

電磁波非破壊検査のための時間域境界積分方程式法

Time Domain BIEM for Electromagnetic NDE

吉川仁*・宇都本彰夫**・西村直志***

Hitoshi YOSHIKAWA, Akio UTSUMOTO and Naoshi NISHIMURA

*正会員 博(工) 京都大学助教 学術情報メディアセンター (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

**非会員 京都大学大学院修士課程 工学研究科 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂C)

***正会員 工博 京都大学教授 情報学研究科 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

In an electromagnetic NDE, an electromagnetic pulse wave is radiated from an antenna and the scattered pulse waves reflected from cavities or reinforcing steels in a target structure are measured with the antenna. The locations of the scatterers are determined with the arrival time of the measured scattered pulse waves. Our group considers the more availability of the measured scattered waves. Therefore we reconstruct the scattered pulse waves numerically with time domain BIEM. In this paper we show TD-BIEM for a problem of an electromagnetic field scattered by a complete electric conducting body as a simple model of electromagnetic NDE.

Key Words : time domain BIEM, electromagnetic NDE

1. はじめに

電磁波レーダ(図-1)は以前より地中探査(地下空洞や埋蔵物など)や遺跡調査に用いられてきた。土木分野においては、コンクリート構造物内の鉄筋の有無や鉄筋かぶり厚測定などの非破壊計測に電磁波レーダが用いられている。電磁波レーダによる非破壊検査では、電磁波パルス信号を送信アンテナ(図-2)から送信し、地中やコンクリート構造物内の空洞や鉄筋などの散乱体で反射して返ってくる散乱波を受信アンテナで捉え、送信から受信までの電磁波パルスの往復伝搬時間を測定することにより、空洞や鉄筋までの距離を推定する。電磁波レーダ計測の出力を図-3に示す。電磁波レーダ計測では、図-4の様に、送受信アンテナを対象物表面の点Aから点B、点Cへと走査し、計測位置と内部散乱体からの散乱波の到達時間 t_A, t_B, t_C に波速 c を乗じプロットする。ここで、点Bの直下に散乱体が存在すれば、点Bを頂点とする“上向きの弧”が描かれる。図-3中のペンで指し示した箇所に“上向きの弧”を見ることができる。この様に、送受信アンテナを対象物表面で走査させる事で、空洞や鉄筋までの距離情報を収集し、空洞や鉄筋形状を構成する¹⁾。

しかし、現状の電磁波非破壊評価では、散乱波の波形の時間履歴が受信アンテナにより計測されているにもかかわらず、散乱波の到達時間のみを検査対象内部の情報決定に用いているに過ぎない。つまり、受信電磁波波形に含まれるであろう多くの散乱体に関する情報(鉄筋の位置や形状など)が未利用のまま残されている。例えば、受信アンテナにより計測される散乱波の振幅に散乱体の情報が含まれているのは明らかであるが、

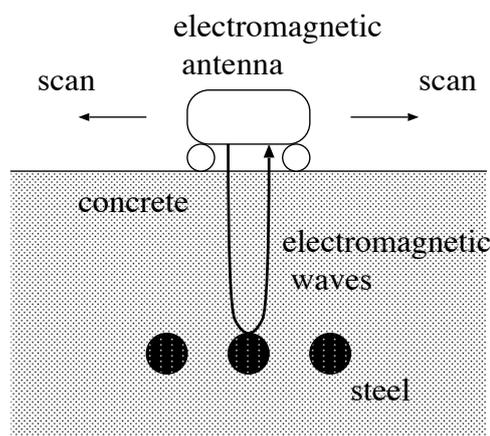


図-1 電磁波レーダ計測

その情報は散乱体の決定に直接は利用されていない。

そこで、電磁波レーダ計測において得られる受信波形データに含まれる到達時間以外の情報の利用可能性について検討する。電磁波レーダ非破壊計測において受信アンテナの出力として得られる波形データを数値的に復元すれば、検査対象物内部の散乱体の情報(位置や形状やサイズなど)をパラメータで表現し、それらのパラメータ毎に散乱電磁波動場を計算する事で、電磁波レーダ計測波形と各種パラメータとの関係を明らかにする事ができる。さらに、電磁波レーダ計測波形と内部散乱体情報の関連付けが行われれば、電磁波レーダ計測により得られる計測波形データからより多くの内部散乱体情報を定量的に決定可能となる。

本論文では、定量的電磁波非破壊評価の確立への第一段階として、Maxwell方程式に支配される電磁場に



図-2 電磁波送受信アンテナ

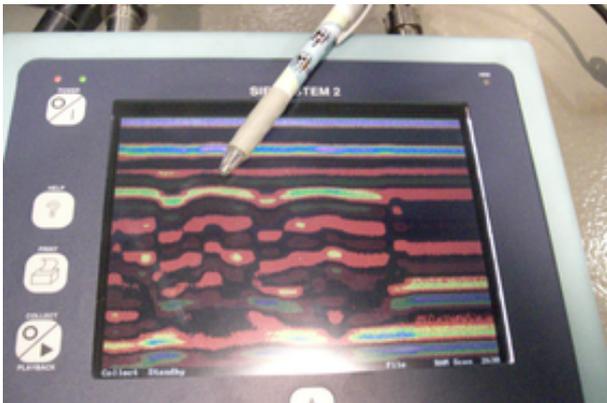


図-3 電磁波レーダ計測の出力

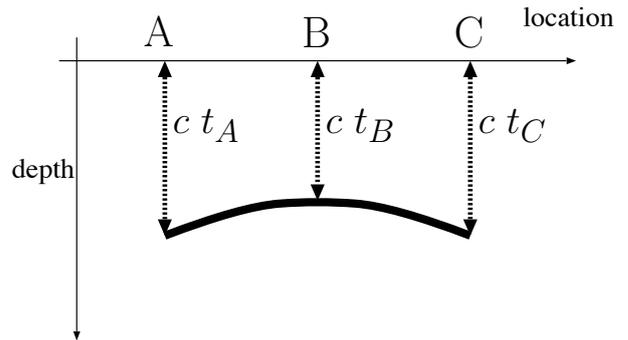
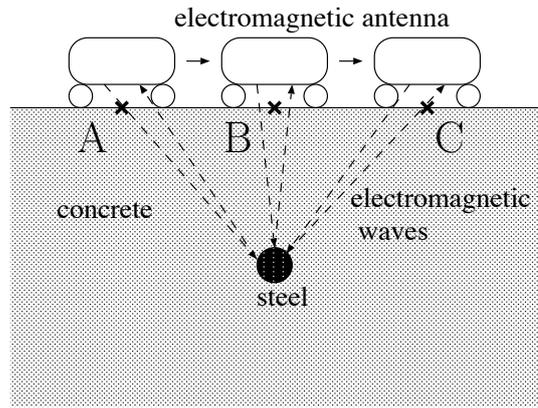


図-4 電磁波レーダ計測と出力

における波動解析を時間域の境界積分方程式法を用いて数値的にを行い、既知の散乱体が存在する領域での電磁波散乱問題を解く。また、電磁波レーダ計測を単純化したモデルにおいて、計測出力を数値的に再現する。

なお、対象領域の境界の情報のみで解が構成される境界積分方程式法は、対象物の表面の情報しか得られない(計測できない)非破壊検査の数値解析手法として非常に有効である事が従来の研究にて示されている^{2),3),4)}。境界積分方程式法の電磁波解析には周波数域を扱ったものが多い。しかし、非破壊試験では入射波としてパルス波が用いられる。パルス波は広い周波数帯を持つため、問題を周波数域に変換して解くよりも、直接時間域で解析を行う方が容易である。時間域境界積分方程式法の電磁波解析としては、時間域の高速解法であるPWTD(Plane Wave Time Domain)法を用いたErgin, Michielssenら^{5),6)}などがあるが、電磁波非破壊評価への適用を見込んだものではなく、対象物の表面電流、表面磁流に着目している。本論文は、表面電流、表面磁流そのものよりも導体による散乱場に着目し、内点計算を多く行い、内部導体により散乱場がどのように変化するかと捉え、内部評価に利用する事を目的としている。

2. Maxwell方程式に支配される電磁場における境界積分方程式法

2.1 Maxwell方程式

電荷密度 $\rho = 0$ 、電流密度 $\mathbf{i} = 0$ が成り立つ3次元領域内でのMaxwell方程式は次式で表される。

$$\text{div} \mathbf{D}(\mathbf{x}, t) = 0, \quad (1)$$

$$\text{div} \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = 0, \quad (2)$$

$$\text{rot} \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}(\mathbf{x}, t), \quad (3)$$

$$\text{rot} \mathbf{H}(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D}(\mathbf{x}, t), \quad (4)$$

ここで、 $\mathbf{D}(\mathbf{x}, t)$ は電束密度、 $\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)$ は磁束密度、 $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ は電場の強度、 $\mathbf{H}(\mathbf{x}, t)$ は磁場の強度であり、物質の誘電率 ϵ 、透磁率 μ を用いて、

$$\mathbf{D}(\mathbf{x}, t) = \epsilon \mathbf{E}(\mathbf{x}, t), \quad (5)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \mu \mathbf{H}(\mathbf{x}, t), \quad (6)$$

と書ける。また、Maxwell方程式を電場 $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ のみで表すと次式の様になる。

$$\text{rot}(\text{rot} \mathbf{E}(\mathbf{x}, t)) = -\epsilon \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}(\mathbf{x}, t). \quad (7)$$

2.2 3次元 Maxwell 方程式の基本解

式 (7) における基本解を $\Gamma(\mathbf{x}, t)$ とすると、 $\Gamma(\mathbf{x}, t)$ は次式を満たす。

$$\text{rot}(\text{rot}\Gamma(\mathbf{x}, t)) + \varepsilon\mu \frac{\partial^2}{\partial t^2}\Gamma(\mathbf{x}, t) = -\delta(\mathbf{x})\delta(t), \quad (8)$$

ここで、 $\delta(\cdot)$ はディラックのデルタ関数である。式 (8) を解くことで基本解 Γ が次式で得られる²⁾。

$$\begin{aligned} \Gamma_{ij}(\mathbf{x}, t) &= -\frac{\delta_{ij}}{4\pi|\mathbf{x}|}\delta(t-|\mathbf{x}|\sqrt{\varepsilon\mu}) + \frac{\partial^2}{\partial x_i\partial x_j} \frac{(t-|\mathbf{x}|\sqrt{\varepsilon\mu})_+}{4\pi|\mathbf{x}|\varepsilon\mu}, \end{aligned} \quad (9)$$

ここで、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタ、 $(t)_+$ は $tH(t)$ を意味している。このとき、 $H(t)$ はヘビサイド関数である。

式 (9) で求めた基本解を用いて、境界積分方程式を導出する。

2.3 解の積分表示

支配方程式に基本解をかけ、領域 D 、時間区間 $[0, t]$ で積分し、グリーンの公式を用いて積分方程式を導出する。

$$\begin{aligned} &\int_0^t \int_D \Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) \\ &\left\{ \text{rot}(\text{rot}\mathbf{E}(\mathbf{y}, s)) + \varepsilon\mu \frac{\partial^2}{\partial s^2}\mathbf{E}(\mathbf{y}, s) \right\}_j dV_y ds \\ &= \int_0^t \int_S \Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) e_{jkm} e_{mnl} E_{l,n}(\mathbf{y}, s) n_k dS_y ds \\ &- \int_0^t \int_S \Gamma_{ij,k}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) e_{jkm} e_{mnl} E_l(\mathbf{y}, s) n_n dS_y ds \\ &+ \int_0^t \int_S \Gamma_{ij,kn}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) e_{jkm} e_{mnl} E_l(\mathbf{y}, s) dV_y ds \\ &+ \int_0^t \int_D \left\{ \frac{\partial}{\partial s}(\Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s)\varepsilon\mu \frac{\partial}{\partial s} E_j(\mathbf{y}, s)) \right. \\ &- \left. \frac{\partial}{\partial s}(\varepsilon\mu E_j(\mathbf{y}, s) \frac{\partial}{\partial s} \Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s)) \right. \\ &+ \left. \varepsilon\mu E_j(\mathbf{y}, s) \frac{\partial^2}{\partial s^2} \Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) \right\} dV_y ds, \end{aligned} \quad (10)$$

ここで、 S は領域 D の境界、 \mathbf{n} は領域 D の外向き法線ベクトルであり、 $(\cdot)_{,i}$ は $\frac{\partial}{\partial y_i}$ を表す。電磁場解析において、境界条件は表面電流 \mathbf{J}

$$\mathbf{J} = \mathbf{n} \times \mathbf{H}, \quad (11)$$

及び表面磁流 \mathbf{M}

$$\mathbf{M} = \mathbf{E} \times \mathbf{n}, \quad (12)$$

で表され、解の積分表示は次式の様になる。

$$\begin{aligned} E_i(\mathbf{x}, t) &= -\mu \int_0^t \int_S \Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) \frac{\partial}{\partial s} J_j(\mathbf{y}, s) dS_y ds \\ &+ e_{jkl} \int_0^t \int_S \Gamma_{ij,k}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) M_l(\mathbf{y}, s) dS_y ds \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ \int_0^t \int_D \left\{ \frac{\partial}{\partial s}(\Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s)\varepsilon\mu \frac{\partial}{\partial s} E_j(\mathbf{y}, s)) \right. \\ &- \left. \frac{\partial}{\partial s}(\varepsilon\mu E_j(\mathbf{y}, s) \frac{\partial}{\partial s} \Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s)) \right. \\ &+ \left. \varepsilon\mu E_j(\mathbf{y}, s) \frac{\partial^2}{\partial s^2} \Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) \right\} dV_y ds, \quad \mathbf{x} \in D, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} 0 &= -\mu \int_0^t \int_S \Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) \frac{\partial}{\partial s} J_j(\mathbf{y}, s) dS_y ds \\ &+ e_{jkl} \int_0^t \int_S \Gamma_{ij,k}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) M_l(\mathbf{y}, s) dS_y ds \\ &+ \int_0^t \int_D \left\{ \frac{\partial}{\partial s}(\Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s)\varepsilon\mu \frac{\partial}{\partial s} E_j(\mathbf{y}, s)) \right. \\ &- \left. \frac{\partial}{\partial s}(\varepsilon\mu E_j(\mathbf{y}, s) \frac{\partial}{\partial s} \Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s)) \right. \\ &+ \left. \varepsilon\mu E_j(\mathbf{y}, s) \frac{\partial^2}{\partial s^2} \Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) \right\} dV_y ds, \quad \mathbf{x} \notin D. \end{aligned} \quad (14)$$

3. 離散化

本節では電磁場問題の積分方程式 (13),(14) の離散化に際して用いる基底関数について述べる。時間の離散化に関しては一般的な区分一定や区分線形の内挿関数を用いるが⁵⁾、空間の離散化に関しては Rao-Wilton-Glisson 基底 (以下、RWG 基底) を用いる^{7),8),9)}(-5)。

3.1 Rao-Wilton-Glisson(RWG) 基底

表面電流 \mathbf{J} 、表面磁流 \mathbf{M} は境界面に平行なベクトルであり、境界面に垂直なベクトルは発生するものの計測することができない。そのため次式に示す様に、要素面内に働く表面電流 \mathbf{J} 、表面磁流 \mathbf{M} を要素辺上の未知量 $J^n(t), M^n(t)$ と RWG 基底 $\mathbf{N}^n(\mathbf{x})$ を用いて離散化する (-6)。

$$J_i(\mathbf{x}, t) \simeq \sum_{n=1}^{N_s} J^n(t) N_i^n(\mathbf{x}), \quad (15)$$

$$M_i(\mathbf{x}, t) \simeq \sum_{n=1}^{N_s} M^n(t) N_i^n(\mathbf{x}), \quad (16)$$

$$N_i^n(\mathbf{x}) = \begin{cases} \pm \frac{l^n}{2S^{n\pm}}(x_i - o_{i\pm}^n), & \mathbf{x} \in S_E^{n\pm}, \\ 0, & \mathbf{x} \notin S_E^{n\pm}, \end{cases} \quad (17)$$

ここで、 $S_E^{n\pm}$ は辺 n を含む二つの三角形要素、 l^n は辺 n の長さ、 $S^{n\pm}$ は三角形要素の面積、 $o_{i\pm}^n$ は辺 n 含む三角形要素の頂点のうち辺上にない点、 N_s は辺の総数である。これによりある辺 n に接する要素面内の点 \mathbf{x} には $J^n(t), M^n(t)$ が -5 の様に点 \mathbf{o} からの距離に比例したベクトルとして作用する。それぞれの辺において離散化されたベクトルの合計が点 \mathbf{x} に作用する表面電流や表面磁流となる (-6)。

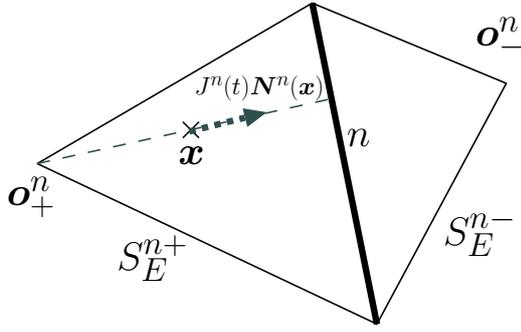


図-5 RWG 基底

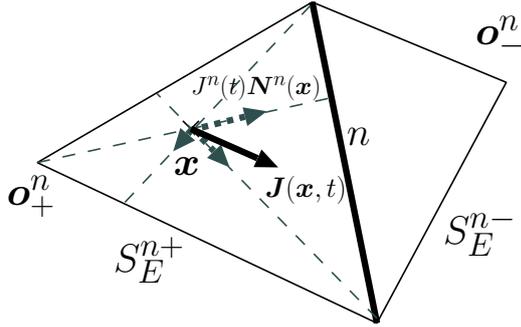


図-6 RWG 基底による離散化

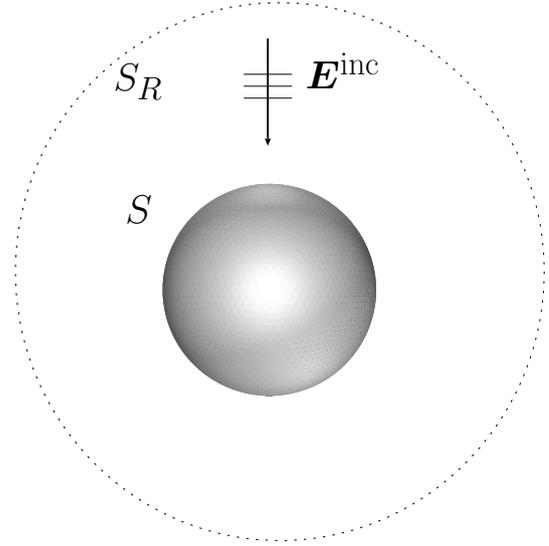


図-7 散乱波動場

4. 解析例

4.1 入射波散乱解析

具体的な解析例として、図-7 に示す様な 3次元無限均質媒体中に存在する完全導体に電場 $\mathbf{E}^{\text{inc}}(\mathbf{x}, t)$ が入射する問題を考える。なお、初期条件を $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{0}$ 、 $\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{0}$ とする。物体に磁場を加えたとき、磁場の变化を妨げる向きに電流が流れるが、完全导体には電気抵抗が無いため電流は減衰せず内部磁場はゼロ、また、表面磁流も $\mathbf{M} = \mathbf{0}$ となる。このとき、完全导体表面を S 、無限境界として半径 R の球の内面 S_R を考え $R \rightarrow \infty$ とすれば、式 (14) は

$$\begin{aligned}
0 &= -\mu \int_0^t \int_{S+S_R} \Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) \frac{\partial}{\partial s} J_j(\mathbf{y}, s) dS_y ds \\
&\quad + e_{jkl} \int_0^t \int_{S+S_R} \Gamma_{ij,k}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) M_l(\mathbf{y}, s) dS_y ds \\
&= -\lim_{R \rightarrow \infty} \mu \int_0^t \int_{S_R} \Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) \frac{\partial}{\partial s} J_j(\mathbf{y}, s) dS_y ds \\
&\quad + \lim_{R \rightarrow \infty} e_{jkl} \int_0^t \int_{S_R} \Gamma_{ij,k}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) M_l(\mathbf{y}, s) dS_y ds \\
&\quad - \mu \int_0^t \int_S \Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) \frac{\partial}{\partial s} J_j(\mathbf{y}, s) dS_y ds, \quad (18)
\end{aligned}$$

となる。ここで、境界 S_2 は無限遠にあるため、境界 S_R 上の積分から得られる値 (式 (18) の最右辺第 1 項、第 2 項) は、散乱体である完全导体が存在しない場合の解、

つまり入射波 $\mathbf{E}^{\text{inc}}(\mathbf{x}, t)$ そのものであると見なせる。

$$\begin{aligned}
& - \lim_{R \rightarrow \infty} \mu \int_0^t \int_{S_R} \Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) \frac{\partial}{\partial s} J_j(\mathbf{y}, s) dS_y ds \\
& + \lim_{R \rightarrow \infty} e_{jkl} \int_0^t \int_{S_R} \Gamma_{ij,k}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) M_l(\mathbf{y}, s) dS_y ds \\
& \simeq E_i^{\text{inc}}(\mathbf{x}, t). \quad (19)
\end{aligned}$$

よって、解くべき式は以下となる。

$$E_i^{\text{inc}}(\mathbf{x}, t) = \mu \int_0^t \int_S \Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) \frac{\partial J_j(\mathbf{y}, s)}{\partial s} dS_y ds \quad (20)$$

4.2 RWG 基底を用いた離散化

境界積分方程式 (20) を数的に解くために、時間内挿関数 $M^m(t)$ と RWG 基底 $N^n(\mathbf{x})$ を用いて離散化する。

$$\begin{aligned}
E_i^{\text{inc}}(\mathbf{x}, m\Delta t) &= \mu \sum_{n=1}^{N_s} \sum_{\ell=1}^m \int_{\partial D} \int \Gamma_{ij}(\mathbf{x}-\mathbf{y}, t-s) \\
&\quad \frac{\partial}{\partial s} J^n(\ell\Delta t) M^\ell(s) N_j^n(\mathbf{y}) ds dS_y. \quad (21)
\end{aligned}$$

基本解、時間内挿関数、RWG 基底を代入し式 (21) を書き下すと次式が得られる。なお、表面電流 \mathbf{J} は時間内挿関数を用いて離散化されるが、ここでは、表面電流の時間微分 $\frac{\partial \mathbf{J}(\mathbf{x}, t)}{\partial t}$ を未知量とし区分一定の時間内挿関数を用いて離散化する。

$$\begin{aligned}
& E_i^{\text{inc}}(\mathbf{x}, m\Delta t) \\
&= \frac{\mu}{4\pi} \frac{l^n}{2S^{n\pm}} \sum_{n=1}^{N_s} \sum_{\ell=1}^m \frac{\partial J^n}{\partial s}(\ell\Delta t) \int_{S_E^{n\pm}} \int_{(\ell-1)\Delta t}^{\ell\Delta t} \\
&\quad \left[\delta_{ij} \frac{\delta(\tau - r\sqrt{\epsilon_0\mu_0})}{r} (y_j - o_{j\pm}^n) ds dS_y \right]
\end{aligned}$$

$$- \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} \frac{\partial^2}{\partial y_i \partial y_j} \left[\frac{(\tau - r\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0})_+}{r} (y_j - o_{j\pm}^n) \right] ds dS_y, \quad (22)$$

ここで、 $\tau = t - s$ 、 $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$ である。

また、未知量が境界要素の辺上で定義されているため、式(22)の両辺に \mathbf{x} についてのRWG基底を乗じ境界上で \mathbf{x} についての積分を行うガラーキン法を用いて解く。

$$\begin{aligned} & \int_{S_{E\pm}^\alpha} \frac{l^\alpha}{2S^{\alpha\pm}} (\mathbf{x}_i - o_{i\pm}^\alpha) \cdot \mathbf{E}_{\alpha i}^{\text{inc}}(\mathbf{x}, m\Delta t) dS_x \\ &= \int_{S_{E\pm}^\alpha} \frac{l^\alpha}{2S^{\alpha\pm}} (\mathbf{x}_i - o_{i\pm}^\alpha) \cdot \\ & \frac{\mu}{4\pi} \frac{l^n}{2S^{n\pm}} \sum_{n=1}^{N_s} \sum_{\ell=1}^m \frac{\partial J^n}{\partial s}(\ell\Delta t) \int_{S_{E\pm}^{n\pm}} \int_{(\ell-1)\Delta t}^{\ell\Delta t} \\ & \left[\delta_{ij} \frac{\delta(\tau - r\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0})}{r} (y_j - o_{j\pm}^n) ds dS_y \right. \\ & \left. - \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0} \frac{\partial^2}{\partial y_i \partial y_j} \left[\frac{(\tau - r\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0})_+}{r} (y_j - o_{j\pm}^n) \right] ds dS_y \right] dS_x. \end{aligned} \quad (23)$$

実際に数値解析を行う場合、式(23)の積分を行う必要がある。本論文では、ソース点 \mathbf{y} についての積分は解析的に、観測点 \mathbf{x} についての積分は数値的に行う。

4.3 数値結果

図-8のように、原点を中心とする半径 a の球体の完全導体にガウス分布の時間変動を持つ x_3 方向に伝播する平面波 \mathbf{E}^{inc}

$$\mathbf{E}^{\text{inc}}(\mathbf{x}, t) = \frac{\mathbf{E}_0}{\sqrt{\pi}} e^{(ct-x_3-3a)^2}, \quad (24)$$

が入射する問題を考える。ここで、 \mathbf{E}_0 は電場の強さを表し成分は $(E_0, 0, 0)$ である。また、 c は波速で $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$ である。

時間域境界積分方程式法により完全導体の表面電流 \mathbf{J} を求めた。境界要素数は200、未知数300、時間ステップ幅 $\frac{c\Delta t}{a} = 0.1$ とし、200ステップまで計算を行った。得られた完全導体上の点 $(0, a, 0)$ における表面電流の x_1 成分 J_1 を図-9に示す。得られた結果は、既往のJacquesらの数値結果と概ね一致している¹⁰⁾。

5. 電磁波非破壊検査への適用

時間域境界積分方程式法による電磁場解析の非破壊検査への適用を考え、電磁波非破壊計測を単純化した次の問題を考える。完全導体を有する媒体に式(24)と同様の平面波 \mathbf{E}^{inc} が入射する問題を考える(図-8)。実際の計測では、送受信アンテナを走査させるため、入射波としては点波源(送信アンテナ)からの球面波とすべきである。しかし本解析では、入射波を x_3 方向に伝播する平面波とし単純化した。また、受信アンテナの

$$x_1 = 0, x_3 = -3a$$

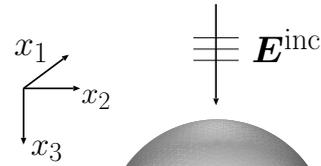


図-8 解析領域

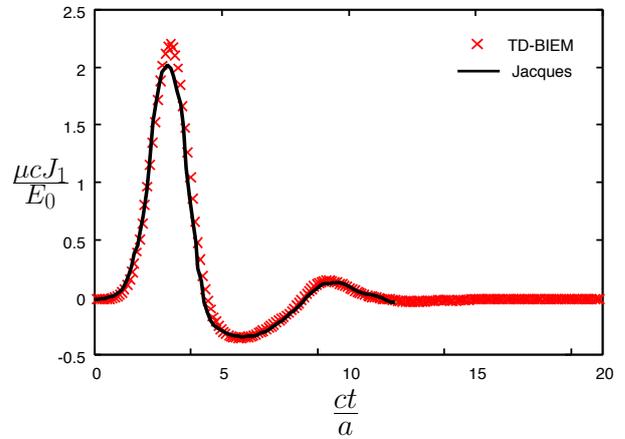


図-9 完全導体上の点 $(0, a, 0)$ での表面電流 J_1 (赤点:時間域BIEM、黒線:Jacquesらの結果)

走査をイメージして、 $x_1 = 0, x_3 = -3a$ 直線上での電場の強さ \mathbf{E} を時間域境界積分方程式法の内点計算(式(25))により計算した。

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}_i^{\text{inc}}(\mathbf{x}, t) + \mathbf{E}_i^{\text{scat}}(\mathbf{x}, t), \quad (25)$$

$$\begin{aligned} & \mathbf{E}_i^{\text{scat}}(\mathbf{x}, t) \\ &= -\mu \int_0^t \int_S \Gamma_{ij}(\mathbf{x} - \mathbf{y}, t - s) \frac{\partial J_j(\mathbf{y}, s)}{\partial s} dS_y ds. \end{aligned} \quad (26)$$

なお、完全導体として次の6つの位置・形状のケースについて、散乱電磁場 \mathbf{E}^{scat} を計算した。

- 中心 $(0, 0, 0)$ 、半径 a の球(ケース1、図-10)
- 中心 $(0, 0, -2a)$ 、半径 a の球(ケース2、図-12)
- 中心 $(0, 0, -a)$ 、半径 $2a$ の球(ケース3、図-14)
- 中心 $(0, 0, 0)$ 、短軸 $0.1a$ 、長軸 a の楕円の長軸を回転させた楕円体
 - 短軸が x_3 軸と平行(ケース4、図-16)
 - 短軸が x_3 軸と45度(ケース5、図-18)
 - 短軸が x_3 軸と直行(ケース6、図-20)

得られた $\mathbf{E}_1^{\text{scat}}$ を横軸 x_2 、縦軸を時刻 $\frac{ct}{a}$ として、

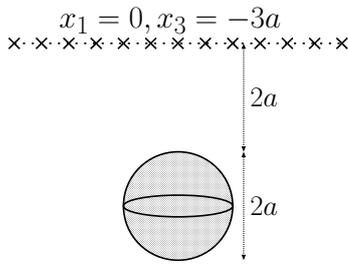


図-10 完全導体の位置・形状 (ケース 1)

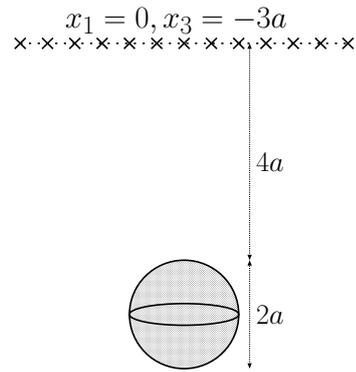


図-12 完全導体の位置・形状 (ケース 2)

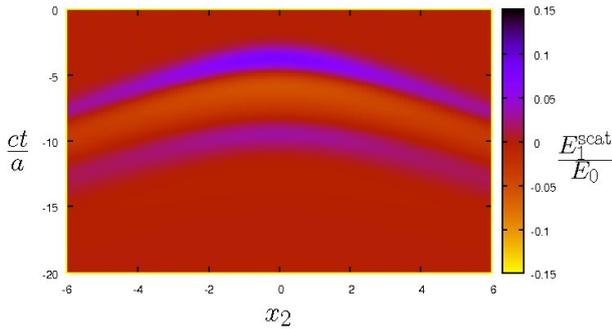


図-11 散乱電磁場 $E_1^{\text{scat}}(0, x_2, -3a, t)$ (ケース 1)

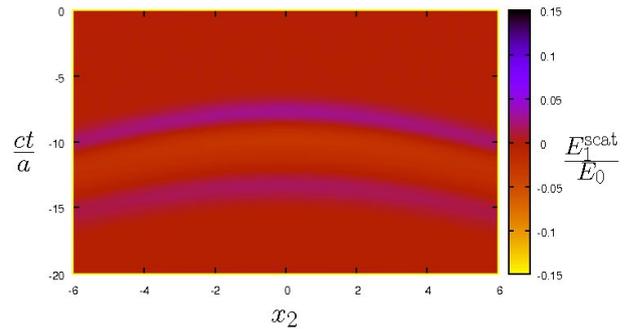


図-13 散乱電磁場 $E_1^{\text{scat}}(0, x_2, -3a, t)$ (ケース 2)

それぞれのケースについて図示した (図-11、図-13、図-15、図-17、図-19、図-21)。

どの散乱電磁場の出力にも、完全導体からの散乱波が計算できている事が、図-4 に示したような“上向きの弧”として確認できる。弧の出現位置も散乱波到達時刻と一致している。図-11、図-13、図-15 からは導体の位置や大きさにより散乱電磁場の振幅や出力の弧の曲率の違いが確認できる。導体の大きさをパラメータとした数値解析を行い、得られた結果と振幅や曲率を定量的に関係付ける事が今後必要となる。また、図-17、図-19、図-21 からは導体の角度により、散乱電磁場の振幅や出力の対称性の変化が見てとれる。さらに、特に地中探査の分野では、これまでは第 2 波の情報は無意味とされてきたが、図-11 と図-15 から、第 1 波と第 2 波の到達時刻により導体の深さ方向のサイズも推測できる。また、第 1 波と第 2 波の曲率の違いによる、上面形状、下面形状の推測も期待できる。このように、電磁波波動解析を正確に行えば、電磁波レーダ計測データの新たな内部評価への利用可能性が見えてくる。

6. 結論

本論文では、電磁波非破壊計測により得られたデータを用いた非破壊評価をより定量的に行うために、時

間域境界積分方程式法を用いた電磁場解析を行い電磁散乱場を数値的に求めた。また、電磁波非破壊計測を簡単なモデルに置き換え、完全導体による電磁波散乱問題を時間域境界積分方程式法を用いて解き、電磁波非破壊計測で得られる出力を数値的に復元した。数値解析により得られた出力は、散乱波の到達時刻に関して妥当なものである事が確認できた。今後は、対象材料の内部評価に、散乱波の到達時刻以外の情報の利用可能性を検討していきたい。また、より現実的な電磁波非破壊計測モデルにおいて数値解析を行い、実際の電磁波非破壊計測で得られた散乱電磁場を数値的に復元する必要がある。検査対象材料内部の散乱体の情報をパラメータで数値的に表現し、それらのパラメータ毎の散乱電磁波動場を数値的に計算すれば、電磁波レーダ計測波形と各種パラメータとの関係が明らかになり、定量的な非破壊評価が可能となる。

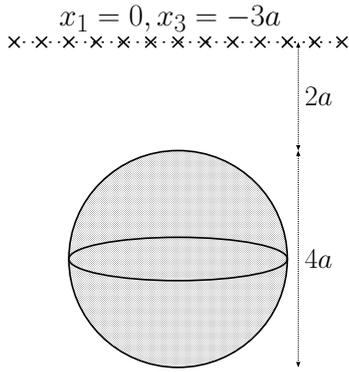


図-14 完全導体の位置・形状 (ケース 3)

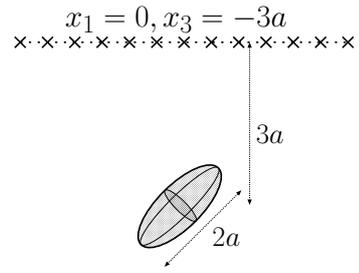


図-18 完全導体の位置・形状 (ケース 5)

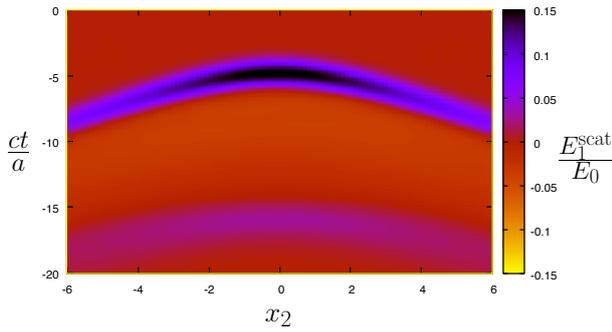


図-15 散乱電磁場 $E_1^{\text{scat}}(0, x_2, -3a, t)$ (ケース 3)

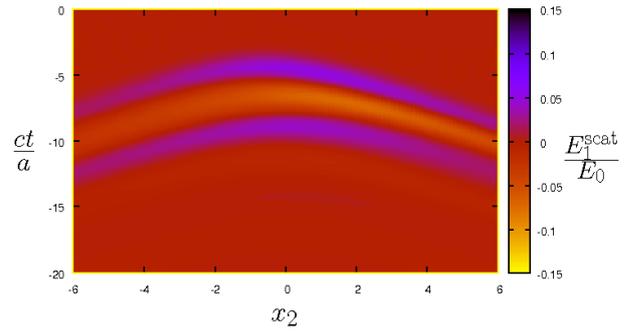


図-19 散乱電磁場 $E_1^{\text{scat}}(0, x_2, -3a, t)$ (ケース 5)

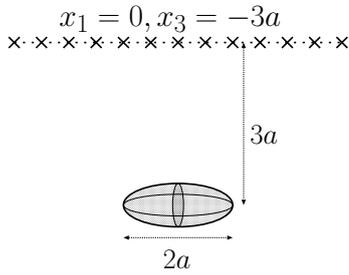


図-16 完全導体の位置・形状 (ケース 4)

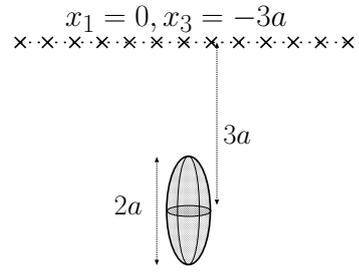


図-20 完全導体の位置・形状 (ケース 6)

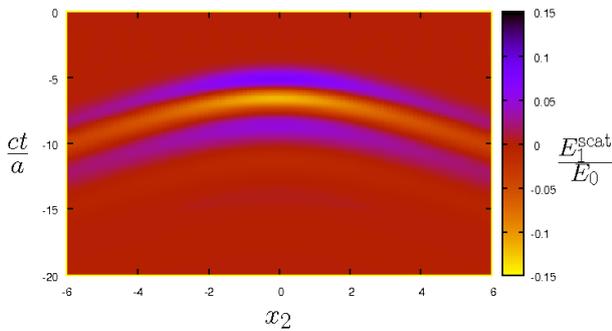


図-17 散乱電磁場 $E_1^{\text{scat}}(0, x_2, -3a, t)$ (ケース 4)

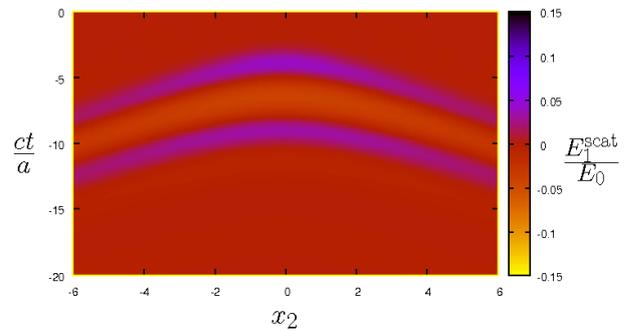


図-21 散乱電磁場 $E_1^{\text{scat}}(0, x_2, -3a, t)$ (ケース 6)

参考文献

- 1) 魚本健人, コンクリート構造物の非破壊検査技術, オーム社, 2008.
- 2) 小林昭一 他: 波動解析と境界要素法, 京都大学学術出版会, 2000.
- 3) 吉川仁, 西村直志: 境界積分方程式法を用いたレーザ超音波非破壊評価に関する研究, 計算数理工学論文集, Vol. 5, No. 2, pp.167–170, 2005.
- 4) 吉川仁, 川田朋和, 西村直志: レーザ超音波計測による波形データを用いたクラック決定解析, 応用力学論文集, Vol. 9, pp.123–128, 2006.
- 5) B. Shanker, A. A. Ergin and E. Michielssen, Plane-wave-time-domain-enhanced marching-on-in-time scheme for analyzing scattering from homogeneous dielectric structures, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 19, No. 4, pp. 716–726, 2002.
- 6) G. Kobidze, B. Shanker and E. Michielssen, Hybrid PO-PWTD Scheme for analyzing of scattering from electrically large PEC objects, Proceedings of the IEEE Antennas and Propagation Symposium, pp. 547–550, 2003.
- 7) S. M. Rao, D. R. Wilton and A. W. Glisson, Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-30, No. 3, pp. 409–418, 1982.
- 8) S. M. Rao and D. R. Wilton, Transient scattering by conducting surfaces of arbitrary shape, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 38, No. 1, pp. 56–61, 1991.
- 9) D. A. Vechinski and S. M. Rao, A stable procedure to calculate the transient scattering by conducting surface of arbitrary shape, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 40, No. 6, pp. 661–665, 1992.
- 10) T. Jacques, L. Nicolas, and C. Vollaire, Implementation of the boundary integral method for electromagnetic scattering problems with geometrical discontinuities, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 38, No. 2, pp. 753–756, 2002.

(2010年3月9日 受付)