

電磁波を用いた地中埋設物のイメージング

宇野 亨
(東北大学工学部電気工学科)

石田記念財団研究助成金のもとで行った研究成果の中から代表的と思われる2件を選んで報告します。それらは既に、電気学会電磁界理論研究会及びアンテナ伝搬国際シンポジウムで発表したものです。この2件を含め、これまでに公表した論文は以下の通りです。ここに記して深く感謝申し上げます。

口頭発表

1. 前島, 何, 宇野, 安達, "FDTD法を用いた地中埋設誘電体による円筒波の2次元過渡散乱解析" 1992年電子情報通信学会春季大会, B-15, 1992-3.
2. 三上, 丸山, 宇野, 益子, 安達, "地中埋設円柱導体によるダイポール波の過渡散乱" 1992年電子情報通信学会春季大会, B-16, 1992-3.
3. 何, 今井, 宇野, 益子, 安達, "地中埋設導体のイメージングに関する実験的検討" 1992年電子情報通信学会春季大会, B-17, 1992-3.
4. 前島, 何, 宇野, 安達, "地中レーダ用キャピティ付アンテナの2次元FDTD法解析" 1992年電子情報通信学会秋季大会, B-12, 1992-9.
5. 前島, 宇野, 何, 安達, "地中レーダ用キャピティ付アンテナの2次元FDTD法解析" 電気学会電磁界理論研究会, EMT-92-100, pp.31-39, 1992.10.

国際会議

1. T. Uno, A. Mikami and S. Adachi, "Theoretical and Experimental Studies on Transient Scattering of Dipole Field From a Conducting Cylinder Buried in a Lossy Half-Space" 1992 URSI Int. Symp. Electromagnetic Theory, pp.254-256, Aug. 1992.
2. Y. He, T. Uno, S. Adachi and T. Mashiko, "Two-Dimensional Active Imaging of Conducting Objects Buried in a Dielectric Half-Space" 1992 Int. Symp. Antennas Propagat., pp.1265-1268, Sept. 1992.

学術雑誌

1. 何, 宇野, 安達, "FDTD法を用いた地中埋設無限長導体による円筒波の過渡散乱解析" 電子情報通信学会論文誌, B-11, 掲載予定.
2. 前島, 宇野, 何, 安達, "2次元不均質媒質中の物体による円筒電磁波過渡散乱のFDTD法解析" 電子情報通信学会論文誌, B-11, 掲載予定.

地中レーダ用キャビティ付アンテナの 2次元FDTD法解析

前島 治* 宇野 亨 何 一偉 安達 三郎

東北大学 工学部

1. まえがき

遺跡や水道管，ケーブル等の埋設物を地上から正確に識別・同定する方法の開発が強く望まれている．これに関連して，電磁波を用いた地中探査レーダの研究開発が各方面で進められている^{(1)~(3)}が，従来の地中探査レーダは観測データとして主にパルスの遅延時間しか利用していないため，その信頼性は必ずしも十分ではない．これを解決するためには，観測信号の質と量を高める必要がある．従って，電波の放射・受信素子としてのアンテナの役割は非常に重要である．また，地中の電波伝搬・埋設物による散乱を正しく理解できなければ観測信号に含まれる多くの地中情報を信号処理などに利用できないことを考えると，地中内パルス電磁波の伝搬，各種埋設物による散乱機構を解明することが重要である．これに関して筆者らは先に，地中に埋もれた2次元完全導体及び誘電体埋設物による円筒波の過渡散乱をFDTD法を用いて解析した^{(5),(6)}．

ところで，電磁波は地中を伝搬するとき大きく減衰するため，より深い埋設物を探査するためにはアンテナから強い電磁波を出す必要がある．従って，地上の電磁環境に影響を与えないようにアンテナを金属性のシールドで覆うのが普通である．また，金属筐体内の多重反射と地中からの信号とが混在することを防ぐという目的で電波吸収体が金属の内壁に設けられている．しかしながら，筐体の寸法，吸収体の種類や厚さなどによってその効果は大きく違っていると予想される．そこで，本論では電波吸収体内装キャビティ付アンテナの特性をFDTD法を用いて解析する．

2. 定式化

図1に解析モデルを示す．散乱体は y 軸に平行な任意形状の無限長散乱体とし，波源を y 軸に平行な無限長線状電流 J とする．また， $z \geq 0$ は空気（透磁率 μ_0 ）， $z < 0$ は地中（導電率 σ ，誘電率 ϵ ）である．このような2次元問題では，電界 E の x, z 成分，磁界 H の y 成分は0であるので，マクスウェルの方程式は次のようになる．

$$\frac{\partial}{\partial z} E_y = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H_x \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} E_y = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} H_z \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} H_x - \frac{\partial}{\partial x} H_z = J(x, z, t) + \sigma(x, z) E_y + \epsilon(x, z) \frac{\partial}{\partial t} E_y \quad (3)$$

Two-Dimensional FDTD Analysis of Cavity-Backed Antenna for Subsurface Radar.
O.MAESHIMA(Tohoku University), T.UNO, Y.HE, S.ADACHI.

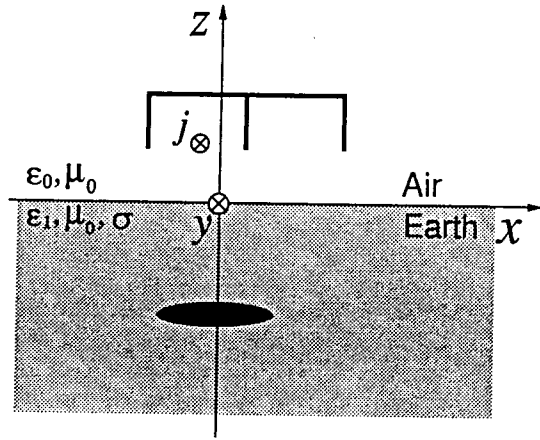


図1 解析モデルと座標系

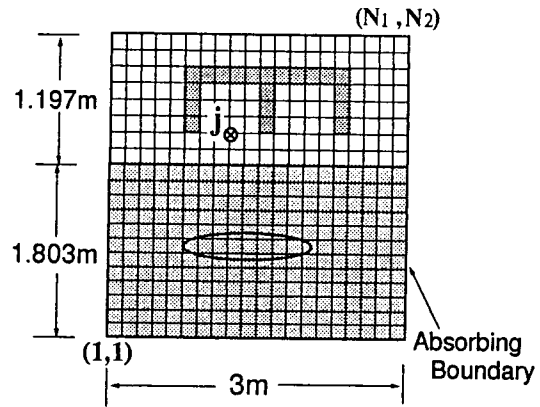


図2 FDTD 格子

2-1. 差分方程式

FDTD法を用いて式(1)～(3)を数値的に計算するために、図2に示すようにアンテナ、散乱体を全て含むように解析領域を取り、それを $N_1 \times N_2$ 個の微小格子に分割する。格子の大きさは要求される精度、散乱体の構造とサイズ、波源の周波数成分などによって決まる。解の安定条件⁽⁷⁾から時間のステップ Δt は $\Delta t < \delta / \sqrt{2}c$ とした。但し、 c は光速、 δ は格子の長さである。

式(1)～(3)を差分化した結果は、

$$H_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) = H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) + \alpha_1 \{E_y^n(i, j + 1) - E_y^n(i, j)\} \quad (4)$$

$$H_z^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) = H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - \alpha_1 \{E_y^n(i + 1, j) - E_y^n(i, j)\} \quad (5)$$

$$E_y^n(i, j) = \alpha_2 E_y^{n-1}(i, j) - \alpha_3 J^{n-\frac{1}{2}}(i, j) + \alpha_4 \{H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) + H_z^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j)\} \quad (6)$$

となる。但し、

$$\alpha_1 = \frac{\Delta t}{\mu_0 \delta}, \quad \alpha_2 = \left\{ 1 - \frac{\Delta t \sigma(i, j)}{2\epsilon(i, j)} \right\} / \left\{ 1 + \frac{\Delta t \sigma(i, j)}{2\epsilon(i, j)} \right\}$$

$$\alpha_3 = \frac{\Delta t}{\epsilon(i, j)} \left[1 + \frac{\Delta t \sigma(i, j)}{2\epsilon(i, j)} \right]^{-1}, \quad \alpha_4 = \alpha_3 / \delta$$

である。ここで、 n は時間のステップ数であり、 $n\Delta t$ を、 (i, j) は格子の位置を示し、 $(i\delta, j\delta)$ を意味する。電界と磁界の初期値を全て0とし、式(4)～(6)の計算を繰り返すことによって、解析領域内の全ての点で電磁界の時間応答が求められる。

解析領域はできるだけ広く取る必要があるが、計算機のメモリの制限からあまり広く取ることはできない。本論文では、 $N_1 = N_2 = 501, \delta = 6.0mm$ とした。また、放射境界では Gerrit Mur⁽⁸⁾ の 2 次吸収境界条件を用いた。

2-2.電波吸収体に対する FDTD 法

電波吸収体は分散性があるため上記の FDTD 法をそのまま使うことはできない。そこで、本論文では従来の FDTD 法を拡張した (FD)²TD 法⁽⁹⁾を用いた。(FD)²TD 法を用いた吸収体中の電界の表現は次のようになる。

$$E_y^n(i, j) = \frac{\epsilon_\infty}{\epsilon_\infty + \chi^0} E_y^{n-1}(i, j) + \frac{1}{\epsilon_\infty + \chi^0} \sum_{m=0}^{n-1} E_y^{n-m-1}(i, j) \Delta \chi^m + \frac{\Delta t}{(\epsilon_\infty + \chi^0) \epsilon_0 \Delta x} \left[H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - H_x^{n-\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2}) - H_z^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) + H_z^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j) \right] \quad (7)$$

但し、 ϵ_∞ は $\omega \rightarrow \infty$ での誘電率、

$$\chi^m = \int_{m\Delta t}^{(m+1)\Delta t} \chi(\tau) d\tau, \quad \Delta \chi^m = \chi^m - \chi^{m+1} \quad (8)$$

である。

この方法は、誘電率の分散性がある特別な関数で与えられたとき、電束密度 D と電界との畳み込み積分 (7 式の第 2 項) が回帰的 (recursive) となり、計算機のメモリ、計算時間を節約することができる。具体的には、誘電率が周波数に関して有理関数となっていればよい。そこで、本論では吸収体の比誘電率を次式で近似する⁽¹⁰⁾。

$$\epsilon_r(\omega) = \frac{\sigma_0}{j\omega\epsilon_0} + \epsilon_\infty + (\epsilon_s - \epsilon_\infty) \sum_{p=1}^P \left(\frac{a_p}{1 + j\omega\tau_p} \right) \quad (9)$$

$$\sum_{p=1}^P a_p = 1 \quad (10)$$

周波数領域の電気感受率 $\chi(\omega)$ は、

$$\chi(\omega) = \frac{\sigma_0}{j\omega\epsilon_0} + (\epsilon_s - \epsilon_\infty) \sum_{p=1}^P \left(\frac{a_p}{1 + j\omega\tau_p} \right) \quad (11)$$

となる。ここで、 ϵ_s は $\omega \rightarrow 0$ における比誘電率、 τ_p は p 番目の緩和時間、 σ_0 は導電率である。フーリエ変換を用いて時間領域の電気感受率 $\chi(\tau)$ を求めると次のようになる。

$$\chi(\tau) = \left[\frac{\sigma_0}{\epsilon_0} + (\epsilon_s - \epsilon_\infty) \sum_{p=1}^P \left(\frac{a_p}{\tau_p} e^{-\frac{\tau}{\tau_p}} \right) \right] U(\tau) \quad (12)$$

ここで、 $U(\tau)$ は単位ステップ関数である。

本論で用いた電波吸収体は、EMERSONCUMING 社製の高損失フレキシブル電波吸収体 (ECCOSORB LS-16 と LS-24) である。各々の複素誘電率の

周波数特性を図3, 図4に示す. 又, (11) によって近似したときのパラメータを表1に示す. これらの電波吸収体を図5のように金属筐体に内装させた. 点Aが送信アンテナ, 点Bが受信アンテナの位置であり, 筐体の底面にその高さを一致させている. 筐体の寸法を図6に示す. 散乱体は, サイズが $36\text{cm} \times 6\text{cm}$, 中心が地下 36cm の深さに埋設された板状完全導体である. 解析領域は水平方向に 3m , 垂直方向には空气中を 1.197m , 地中を 1.803m , 計 3m とした. この範囲を 501×501 個の格子に分割し, 計算の時間ステップを $\Delta t = 0.01\text{nsec}$ とした. また, 波源の電流密度を

$$J(t) = \begin{cases} \frac{1}{\delta^2} \sin^6\left(\frac{\pi t}{p_d}\right) [A/m^2] & (0 \leq t \leq p_d = 1.0\text{nsec}) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (13)$$

とし, 大地を比誘電率が 5.3 の無損失性媒質とした. この波形と周波数スペクトルを図7に示す.

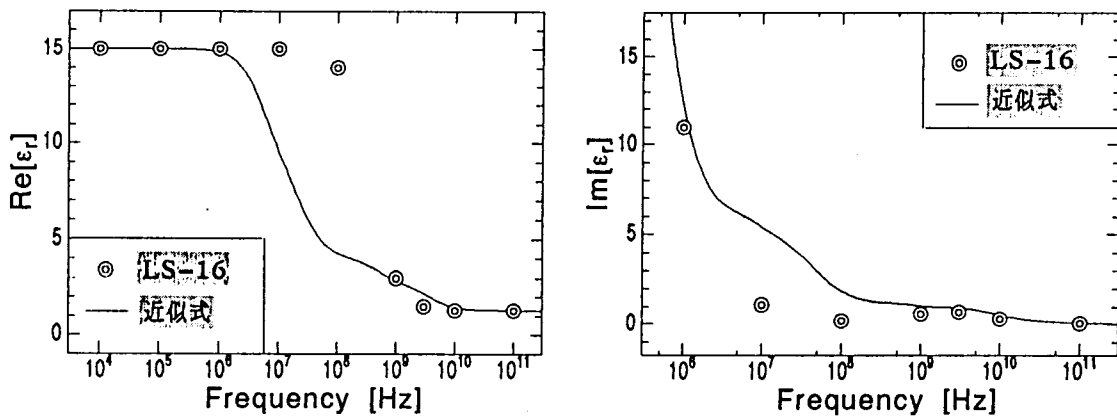


図3 吸収体 (LS-16) の複素比誘電率

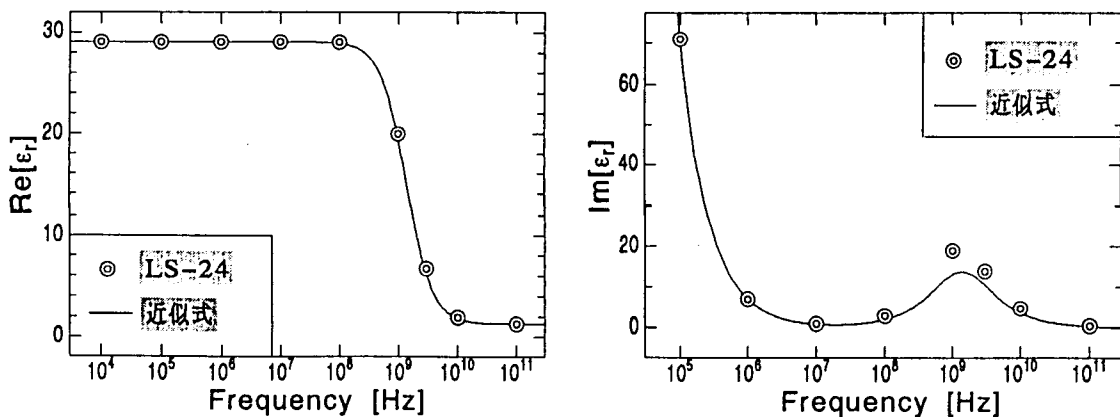


図4 吸収体 (LS-24) の複素比誘電率

表1 2層型電波吸収体の定数

LS-16	LS-24
厚さ: 4.20cm, $P = 4$	厚さ: 1.80cm, $P = 1$
$\epsilon_s = 15.0, \epsilon_\infty = 1.30, \sigma_0 = 1.10 \times 10^4$	$\epsilon_s = 29.0, \epsilon_\infty = 1.30, \sigma_0 = 7.10 \times 10^3$
$a_1 = 1.00, a_2 = 0.35$	$a_1 = 1.00$
$a_3 = 0.45, a_4 = 0.10$	
$\tau_1 = 3.18 \times 10^{-10}, \tau_2 = 6.39 \times 10^{-9}$	$\tau_1 = 1.15 \times 10^{-10}$
$\tau_3 = 2.87 \times 10^{-8}, \tau_4 = 4.31 \times 10^{-11}$	

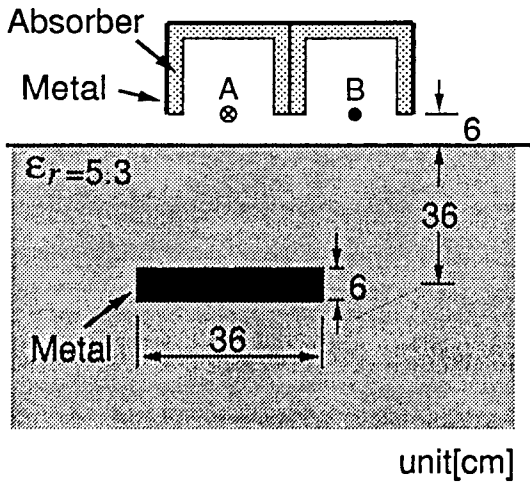


図5 解析モデル

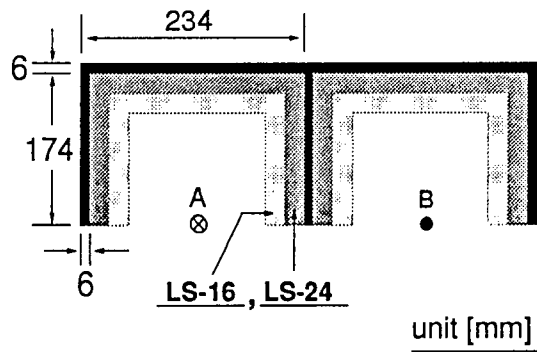
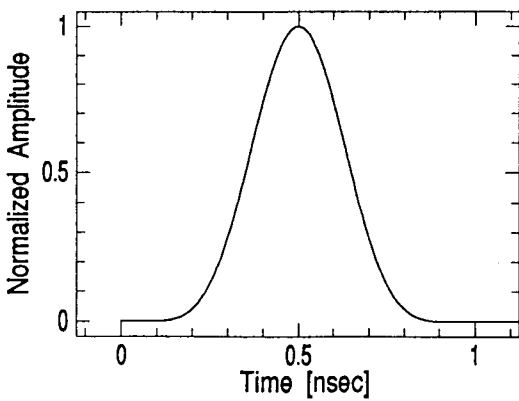
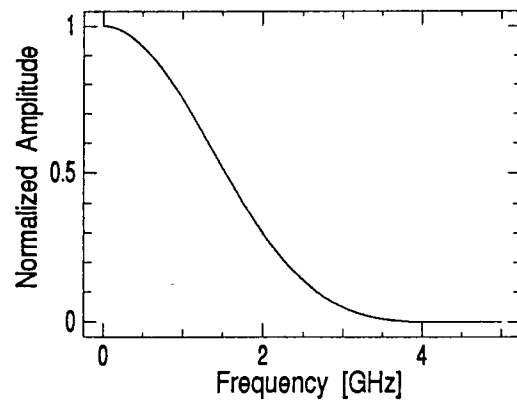


図6 筐体の寸法



(a)



(b)

図7 電流パルス波形とスペクトル

3. 数値計算結果

筐体による放射特性へ与える影響に注目して解析をするために、筐体の有無、吸収体の有無についてシミュレーションを行った。

筐体の無い場合の電界分布を図8に示す。(a)は $t = 4.0nsec$ の時の電界分布である。地中に透過した波が散乱体表面に到達し反射している。また、波源の真下付近では円筒状に伝搬し、真下から離れると全反射臨界角の向きに平面状に伝搬していることがわかる。(b)は $t = 7.0nsec$ の時の電界分布である。散乱体からの反射波は、地表面で空气中へ透過するものと地中へ反射するものとに分かれて伝搬している。

図9は金属筐体を用いた場合の電界分布である。ここで、筐体内壁には吸収体は装着されていない。筐体を用いることにより空气中に放射される電磁波は抑えられ、また地中においても、前述した全反射臨界角の向きに伝搬する平面状の波はかなり弱められている。電界は完全導体である筐体内壁と地面との間において反射を繰り返すため、波源からのパルスに続いてこれらの反射波も地中に透過する。

次に、筐体内壁に吸収体を装着した場合について計算を行った。計算結果を図10に示す。図9の場合に比べると筐体内の多重反射がかなり弱くなっていることがわかる。又、地中内の電界は筐体が無い場合の分布に近い。しかしながら、筐体から洩れる電磁波は比較的強い。この場合も、地中において全反射臨界角の向きに伝搬する平面状の波が弱められているのがわかる。

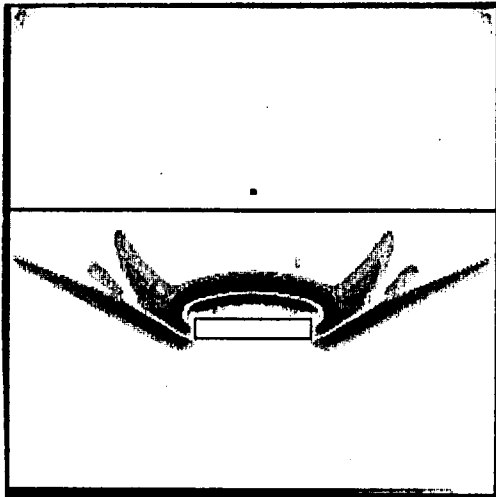
次に各条件における受信電界を図11に示す。

図11-(a)における最初のパルスは、波源からの直接波と地面による反射波との合成であり、2番目のパルスは散乱体からの反射波が地面を透過して受信点に到達したものである。地面と散乱体との間において反射した後に観測される波が3番目のパルスである。また、(b)のように金属筐体でアンテナを覆うと、筐体内壁で多重反射をするため、散乱体からの反射波が到達し始める時刻はわかるものの、それ以降は地中からの信号を識別するのは困難である。

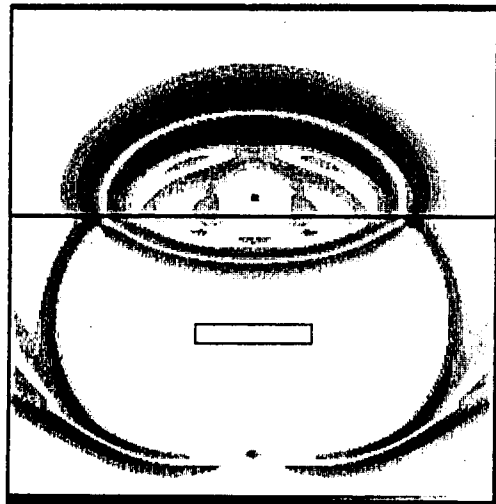
これに対し、(c)のように吸収体を装置することにより、埋設物からの反射波を識別できるようになり、金属筐体に吸収体を装着させることによって放射特性がかなり改善されるのがわかる。

4. まとめ

電波吸収体内装キャビティ付アンテナの特性を2次元のFDTD法を用いて解析した。筐体の有無、吸収体の有無に関して地中埋設導体による過渡散乱電磁界の計算を行い、筐体による放射特性へ与える影響を比較検討した。その結果、筐体を用いることにより、地中の電界は筐体の真下付近に集まる傾向があること、適当な電波吸収体を用いれば、筐体内部の反射波を取り除くことができること等がわかった。今後は、有限の大きさを持つアンテナを波源に用いた3次元モデルで同様の解析を行う予定である。

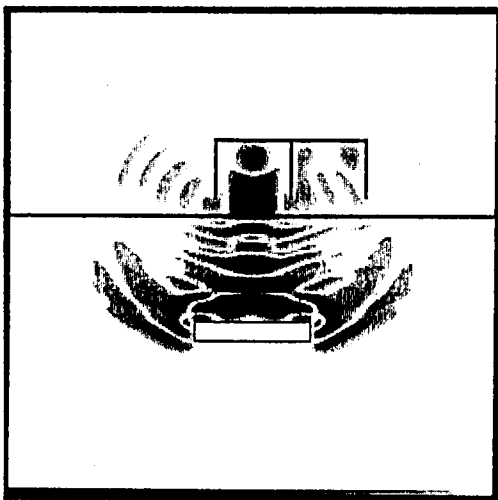


t=4.0nsec

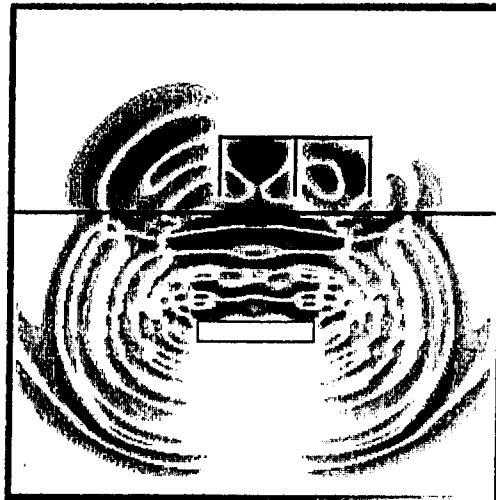


t=7.0nsec

図8 電界分布(筐体無し)

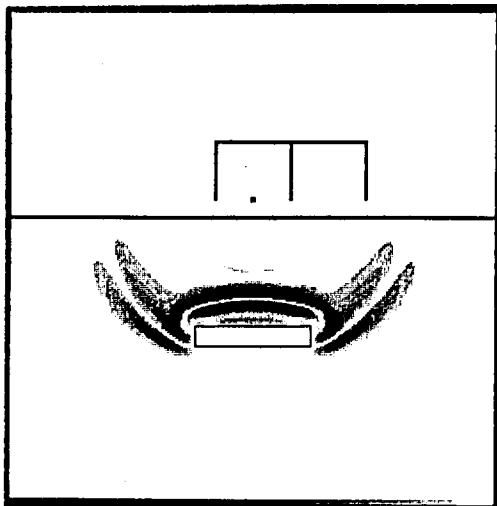


t=4.0nsec

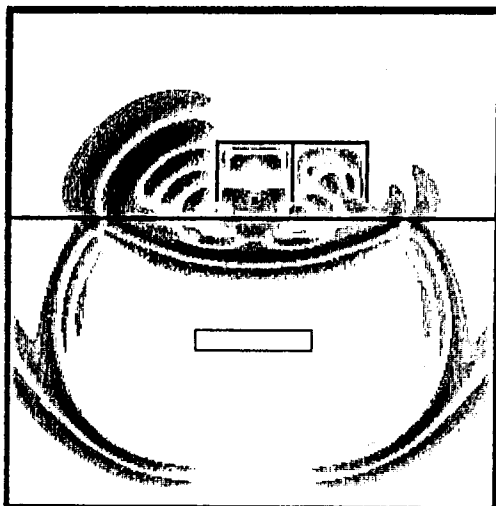


t=7.0nsec

図9 電界分布(金属筐体)

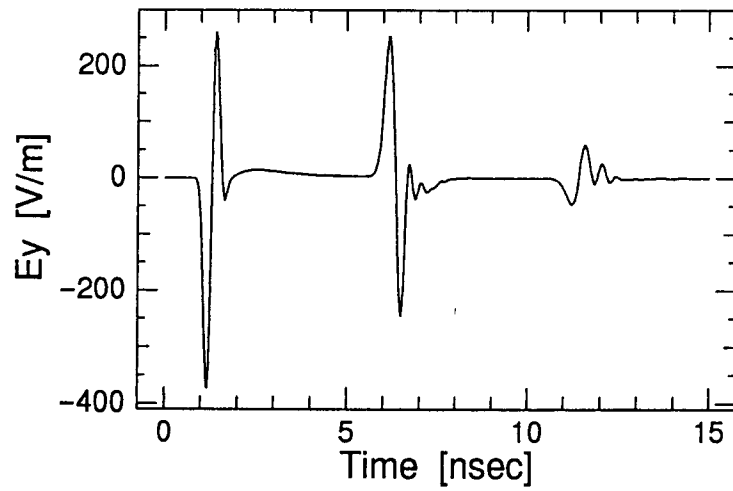


t=4.0nsec

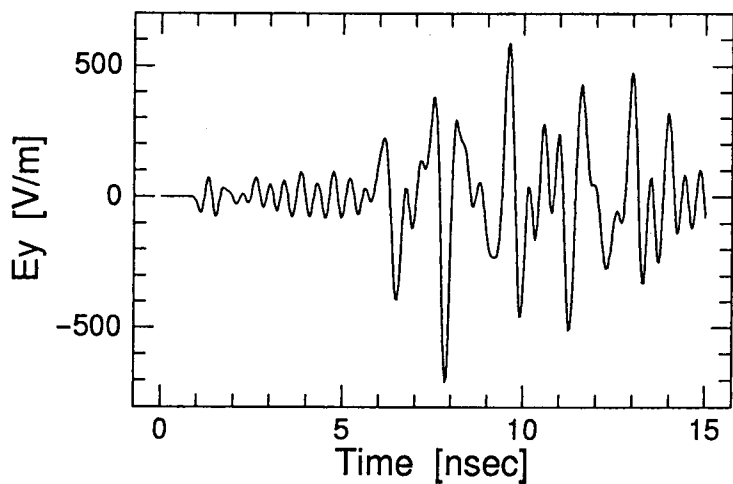


t=7.0nsec

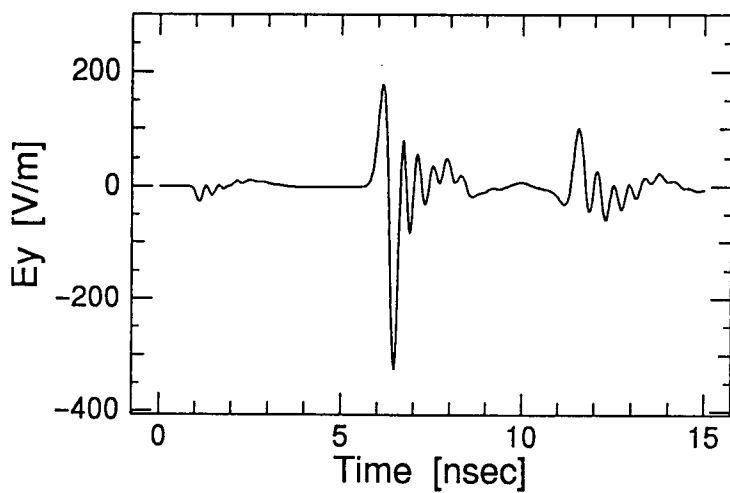
図10 電界分布(吸収体装着)



(a) 筐体無し



(b) 金属筐体



(c) 吸収体装着

図 11 各条件における受信電界

文 献

- (1) "Special Issue on Subsurface Radar", IEE Proc.-F, **135**, 4, (Aug. 1988).
- (2) 上野, 大隅: "波動による地中物体のイメージング", 電子通信学会誌, **69**, 9, pp.959-968.
- (3) 宇野: "地中探査レーダの現状と可能性", 信学秋大会, SB-1-6, pp.437-438, (Sept. 1990).
- (4) K.S.Yee: "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media IEEE Trans. Antennas Propagat., **AP14**, pp.302-307, (May 1966).
- (5) 何, 宇野, 安達: "FDTD法を用いた地中柱状埋設物による円筒波の過渡散乱解析", 電磁界理論研究会, **EMT91-130**, pp.41-48, (1991).
- (6) 前島, 何, 宇野, 安達: "FDTD法を用いた地中埋設誘電体による円筒波の2次元過渡散乱解析", 信学春大会, B-15 (1992).
- (7) A.Taflove and M.E.Brodwin: "Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., **MTT-23**, pp.623-630, (Aug.1975)
- (8) Gerrit.Mur: "Absorbing Boundary Conditions for the Finite-Difference Approximation of the Time-Domain Electromagnetic-Field Equation", IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility., **EMC-23**, 4, pp.377-382, (Nov.1981) .
- (9) R.Luebbers et al.: "A frequency-dependent finite-difference time-domain formulation for dispersive materials", IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility., **EMC-32**, 3, pp.222-227, (Aug.1990) .
- (10) J.A.Fuller and J.R.Wait: "A Pulsed Dipole in the Earth", in Transient electromagnetic fields, L.B.Felsen, ed, pp.238-243, Springer-Verlag, 1976.

原稿受付日	平成4年9月17日
-------	-----------

TWO-DIMENSIONAL ACTIVE IMAGING OF CONDUCTING OBJECTS
BURIED IN A DIELECTRIC HALF-SPACE

Yiwei He[†], Toru Uno[†], Saburo Adachi[†] and Takunori Mashiko[‡]

[†]*Department of Electrical Engineering,*

Faculty of Engineering, Tohoku University, Sendai, 980, Japan

[‡]*NTT Basic Research Laboratory, Musashino, 180, Japan*

I. INTRODUCTION Various subsurface radars have been investigated and developed by many researchers for the purpose of detecting the underground objects such as water pipes, power and communication lines, historical ruins and so on[1]. However, the reliability and the resolution of present subsurface radars are still insufficient for practical uses. Its one reason is that too much simplification is assumed for the subsurface propagation and scattering mechanism, and only a delay-time of received pulse is utilized for underground imaging, notwithstanding the propagation and the scattering mechanism are very complicated. We have theoretically and experimentally demonstrated that there exist the lateral wave and the direct wave propagations between an antenna in the air and the buried object, and the lateral wave becomes considerably large under certain circumstances[2].

The authors have proposed an exact passive imaging method of line source buried in a dielectric half-space[3]. This method does not include any approximation except that it is two dimensional. In this paper, a two dimensional active imaging method of conducting underground objects is investigated. If a secondary current on the buried object is known, the active imaging method can be applied. In this paper the secondary current is approximated by a physical optical approximation. The validity of this imaging method is confirmed by both numerical simulations and experiment.

II. ANALYSIS The geometry of the problem is illustrated in Fig.1. The space is partitioned into two halves. One of which is filled with air and the other with a homogeneous lossless medium. An infinitely long conducting cylinder having arbitrary cross section is buried underground and is parallel to y -axis. An exciting current source is also parallel to y -axis.

First, the physical optics current is assumed on the buried object. It has been confirmed that this approximation gives a good result for this polarization[4]. The scattered electric field at an observation point (x_2, z_2) in air is obtained as follows:

$$E(x_1, x_2, \omega) = \frac{\omega \mu_0 P(\omega)}{2\pi^2} \int_C dl \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\xi \sin \theta + u_2 \cos \theta}{(u_1 + u_2)(u_1' + u_2')} e^{j[(u_2 + u_2')z - (\xi + \xi')x - u_1 z_1 - u_1' z_2]} e^{j(\xi x_1 + \xi' x_2)} d\xi d\xi' \quad (1)$$

where, $P(\omega)$ is the frequency characteristics of the current source, θ is the angle between unit normal on the buried object and z -axis. k_1 and k_2 are wave numbers in air and the

medium, respectively. $u_1 = \sqrt{k_1^2 - \xi^2}$, $u_2 = \sqrt{k_2^2 - \xi^2}$, $u'_1 = \sqrt{k_1^2 - \xi'^2}$, $u'_2 = \sqrt{k_2^2 - \xi'^2}$, and C indicates the illuminated surface of object.

Next, Fourier-transforming Eq.(1) with respect to the position of current source x_1 , observation point x_2 , and also the frequency ω , we obtain

$$\int_C dl \cos(\theta - \phi) p\left(\frac{2n}{c}(\hat{s} \cdot \mathbf{r} - s)\right) = \frac{(\gamma + n \cos \phi)^2}{2n} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e(x_1, x_2, t) dx_1 dx_2 \quad (2)$$

where, c is the light velocity, $n = k_2/k_1$ is a refractive index, $p(t)$ is an amplitude of current, $e(x_1, x_2, t)$ is transient scattering filed at x_2 . $t = [(z_1 + z_2)\gamma + n(x_1 + x_2) \sin \phi - 2ns]/c$, $\gamma = \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \phi}$. The parameter ϕ is an arbitrary angle and $\hat{s} = (\sin \phi, \cos \phi)$. It is found from Eq.(2) that the synthesis of transient scattering fields along the ground surface gives the projection of buried object weighted by pulse form. The physical meaning of Eq.(2) is illustrated in Fig.2. Therefore, we refer to the right hand side of Eq.(2) as an image function and denote it by $f(s)$ in this paper. A two-dimensional underground image $g_n(\mathbf{r})$ is synthesized by superposing the image functions for several angles ϕ as follows.

$$g_n(\mathbf{r}) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n f_i(\mathbf{r} \cdot \hat{s}_i) \quad (3)$$

III. NUMERICAL SIMULATIONS The simulation model is shown in Fig.3. The buried objects are a circular cylinder and a flat plate. The depth of plate and cylinder is 78cm and their interval is 30cm. A mono-pulse,

$$p(t) = \begin{cases} \cos^6\left(\frac{\pi t}{P_d}\right) & ; \quad -P_d/2 \leq t \leq P_d/2; \\ 0 & ; \quad \text{otherwise,} \end{cases} \quad (4)$$

is chosen as the exciting current, where $P_d = 1\text{nsec}$. The transient fields in the air are computed by using FDTD method.

The image function is calculated by integrating the scattering fields along the ground surface over a region of $-1.5m < x < 1.5m$ at a height of $z_1 = z_2 = 6\text{cm}$. The Fig.4 shows the two-dimensional image of buried objects obtained by superposing 21 image functions. It is seen that the upper contours of plate and cylinder are well reconstructed. However the lower contours are not reconstructed because the current on the shadow region is very small.

IV. EXPERIMENT To confirm the validity of this method, an experiment is carried out. The experiment setup is illustrated in Fig.5. A plastic tank is filled with a moist sand. The buried object is an aluminum cylinder whose radius is 15cm. The measurement is carried out by using two 3cm monopole antennas. The measurement points are also shown in Fig.5.

The transient receiving voltage of one dipole antenna is obtained by Fourier-transforming the transmitting parameter measured in frequency domain. The exciting voltage

is the same form as Eq.(4) whose amplitude is 1[V]. Fig.6 shows an example of the received voltage. The ripples in early time are due to the direct wave between two antennas and reflected wave from ground surface. Small ripples observed at 6.5nsec are the scattering field from the buried cylinder.

The two-dimensional imaging result is shown in Fig.7. The upper part of buried cylinder is precisely reconstructed. The horizontal line in the figure is due to the early-time response which could not completely be removed as a noise in signal processing.

V. CONCLUSIONS A new two-dimensional quasi-exact active imaging method has been proposed. It has been found from the numerical simulation that the upper contour of buried object is well reconstructed. However the lower side could not be reconstructed because the secondary current is too small in this region. The effectiveness of this method is also studied experimentally using two monopole antennas. It has been shown that the precise position of buried object can be reconstructed.

REFERENCES

- [1] IEE Proc-F, Vol.135, No.4, *Special Issues on Subsurface Radar*, pp.227-392, Aug. 1988.
- [2] Y.He, M.Maruyama, T.Uno, S.Adachi, T.Mashiko, "Dipole Antenna Reception of Transient Electromagnetic Fields Refracted from a Dipole Antenna Buried in a Lossy Half-Space," *Trans. IEICE Japan*, Vol.E74, No.9, pp.2870-2876, Sept. 1991.
- [3] T.Uno, Y.He, S.Adachi, "Electromagnetic Imaging Method for Line Source in a Dielectric Half-Space," *Proc. 1991 North American Radio Science Meeting*, London, Ontario, Canada, p.678, June 1991.
- [4] T.Uno, M.Maruyama, S.Adachi and T.Suzuki, "Transient Scattering of Dipole Field from a Conducting Cylinder Buried in a Lossy Medium," *1990 IEEE AP-S Int. Symp. Vol.II*, pp.898-901, May 1990.

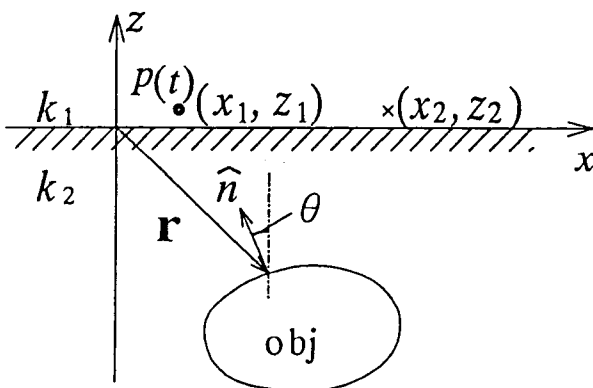


Fig.1 Geometry of the problem.

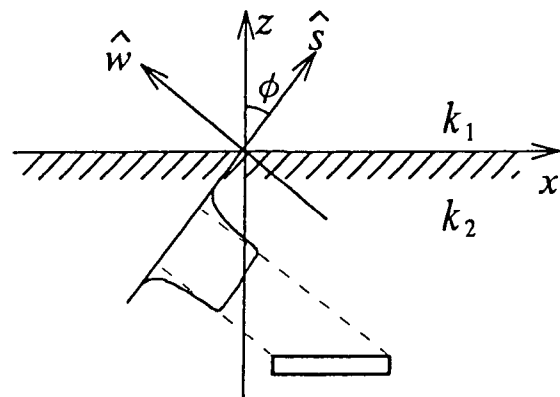


Fig.2 Physical meaning of image function.

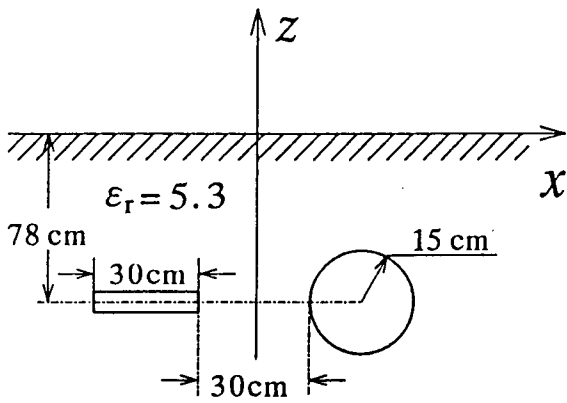


Fig.3 Buried objects in the ground.

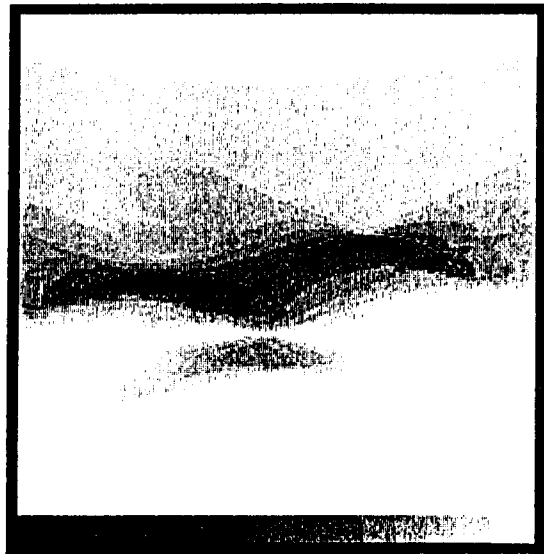


Fig.4 Reconstructed image of buried objects.

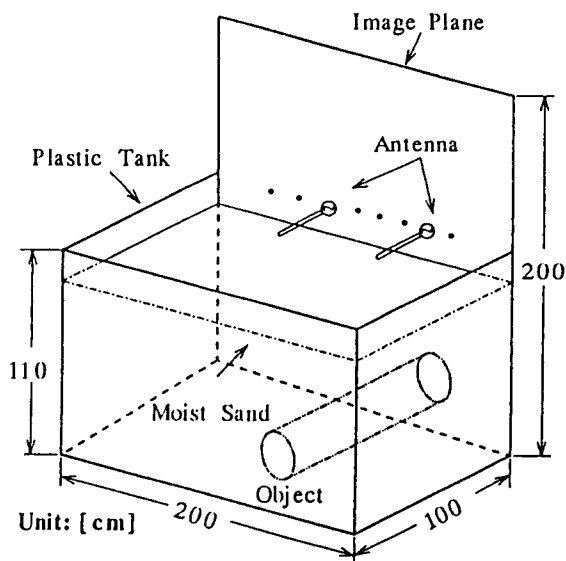


Fig.5 Experiment setup.

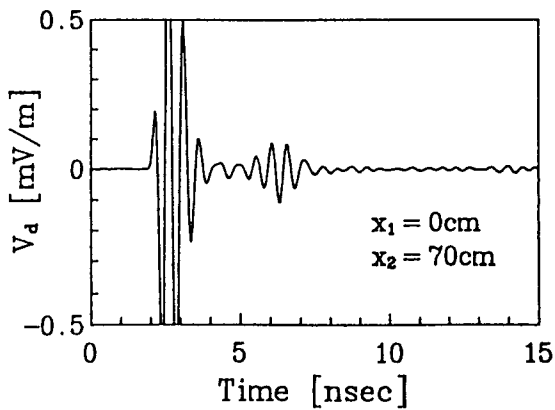
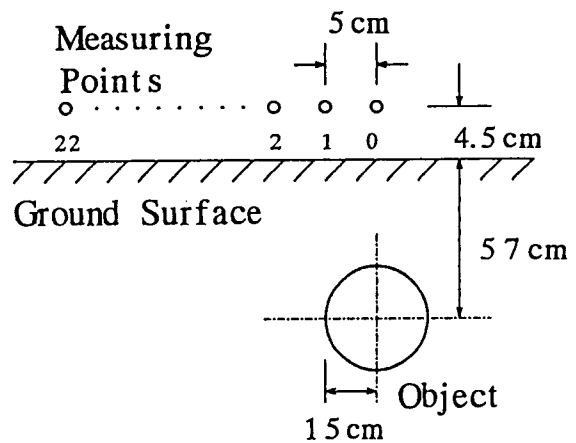


Fig.6 Transient receiving voltage.

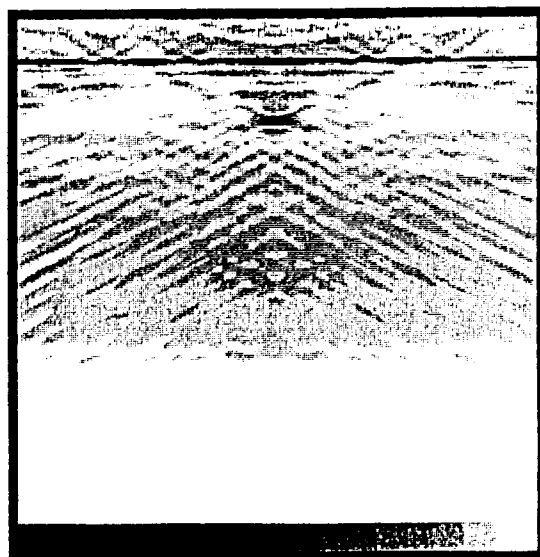


Fig.7 Reconstructed image of buried cylinder.