $\Delta r = \Delta z = 0.5 \text{ m}$ の正方形セルに分割した。 z 方向 0 から 10 m までを均質大地とし、大地導電率を $\sigma = 1 \text{ mS/m}$ 、比誘電率を $\epsilon_r = 10$ とした。 $r = 0$ の気中部分に垂直な電流リード線を、大地面に長さ 3 m、半径 $a = 25 \text{ mm}$

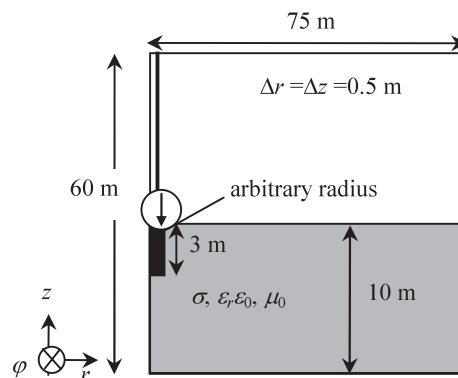


図 9 垂直接地電極の二次元円筒座標系 FDTD 計算モデル

Fig. 9. A vertical grounding electrode represented by the FDTD method in the 2D cylindrical coordinate system.

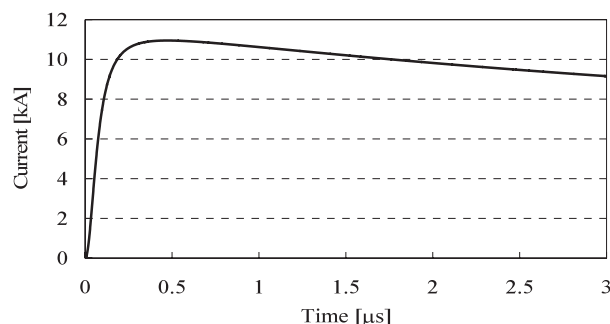


図 10 接地電極頂部への注入電流波形

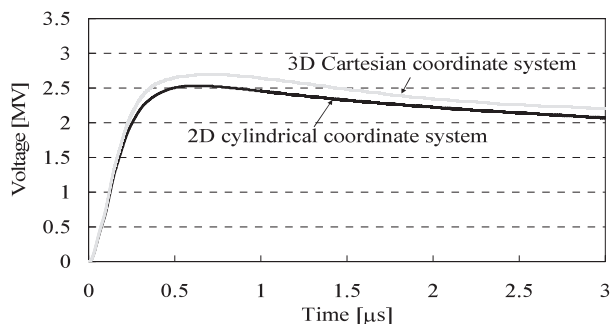
Fig. 10. Waveform of current injected in the top of a 3-m-long vertical grounding electrode.

($= 0.05\Delta r$) および 115 mm ($= 0.23\Delta r$) の垂直接地電極を配置した。 $r = 0$ における z 方向の一続きの電界を零にして表現される等価半径は、(8) 式より $r_0 = 0.135\Delta r = 67.5 \text{ mm}$ となる。垂直接地電極の半径 $a = 25 \text{ mm}$ および 115 mm は、(11) 式を用いて設定した。ただし、接地電極最近傍セルの半径方向電界を計算する場合には、比誘電率 ($\epsilon'_r = m\epsilon_r$) の他に導電率⁽³⁾ も次式のように修正した。

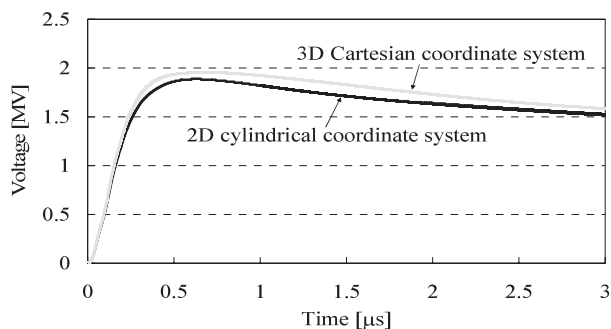
$$\left. \begin{aligned} \sigma' &= m\sigma \\ m &= \frac{\ln(\Delta r/r_0)}{\ln(\Delta r/a)}, \quad r_0 = 0.135\Delta r \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

計算時間刻みは、Courant の条件（等号）から得られる値に 0.99 をかけたものとした。電流源の出力波形は、後続雷撃電流を良好に模擬していると考えられているもの⁽²⁰⁾を用いた。この電流波形（図 10 参照）のピーク値は 11 kA、立ち上がり時間（10-to-90%）は $0.15 \mu\text{s}$ である。

三次元直交座標系における FDTD 計算においては、150 m × 150 m × 60 m の解析空間を用意し、それを $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.5 \text{ m}$ の立方体セルに分割した。この解析空間の z 方向 0 から 10 m までを均質大地とした。また、 xy 平面の中心の気中部分に z 方向の電流リード線を、大地面に長さ 3 m、半径 $a = 25 \text{ mm}$ ($= 0.05\Delta r$) および 115 mm ($= 0.23\Delta r$) の垂



(a) $a = 0.05\Delta r = 25 \text{ mm}$



(b) $a = 0.23\Delta r = 115 \text{ mm}$

図 11 二次元円筒座標系および三次元直交座標系における FDTD 法を用いた接地電極頂部電圧の計算波形

Fig. 11. Waveforms of voltage at the top of a 3-m-long vertical grounding electrode, calculated using the FDTD methods in the 2D cylindrical and the 3D Cartesian coordinate systems.

直接地電極を配置した。三次元直交座標系における FDTD 計算において、 z 方向の一続きの電界を零にして表現される等価半径は、(8) 式より $r_0 = 0.23\Delta r = 115 \text{ mm}$ ⁽³⁾ となる。垂直接地電極の半径 $a = 25 \text{ mm}$ および 115 mm は、(11) および (12) 式を用いて設定した。ただし、 r_0 として $0.135\Delta r$ ではなく $0.23\Delta r$ を用いた。計算時間刻みは、Courant の条件 (等号) から得られる値に 0.80 ($a = 0.05\Delta r$ の場合) あるいは 0.99 ($a = 0.23\Delta r$ の場合) をかけたものとした

図 11 に垂直接地電極頂部電圧の FDTD 計算波形を示す。二次元円筒座標系における計算波形は対応する三次元直交座標系における計算波形と良好に一致している。ピーク値の相違は、図 11(a) では 6%，同図 (b) では 4% である。なお、電圧は電極頂部から 75 m 離れた点までの大地表面の電界を積分することによって求めた。この積分距離は電極長 (3 m) の 25 倍である。

6. 結 言

本論文では、二次元円筒座標系における FDTD 法において、 $r = 0$ での z 方向の一続きの電界を零に設定することによって表現される導体の等価半径を求め、さらに希望する任意の半径を設定する手法について検討を行った。二次元円筒座標系における FDTD 法で表現される細線導体の等価半径は $0.135\Delta r$ (Δr は半径方向セルの辺長) となり、三次

元直交座標系における等価半径 ($0.23\Delta r$) とは異なる。任意半径を設定する方法として、三次元直交座標系における FDTD 解析のために開発された細線導体周囲の比誘電率、導電率および比透磁率を修正する方法を採用することで、二次元円筒座標系における FDTD 計算においても良好な精度で細線導体模擬できることを示した。

本研究は科学技術研究費補助金若手研究 B (18760220) の補助を受けて行われたことを記し、関係各位に感謝致します。

(平成 19 年 2 月 13 日受付, 平成 19 年 5 月 27 日再受付)

文 献

- (1) K.S. Yee: "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.14, No.4, pp.302-307 (1966)
- (2) K. Tanabe: "Novel method for analyzing dynamic behavior of grounding systems based on the finite-difference time-domain method", *IEEE Power Engineering Rev.*, Vol.21, No.9, pp.55-57 (2001-9)
- (3) Y. Baba, N. Nagaoka, and A. Ametani: "Modeling of thin wires in a lossy medium for FDTD simulations", *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, Vol.47, No.1, pp.54-60 (2005)
- (4) K. Tanabe and T. Kawamoto: "Development of computational method of impedance with respect to vertical and rotatory symmetric grounding electrodes", *IEEJ Trans. PE*, Vol.125, No.2, pp.165-169 (2005-2) (in Japanese) 田辺一夫・河本 正:「回転対称な垂直接地電極についてのインピーダンス解析法の開発」, 電学論 B, **125**, 2, pp.165-169 (2005-2)
- (5) Y. Yasuda, Y. Takuma, and T. Ueda: "FDTD transient impedance analysis of ring earth electrode for wind power generation", The Papers of Technical Meeting on High Voltage Engineering, IEE Japan, HV-06-41 (2006) (in Japanese) 安田 陽・吉岡卓磨・植田俊明:「FDTD 法による風車環状接地電極の過渡インピーダンス解析」, 電気学会高電圧研資, HV-06-41 (2006)
- (6) N. Tanabe, Y. Baba, N. Nagaoka, and A. Ametani: "A transient analysis of a cable with a two-layer conductor by FDTD method", *T. IEE Japan*, Vol.121, No.11, pp.1566-1571 (2001-11) (in Japanese) 田邊修大・馬場吉弘・長岡直人・雨谷昭弘:「FDTD 法による 2 層導体を有するケーブルの過渡応答解析」, 電学論 B, **121**, 11, pp.1566-1571 (2001-11)
- (7) Y. Baba and V.A. Rakov: "On the interpretation of ground reflections observed in small-scale experiments simulating lightning strikes to towers", *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, Vol.47, No.3, pp.533-542 (2005)
- (8) T. Noda: "A tower model for lightning overvoltage studies based on the result of an FDTD simulation", *IEEJ Trans. PE*, Vol.127, No.2, pp.379-388 (2007-2) (in Japanese) 野田 琢:「FDTD 解析の結果に基づく雷サージ解析用鉄塔モデル」, 電学論 B, **127**, 2, pp.379-388 (2007-2)
- (9) N. Itamoto, H. Kawamura, A. Tatematsu, T. Noda, H. Motoyama, and M. Ishii: "A study on lightning surge characteristics of a transmission tower considering overhead wire structure by the FDTD method", Proc. Int. Workshop. High Voltage Engineering, ED-07-44/SP-07-20/HV-07-44, Hamamatsu, Japan (2007)
- (10) A. Tatematsu, T. Noda, and S. Yokoyama: "Simulation of lightning-induced voltages on a distribution line using the FDTD method", Proc. Int. Workshop. High Voltage Engineering, ED-04-107/SP-04-18/HV-04-48, Sapporo, Japan (2004)
- (11) Y. Baba and V.A. Rakov: "Voltages induced on an overhead wire by lightning strikes to a nearby tall grounded object", *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, Vol.48, No.1, pp.212-224 (2006)
- (12) C. Yang and B. Zhou: "Calculation methods of electromagnetic fields very close to lightning", *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, Vol.46, No.1, pp.133-141 (2004)
- (13) S. Miyazaki and M. Ishii: "Reproduction of electromagnetic fields associated with lightning return stroke to a high structure using FDTD method", 2004 National Convention Record IEE Japan, No.7-065 (2004) (in Japanese) 宮崎 悟・石井 勝:「FDTD 法による構造物雷撃に伴う電磁界の再現」, 平成 16 年電気学会全国大会, No.7-065 (2004)
- (14) Y. Baba and V.A. Rakov: "Electromagnetic fields at the top of a tall building

associated with nearby lightning return strokes", *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, Vol.49, No.3, pp.632–643 (2007)

- (15) K.R. Umashankar, A. Taflov, and B. Beker: "Calculation and experimental validation of induced currents on coupled wires in an arbitrary shaped cavity", *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, Vol.35, No.11, pp.1248–1257 (1987)
- (16) T. Noda and S. Yokoyama: "Thin wire representation in finite difference time domain surge simulation", *IEEE Trans. Power Delivery*, Vol.17, No.3, pp.840–847 (2002)
- (17) C.J. Railton, D.L. Paul, and S. Dumanli: "The treatment of thin wire and coaxial structures in lossless and lossy media in FDTD by the modification of assigned material parameters", *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, Vol.48, No.4, pp.654–660 (2006)
- (18) Y. Taniguchi, Y. Baba, N. Nagaoka, and A. Ametani: "Modeling of thin wires for FDTD simulations implemented in non-square grids", *Proc. Int. Workshop. High Voltage Engineering*, ED-07-39/SP-07-15/HV-07-39, Hamamatsu, Japan (2007)
- (19) Z.P. Liao, H.L. Wong, B.-P. Yang, and Y.-F. Yuan: "A transmitting boundary for transient wave analysis", *Science Sinica, Series A*, Vol.27, No.10, pp.1063–1076 (1984)
- (20) C.A. Nucci, G. Diendorfer, M.A. Uman, F. Rachidi, M. Ianoz, and C. Mazzetti: "Lightning return stroke current models with specified channel-base current: a review and comparison", *J. Geophys. Res.*, Vol.95, No.D12, pp.20395–20408 (1990)

谷口 洋平 (学生員) 1983 年 11 月生。2006 年 3 月同志社大学工学部電気工学科卒業。同年 4 月同大学大学院工学研究科電気工学専攻博士課程 (前期) 入学, 現在に至る。電磁界パルスに関する研究に従事。



馬場 吉弘 (正員) 1971 年 2 月生。1994 年 3 月東京大学工学部電気工学科卒業。1999 年 3 月同大学大学院工学系研究科電気工学専攻博士課程修了。博士 (工学)。同年 4 月同志社大学助手, 2001 年 4 月同専任講師, 2005 年 4 月同助教授。2007 年 4 月同准教授, 現在に至る。2003 年 4 月から 2004 年 8 月フロリダ大学客員研究員。電磁界パルスに関する研究に従事。1999 年電気学会論文賞。2002 年, 2004 年同発表賞。AGU, IEE および IEEE 会員。



長岡 直人 (正員) 1957 年 10 月 21 日生。1982 年 3 月同志社大学大学院工学研究科博士前期課程修了。1985 年同大学工学部助手, 1988 年同専任講師, 1992 年同助教授。1999 年同教授, 現在に至る。2005 年 10 月から 2006 年 9 月アイルランド国立大学ゴールウェイ校客員教授。博士 (工学)。電気回路シミュレーションおよび数値解析モデルの開発に従事。1993 年電気設備学会論文賞, 1994 年照明学会論文賞。電気設備学会, 照明学会, IEE および IEEE 会員。



雨谷 昭弘 (正員) 1944 年 2 月生。1968 年 3 月同志社大学大学院電気工学専攻修士課程修了。1973 年マンチェスター大学院博士課程修了。Ph.D. 1977 年同志社大学助教授。1976 年から 1981 年米国 BPA にて EMTP の開発に従事。1985 年同志社大学教授, 現在に至る。1988 年 Leuven 大学教授兼任。1966 年から 1998 年同志社大学理工学研究所所長。1998 年から 2001 年同大学学術情報センター所長。2005 年から学校法人同志社評議員。2007 年 10 月から同志社大学インフラストラクチャー研究センター長。分布定数回路, 過渡現象, 高調波, 数値解析法の開発に従事。2003 年電気学会理事, 2004 年同副会長。1976 年電気学会論文賞, 1996 年照明学会論文賞受賞。英国技術士。CIGRE 特別会員。IEE および IEEE フェロー。

