

# 3次元CIP法による電磁界散乱解析

チャカロタイ ジェドヴィスノブ<sup>†</sup> 陳 強<sup>†</sup> 澤谷 邦男<sup>†</sup>

<sup>†</sup> 東北大学大学院 工学研究科 電気・通信工学専攻 〒 980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 6-6-05,

E-mail: <sup>†</sup>{jerd, chenq, sawaya}@ecei.tohoku.ac.jp .

あらまし 近年, 電磁界の時間領域数値解析法の主流は FDTD 法であるが, 解析対象によってはその精度は必ずしも十分であるとは言えない. 本論文では, 特性曲線法に基づいた時間領域電磁界解析手法である Constrained Interpolation Profile (CIP) 法を 3 次元の電磁界散乱問題に用い, 完全導体及び誘電体についてマクスウェル方程式の定式化を行った. 3 次元の電磁界散乱問題の一例として導体球及び誘電体球などの解析を行った. そして定式化した式の妥当性を調べるために, 散乱断面積 (RCS) を求め, 厳密解及び FDTD 法の結果と比較した結果, 精度よく解析することができた. また散乱係数の位相特性は CIP 法の方が FDTD 法よりも優れていることを示した.

キーワード 電波伝搬, CIP 法, FDTD 法, 数値解析, 散乱解析

## 1 まえがき

1960 年代において計算機の性能が大きな進歩を遂げたことによって, 数値計算の分野での進歩も大いに勢いづけられた. 始めに 1966 年に Yee 氏がマクスウェル方程式の解法として空間的及び時間的な差分法を用いる手法を提案した後, 時間領域での電磁解析の数値計算法に関する研究が盛んに行われるようになった [?]. この手法は時間領域有限差分法 (Finite-Difference Time-Domain Method, FDTD) と呼ばれ, 空間領域及び時間領域での解析精度が二次であるという特徴を持つ [?]. しかしながら, 従来の Yee の方法では, 時間ステップは Courant 条件で定められているステップ数よりも小さく設定しなければならず, また解析対象によっては解析精度が必ずしも十分であるとは言えない.

近年, 流動体の分野での流動方程式のような双曲型方程式を解く手法としてよく使われている Constrained interpolation profile(CIP) 法が, マクスウェル方程式の解法として用いられるようになった [?]. CIP 法の特徴としては空間では三次の精度を持ち, かつ高周波を含んでいる直方形パルスのような波形でも一次元の解析空間においては形を保ったままで波を伝搬させることが既に確認されている [?]. この手法の基本は特性曲線法に基づいており, 一次元の波動方程式のような双曲型方程式を解く手法である. 従って, マクスウェル方程式に適用するためには, 定式化が必要となる [?]. その定式化は通常マクスウェル方程式をそれぞれの伝搬軸に対応する双曲型方程式に分離した後, CIP 法によって解く. また CIP 法では, 解析領域から放射されて解析領域の境界に垂直する波を完全に吸収することができるため, FDTD 法のように解析領域全体を PML(Perfect Matched Layer) のような吸収境界条件で囲む必要がない [?][?].

多くの研究者が CIP 法を電磁界問題を用いているにもかかわらず, 筆者が調べている限りではまだ 3 次元の散乱問題を解く例はない. 従ってこの論文は 3 次元の電磁界の散乱問題を解く方法として新たに CIP 法を用いることを提案し, CIP 法の有効性を示す. そのためにまずマクスウェル方程式の定式化を行った. そして導体球及び誘電体球からの散乱断面積 (Radar Cross Section ;RCS) を求め, FDTD 法及び厳密解から得られた結果と比較する.

## 2 CIP を用いた定式化

この節では, まず CIP 法について説明した後, 3 次元解析空間におけるマクスウェル方程式が定式化される. そして, 完全導体及び誘電体について取り扱う詳細な定式化が記述される.

### 2.1 CIP 法

電磁波などの物理量  $f$  が速度  $u$  で伝搬する現象を記述する方程式は移流方程式と呼ばれ, 一次元解析空間において, 次式のように表される.

$$\frac{\partial f}{\partial t} - u \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

ここで,  $f$  は波動関数,  $u$  は波の伝搬速度である.

式 (??) は単純に波の形を図??のように伝搬速度  $u$  でそのまま  $-x$  方向に伝搬させる解を与える. もし初期条件  $f(x, t = 0) = F(x)$  が与えられれば, 解析解は  $f(x, t) = F(x + ut)$  として容易に求めることができる. ここで式 (??) 中の  $u$  は空間変数  $x$  に依存せず常に一定であると

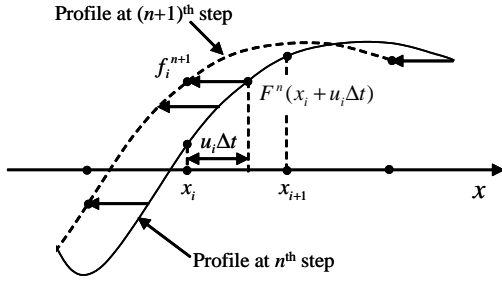


図 1: CIP 法の概要.

仮定し,  $x$  で微分すると,

$$\frac{\partial g}{\partial t} - u \frac{\partial g}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

ただし,  $g = \frac{\partial f}{\partial x}$  である. 式 (??) は式 (??) と全く同じ形をとっており, 波動関数の微分形である  $g$  もまた伝搬速度  $u$  で  $-x$  方向に伝搬する解が得られる.  $f$  及び  $g$  の波形を表す解は 3 次の多項式によって表すことができ, その補間関数を次式のように定義する.

$$F_i(x) = a_i(x - x_i)^3 + b_i(x - x_i)^2 + c_i(x - x_i) + d_i \quad (3)$$

ただし,  $a_i, b_i, c_i$ , そして  $d_i$  は場所  $i$  における定数であり, 時間ステップ  $n$ , 場所  $i$  及び  $i+1$  における  $f$  と  $g$  の値を用いて次式によって与えられる.

$$a_i = \frac{2(f_i^n - f_{i+1}^n)}{\Delta x^3} + \frac{g_{i+1}^n + g_i^n}{\Delta x^2} \quad (4)$$

$$b_i = \frac{3(f_{i+1}^n - f_i^n)}{\Delta x^2} - \frac{g_{i+1}^n + 2g_i^n}{\Delta x} \quad (5)$$

$$c_i = g_i^n = \frac{dF_i(x_i)}{dx} \quad (6)$$

$$d_i = f_i^n = F_i(x_i) \quad (7)$$

ただし,  $f_i$  及び  $g_i$  は場所  $i$  における電磁界の値及び微分値を表しており,  $n$  は時間ステップである. 更に, 微分値の伝搬プロファイルも以下のような記述で表現できる.

$$\frac{dF_i(x)}{dx} = 3a_i(x - x_i)^2 + 2b_i(x - x_i) + c_i \quad (8)$$

以上の式によって補関数のすべての定数が決まると, 次の時間ステップ  $n+1$  における波形は波形を空間的に  $-x$  方向にシフトさせることで, 簡単に求めることができる. すなわち,

$$f_i^{n+1} = F_i(x_i + u_i \Delta t) \quad (9)$$

$$g_i^{n+1} = \frac{d}{dx} F_i(x_i + u_i \Delta t) \quad (10)$$

となり,  $x_i + u_i \Delta t$  を式 (??) に代入すると,

$$f_i^{n+1} = a_i \xi^3 + b_i \xi^2 + g_i^n \xi + f_i^n \quad (11)$$

$$g_i^{n+1} = 3a_i \xi^2 + 2b_i \xi + g_i^n \quad (12)$$

ただし,  $\xi = u_i \Delta t$  である.

## 2.2 マクスウェル方程式の定式化

まず等方性媒質におけるマクスウェル方程式は, 次式のように表すことができる [?].

$$\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} - \nabla \times \mathbf{H} = -\mathbf{J} \quad (13)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (14)$$

ここで式 (??) は一般化したアンペアの法則 (generalized Ampere's circuit law) であり, 電束密度  $\mathbf{D}$  及び磁界  $\mathbf{H}$  との相互関係を表す. 式 (??) はファラデーの電磁誘導の法則であり, 磁束密度  $\mathbf{B}$  と電界  $\mathbf{E}$  との関係を示す. 式 (??) 及び (??) を行列の形で表すと, 直交座標において一般的には次式のように表すことができる.

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{F}_z}{\partial z} = \mathbf{R} \quad (15)$$

ここで,  $\mathbf{W} = [E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z]^T$ . そして,  $\mathbf{R} = [-J_x/\varepsilon, -J_y/\varepsilon, -J_z/\varepsilon, 0, 0, 0]^T$ ,  $\mathbf{F}_x = \mathbf{A}\mathbf{W}$ ,  $\mathbf{F}_y = \mathbf{B}\mathbf{W}$  及び  $\mathbf{F}_z = \mathbf{C}\mathbf{W}$  である. それぞれの係数行列  $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{B}$ , 及び  $\mathbf{C}$  は次式によって定義される.

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1/\varepsilon \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1/\varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1/\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1/\mu & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1/\varepsilon \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1/\varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1/\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1/\mu & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (17)$$

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 1/\varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1/\varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1/\mu & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1/\mu & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (18)$$

ただし,  $\varepsilon$  及び  $\mu$  はそれぞれ媒質中における誘電率及び透磁率である.

説明を簡単化するために損失のない媒質内で  $x$  方向のみに伝搬する波について一次元のマクスウェル方程式を解くと, 次式のようなになる.

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial x} = 0 \quad (19)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} + \frac{1}{\mu} \frac{\partial E_y}{\partial x} = 0 \quad (20)$$

式(??)及び式(??)をFlux保存形で表すと、次のようになる。

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{f}}{\partial x} = 0 \quad (21)$$

ただし、 $\bar{w} = [E_y, H_z]^T$ ,  $\bar{f} = [H_z/\varepsilon, E_y/\mu]^T$  であり、 $T$ は転置を表す。上式を次のような形に書き直すことができる。

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{A} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} = 0 \quad (22)$$

ここで、 $\bar{A}$ は $\bar{f}$ のヤコビ行列であり、

$$\bar{A} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial \bar{w}} = \begin{bmatrix} 0 & 1/\varepsilon \\ 1/\mu & 0 \end{bmatrix} \quad (23)$$

によって定義される。この行列 $\bar{A}$ は二つの固有値を持っており、それぞれの固有値 $\lambda_{1,2} = \pm 1/\sqrt{\varepsilon\mu}$ は右及び左の方向に伝搬していく波の速度を表す。行列 $\bar{A}$ の固有値は以下のように相似変換によって求めることができる。

$$\bar{A} = \bar{S} \bar{\Lambda} \bar{S}^{-1} \quad (24)$$

ここで $\bar{\Lambda}$ は固有値行列であり、

$$\bar{\Lambda} = \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{bmatrix} \quad (25)$$

$\bar{S}$ は $\bar{A}$ の固有ベクトル行列である。

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} \sqrt{\mu/\varepsilon} & -\sqrt{\mu/\varepsilon} \\ 1 & 1 \end{bmatrix}, \bar{S}^{-1} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \sqrt{\varepsilon/\mu} & 1 \\ -\sqrt{\varepsilon/\mu} & 1 \end{bmatrix} \quad (26)$$

各固有ベクトルはそれぞれ右と左に伝搬していく波に対応しており、以下のように分離することができる。

$$\bar{\Lambda} = \bar{\Lambda}^+ + \bar{\Lambda}^- \quad (27)$$

$$\bar{\Lambda}^+ = \begin{bmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \bar{\Lambda}^- = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{bmatrix} \quad (28)$$

従って、式(10)は次式のように変形することができる。

$$\frac{\partial \bar{w}}{\partial t} + \bar{S} \bar{\Lambda} \bar{S}^{-1} \frac{\partial \bar{w}}{\partial x} = 0 \quad (29)$$

上式に $\bar{S}^{-1}$ を掛けると、

$$\frac{\partial(\bar{S}^{-1}\bar{w})}{\partial t} + (\bar{\Lambda}^+ + \bar{\Lambda}^-) \frac{\partial(\bar{S}^{-1}\bar{w})}{\partial x} = 0 \quad (30)$$

となり、上式は完全に分離された2つの双曲型方程式を表しており、CIP法によって解くことができる。

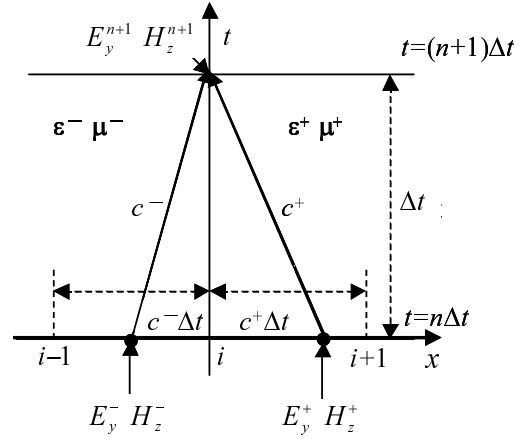


図 2: 媒質間の境界条件

### 2.3 媒質間の境界条件

ここでもう一度2.1節の式(??)を詳しく見ていく。式(??)はそれぞれ固有値 $\lambda_1, \lambda_2$ に対応する形で表すと、

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{1}{2} (H_z + \eta E_y) = 0 \quad (31)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} \frac{\partial}{\partial x} \right) \frac{1}{2} (H_z - \eta E_y) = 0 \quad (32)$$

となる。ただし、 $\eta = \sqrt{\varepsilon/\mu}$ は媒質内での特性アドミタンスである。また $H_z \pm \eta E_y$ は同一媒質内では変化せず一定の値となることから、リーマン不変量とも呼ばれる。

まず、均一媒質の場合について考える。媒質が同一である場合は特性アドミタンスも一定であるため、式(??)、(??)の解はそれぞれCIP法を適用すると、 $(H_z + \eta E_y)$ は $+x$ 方向に伝搬し、 $(H_z - \eta E_y)$ は $-x$ 方向に伝搬することになる。それぞれ $+x, -x$ 方向に伝搬する量は不変であるため、以下の式が成立する。

$$H_z^+ + \eta E_y^+ = H_z^{\text{CIP}} + \eta E_y^{\text{CIP}} \quad (33)$$

$$H_z^- - \eta E_y^- = H_z^{\text{CIP}} - \eta E_y^{\text{CIP}} \quad (34)$$

ここで、 $+$ 及び $-$ はそれぞれ $+x, -x$ 方向に伝搬する量を表す。上式より $E_y^{\text{CIP}}$ 及び $H_z^{\text{CIP}}$ について解くと、

$$E_y^{\text{CIP}} = \frac{1}{2} \left( \frac{H_z^+}{\eta} - \frac{H_z^-}{\eta} + E_y^+ + E_y^- \right) \quad (35)$$

$$H_z^{\text{CIP}} = \frac{1}{2} (H_z^+ + H_z^- + \eta E_y^+ - \eta E_y^-) \quad (36)$$

次に2つの違う媒質が存在する場合について考える。上記の同一媒質の場合の式(??)、(??)は同じである。しかし、媒質間の境界のところでは図に示されるように $+x, -x$ 方向の媒質内の特性アドミタンスが同じではない。す

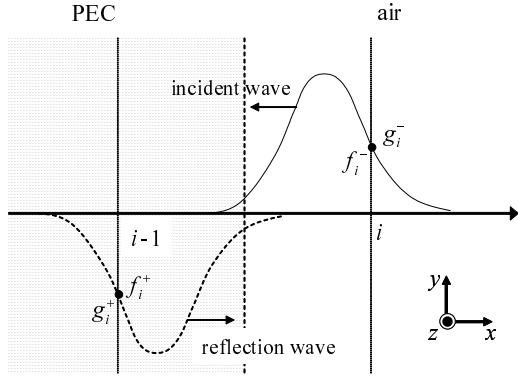


図 3: 完全導体との境界の取り扱い

なわち,  $\eta^+ \neq \eta^-$  であることから, 式 (??) 及び式 (??) は次式によって表される.

$$H_z^+ + \eta^+ E_y^+ = H_z^{\text{CIP}} + \eta^+ E_y^{\text{CIP}} \quad (37)$$

$$H_z^- - \eta^- E_y^- = H_z^{\text{CIP}} - \eta^- E_y^{\text{CIP}} \quad (38)$$

上式より式 (??), 式 (??) と同様に解くと,  $E_y^{\text{CIP}}$  及び  $H_z^{\text{CIP}}$  は

$$E_y^{\text{CIP}} = \frac{1}{\eta^+ + \eta^-} (\eta^+ E_y^+ + \eta^- E_y^- + H_z^+ - H_z^-) \quad (39)$$

$$H_z^{\text{CIP}} = \frac{\eta^+ \eta^-}{\eta^+ + \eta^-} \left( E_y^+ - E_y^- + \frac{H_z^+}{\eta^+} + \frac{H_z^-}{\eta^-} \right) \quad (40)$$

となる. 上式の  $E_y^{\text{CIP}}$  及び  $H_z^{\text{CIP}}$  が次の時間ステップ  $n+1$  における更新された電界及び磁界となる.

## 2.4 完全導体との境界条件

図??は一次元の解析空間における空気と完全導体との間の境界モデルを示す. 完全導体との境界は場所  $i$  及び  $i-1$  との間に存在すると仮定する. 境界面と平行する電磁界 (図??では電界が  $E_y$  成分, 磁界が  $H_z$  成分) が完全導体に垂直入射したとき, 完全反射が起こるためには, 場所  $i-1$  における電磁界を磁界成分について同符号で, 電界について符号が逆になるように設定すればよい. すなわち,

$$E_{y,i-1} = -E_{y,i} \quad (41)$$

$$H_{z,i-1} = H_{z,i} \quad (42)$$

となる. 以上の手法を用いて CIP 法により完全導体をモデル化することができる.

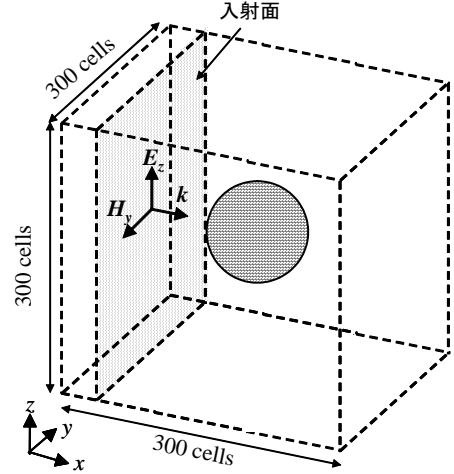


図 4: 解析モデル

## 3 解析モデル

解析モデルを図??に示す. FDTD 法及び CIP 法での解析パラメータは表??のようになっている. セルサイズは  $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1\text{mm}$ , 解析領域は  $30\text{cm} \times 30\text{cm} \times 30\text{cm}$  とした. 入射電界の偏波を  $z$  方向, 入射磁界の偏波を  $-y$  方向とした. 本論文で用いる球のモデルとして, 導体球 (モデル A) 及び誘電体球 ( $\epsilon_r = 2.0\epsilon_0$ , モデル B) を用いた. 球の半径を  $5\text{cm}$  と一定にし, 球を解析領域の中心に置いた. 吸収境界は FDTD 法において 8 層の PML (Perfect Matched Layer) を用いた. CIP 法では特性曲線法を用いて一次元移流方程式を定式化しているため, 境界に垂直入射した波の場合は吸収することができる. そのため, CIP 法の吸収境界は Mur の一次とみなすことができることから, 別に吸収境界を入れる必要がなく, CIP 法の計算によって解析領域から出て行く波を吸収できる.

解析パラメータの中の CFL 数は以下のように定義されている.

$$\text{CFL} = \frac{\Delta}{c_0 \Delta t} \quad (43)$$

ただし,  $\Delta$  はセルサイズであり, 本論文の解析モデルでは各軸に対するセルサイズを全て同じにした.  $c_0$  は真空中の光速,  $\Delta t$  は時間ステップである. CFL 数は FDTD の場合, Courant 条件によって制約されている. また 3次元の解析空間では, FDTD 法で最大にとれる時間ステップは,

$$\Delta t = \frac{\sqrt{3}\Delta}{c_0} \quad (44)$$

であるため, CFL 数は式 (??) を式 (??) に代入すると,  $\text{CFL} = 1/\sqrt{3} = 0.577$  となる. 一方, CIP 法の場合, CFL

表 1: 解析パラメータ.

解析領域 $(N_x, N_y, N_z)$	$(300, 300, 300)$ = $(30\text{cm}, 30\text{cm}, 30\text{cm})$
セルサイズ $\Delta x, \Delta y, \Delta z$	$(1\text{mm}, 1\text{mm}, 1\text{mm})$
入射面の位置 $x_{\text{inc}}$	2cm
球の半径	5cm
球の中心 $(x_0, y_0, z_0)$	$(15\text{cm}, 15\text{cm}, 15\text{cm})$
吸収境界条件	8層 PML (FDTD)
計算ステップ数	5000 (FDTD) 1500 (CIP)
解析周波数	10GHz
CFL 数	0.577(FDTD) 1.0(CIP)

表 2: 入射波のパラメータ.

波形	ガウシアン・パルス
$t_0$	133.4ns
$\alpha$	$4/t_0 = 2.9985 \times 10^7$

数は最大で 1.0 にすることができるので、計算に用いる計算ステップ数は CIP 法の方が少なく済む。

入射波のパラメータを表 2 に示す。入射波として用いている波形はガウシアン・パルスであり、次式によって定義されている。

$$s(t) = \begin{cases} e^{\alpha^2(t-t_0)^2} & (0 \leq t \leq 2t_0) \\ 0 & \text{その他} \end{cases} \quad (45)$$

## 4 解析結果

導体球による解析結果を図 5 ~ 図 7 に示す。図 5 は時間領域において FDTD 法、CIP 法による結果を比較した結果である。図 5 に示されている波形は導体球の中心から 7cm 離れた観測点における波形である。また同図から分かるように FDTD 法による導体球からの散乱波は CIP 法とほぼ一致しているが、FDTD 法の場合、散乱波の高周波を表現しきれずギザギザな波形となるのに対し、CIP 法による波形は滑らかである。図 6 及び図 7 はそれぞれ解析周波数  $f = 10\text{GHz}$  における半径 5cm の導体球による散乱係数の振幅及び位相特性である。図 6 が示しているように、FDTD 法及び CIP 法による散乱係数の振幅特性は概ね厳密解と一致しているが、CIP 法

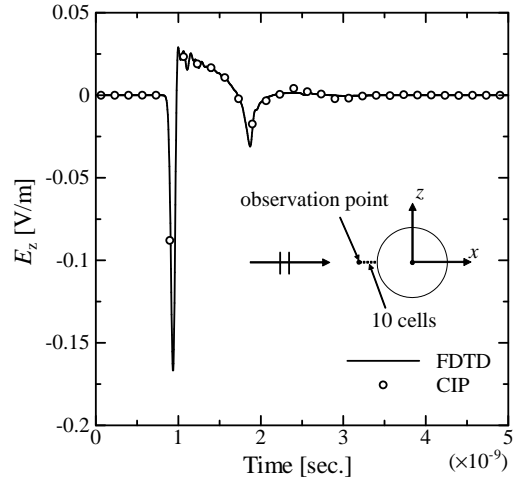


図 5: 導体球による平面波の反射波 (時間領域)

による結果では、角度が  $30^\circ \sim 60^\circ$  の振幅がかなり厳密解から離れている。これは、CIP 法では吸収境界条件が一次の Mur 境界条件であり、球状で広がっていくような球導体からの散乱波は吸収境界条件において完全に吸収できず、部分的に反射して解析領域内に帰ってくるためである。また図 7 から分かるように CIP 法による散乱係数の位相特性は厳密解と一致しており、CIP 法によって精度よく解析することができることを示している。

次に図 6 及び図 7 それぞれ解析周波数  $f = 10\text{GHz}$  における半径 5cm の誘電体球 ( $\epsilon_0 = 2.0\epsilon$ ) による散乱係数の振幅及び位相特性である。両図から分かるように、誘電体の場合でも CIP 法による散乱係数は FEKO (モーメント法) による解析結果とよく一致しており、精度よく解析できている。また図 7 の位相特性は角度が  $0^\circ$  及び  $180^\circ$  付近においては CIP 法による解析結果の方が FDTD 法のもよりも精度が良いということを示している。

## 5 まとめ

CIP 法に基づく 3次元空間における電磁界散乱解析手法を新しく開発した。3次元マクスウェル方程式に CIP 法を適用するために、定式化を行い、完全導体及び誘電体の境界条件について述べた。この手法は導体球及び誘電体球についての解析に用いられ、精度よく解析できていることを示した。また位相特性については解析モデルによっては FDTD 法よりも CIP 法の方が精度よく解析できることを示した。しかしながら、CIP 法では吸収境界からの反射波が大きく、解析した振幅特性に大きく影響するため、新たな対策が必要である。今後この問題について取り組んでいく予定である。

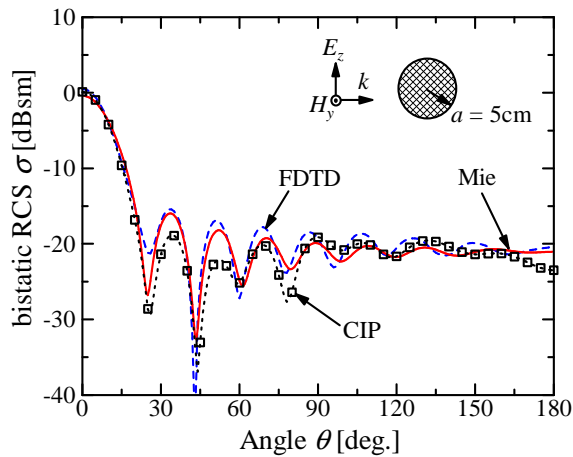


図 6: 導体球による RCS の振幅 ( $f = 10GHz$ )

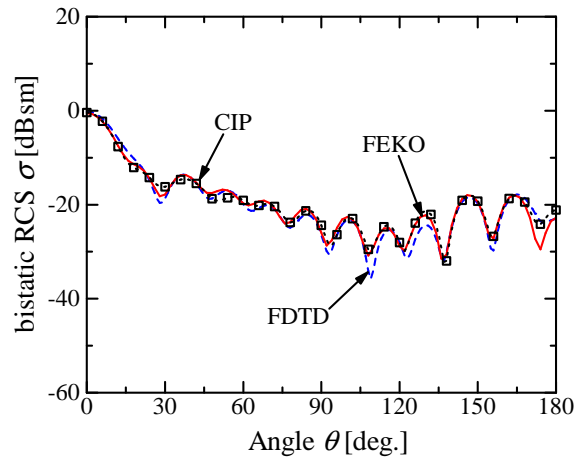


図 8: 誘電体球による RCS の振幅 ( $f = 10GHz$ )

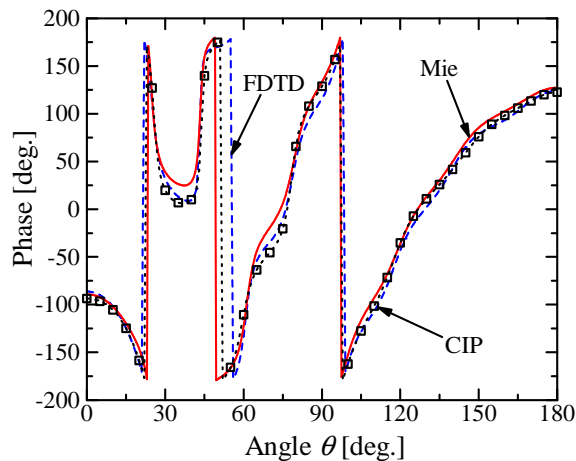


図 7: 導体球による RCS の位相 ( $f = 10GHz$ )

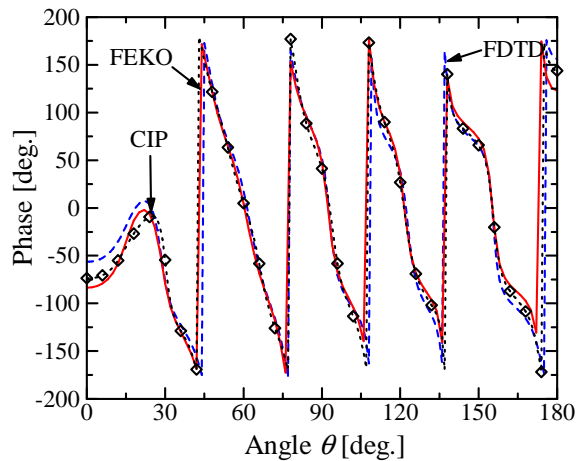


図 9: 誘電体球による RCS の位相 ( $f = 10GHz$ )

## 参考文献

- [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, 1996
- [2] A. Taflove, "Computational Electrodynamics, The Finite-Difference Time-Domain Method" Artech House Publisher, 1995
- [3] H. Takewaki, A. Nishiguchi, T. Yabe, "The Cubic-interpolated Pseudo-particle(CIP) Method for Solving Hyperbolic-type Equations", J. Comput. Phys., vol.61, pp.261-268, 1985
- [4] Y. Ogata, T. Yabe, K. Odagaki, "An Accurate Numerical Scheme for Maxwell Equation with CIP-Method of Characteristics," Comm. Comput. Phys., vol.1, no.2, pp.311-335, April 2006
- [5] J. S. Shang, "Characteristic-Based Algorithms for Solving the Maxwell Equations in the Time Domain", IEEE Antennas and Propagation Magazine, vol.37, no.3, June 1995
- [6] J. S. Shang, R. M. Fithen, "A Comparative Study of Characteristic-Based Algorithms for the Maxwell Equations", J. Comput. Phys., vol.125, pp. 378-394, 1996
- [7] J. S. Shang, "A Fractional-Step Method for Solving 3D, Time-Domain Maxwell Equations", J. Comput. Phys., vol.118, pp.109-119, 1995
- [8] R. F. Harrington, "Time-Harmonic Electromagnetic Field," The IEEE Press Series on Electromagnetic Wave Theory, Wiley-Interscience