安浦の方法による 3 次元誘電体の電磁波散乱解析

非会員 木場 幸一* 正員 生野 浩正*

非会員 川野 光則**

Numerical Analysis of Electromagnetic Scattering from 3-D Dielectric Objects Using the Yasuura Method

Koichi Koba*, Non-member, Hiroyoshi Ikuno*, Member, Mitsunori Kawano**, Non-member

In order to calculate 3-D electromagnetic scattering problems by dielectric objects which we need to solve a big size simultaneous linear equation, we present a rapid algorithm on the Yasuura method where we accelerate the convergence rate of solution by using an array of multipoles as well as a conventional multipole. As a result, we can obtain the radar cross sections of dielectric objects in the optical wave region over a relative wide frequency range and a TDG pulse response. Furthermore, we analyze the scattering data about dielectric objects by using the pulse responses cut by an appropriate window function in the time domain and clarify the scattering processes on dielectric objects.

キーワード：3次元散乱問題, 誘電体, アレイ状の多重極子, 安浦の方法, 時間-周波数応答

Keywords: 3-D scattering problem, Yasuura method, array of multipoles, time-frequency response

1. まえがき

近年, 多重極展開や T-matrix 法, 有限要素法, FD-TD 法などさまざまな手法により, 3 次元物体による電磁波散乱問題の解析が試みられている⁽¹⁾⁽²⁾. この解析結果はレーダ工学や環境電磁工学などさまざまな分野において重要な資料を提供する. しかしながら, 3 次元散乱問題を解析するには, 非常に大きな連立方程式を解く必要があり, 莫大な計算量と計算時間が要求される. これらを計算するためには, 計算量を減少させる解の収束の改善法⁽³⁾⁽⁴⁾が提案されてるが, さらに反復解法や並列計算などが必要であろう.

3 次元散乱問題の数値解法の一つに安浦の方法 (以後, 通常の安浦の方法と呼ぶ) がある⁽⁵⁾⁽⁶⁾. 安浦の方法は, 打ち切り項数を大きくすると, 解が収束し, 数値的厳密解を得ることができる. しかしながら, 散乱体の形状が球から著しくずれた場合, 解の収束が遅くなるという欠点を有する. これらの欠点を克服するため, 複数の多重極子に加えてアレイ

状の多重極子⁽⁷⁾を導入することにより, 安浦の方法における解の収束を改善する方法が提案され, 複雑な形状の 3 次元完全導体の散乱特性を比較的広帯域にわたり解析できることが示されている⁽⁷⁾⁽⁸⁾. 同様にこの手法は, 3 次元誘電体の電磁波散乱問題への適用が試みられている⁽⁹⁾.

本論文では, 3 次元誘電体による電磁波散乱問題を安浦の方法により定式化し, 比較的広帯域にわたる散乱データを得た. その結果を用い, 光波領域の誘電体による散乱特性を分析した. 解の収束を速めるために, アレイ状の多重極子を導入し, 入射方向と散乱物体の形状を考慮して多重極子およびアレイ状の多重極子を最良の位置に配置した. その結果, 本手法は, 誘電体からなる回転体のみならず 3 次元誘電体の散乱問題に対しても有効となり, ka が 17 までの比較的広帯域にわたる散乱断面積を有効数字 2 桁以上で計算することができた.

数値例として, 光波領域における滑らかな表面を有する 3 次元誘電体の後方散乱断面積および TDG パルス⁽¹⁰⁾ 応答を計算した. 時間応答から抽出した各波形ごとの伝達関数を分析した結果, 光波領域の誘電体の後方散乱断面積は, 幾何光学的には, 鏡面反射波 (SR), 内部 1 回反射波 (IR1) および透過クレーピング波 (TC1) からの寄与として説明できることがわかった. 時間因子は $\exp(j\omega t)$ とし, 記述を省略する.

* 熊本大学

〒 860-8555 熊本市黒髪 2-39-1

Kumamoto University

2-39-1, Kurokami, Kumamoto 860-8555

** 熊本電波高専

〒 861-1102 熊本県菊池郡西合志町須屋 2659-2

Kumamoto National College of Technology

2659-2, Suya, Nishigoshi-Machi, Kikuchi-Gun, Kumamoto

861-11

2. 問題の定式化

図 1 に示すような、表面が滑らかな均一媒質の誘電体からなる 3 次元物体による平面波散乱問題を考え、安浦の方法により定式化する。散乱体の表面を S 、屈折率が n_2 の散乱体の内部領域を V_2 、屈折率が n_1 の散乱体の外部領域を V_1 とする。ここで、透磁率 $\mu = \mu_0$ 、誘電率 $\varepsilon_{1,2} = n_{1,2}^2 \varepsilon_0$ である。 V_1 あるいは V_2 における任意の点を $P(r, \theta, \phi)$ とし、そして波数 $n_1 k$ の入射平面波の電磁界を $E^i(P)$, $H^i(P)$ とする。 k は真空中における波数である。入射方向を (θ_i, ϕ_i) とする。入射面が z 軸となす角を α とする。また領域 V_1 における散乱波を $E^{(1)}(P)$, $H^{(1)}(P)$ 、領域 V_2 における散乱波を $E^{(2)}(P)$, $H^{(2)}(P)$ とする。

安浦の方法によれば、3 次元誘電体による散乱電磁界を多重極子の 1 次結合で表現する。ここでは、後で述べる理由から、散乱体外部での散乱電磁界は散乱体の内部に配置した $K+1$ 個の局所座標系によって表される多重極子を使うことにより、次式のように表現する。

$$\begin{aligned}
 E_N^{(1)}(P) &= \sum_{n=1}^N \left[\sum_{m=0}^n \{a_{emn}^{01} m_{emn}(P) + b_{emn}^{01} n_{emn}(P)\} \right. \\
 &\quad + \sum_{m=1}^n \{a_{omn}^{01} m_{omn}(P) + b_{omn}^{01} n_{omn}(P)\} \Big] \\
 &\quad + \sum_{\kappa_1=1}^{K_0} \sum_{n=1}^N \left[\sum_{m=0}^n \{a_{emn}^{\kappa_1} m_{emn}(P - R_{\kappa_1}) \right. \\
 &\quad + b_{emn}^{\kappa_1} n_{emn}(P - R_{\kappa_1}) \} \\
 &\quad + \sum_{m=1}^n \{a_{omn}^{\kappa_1} m_{omn}(P - R_{\kappa_1}) \\
 &\quad + b_{omn}^{\kappa_1} n_{omn}(P - R_{\kappa_1}) \} \Big] \\
 &\quad + \sum_{\kappa_1=K_0+1}^{K_1} \sum_{n=1}^N \left[\sum_{m=0}^n \left\{ a_{emn}^{\kappa_1} \sum_{u=1}^{U_{\kappa_1}} m_{emn}(P - R_{\kappa_1,u}) \right. \right. \\
 &\quad + b_{emn}^{\kappa_1} \sum_{u=1}^{U_{\kappa_1}} n_{emn}(P - R_{\kappa_1,u}) \Big\} \\
 &\quad + \sum_{m=1}^n \left\{ a_{omn}^{\kappa_1} \sum_{u=1}^{U_{\kappa_1}} m_{omn}(P - R_{\kappa_1,u}) \right. \\
 &\quad + b_{omn}^{\kappa_1} \sum_{u=1}^{U_{\kappa_1}} n_{omn}(P - R_{\kappa_1,u}) \Big\} \Big] \\
 &\quad \dots\dots\dots (1)
 \end{aligned}$$

ここで $m_{emn}(\cdot)$ および $n_{emn}(\cdot)$ は多重極子であり、球ベクトル波動関数と呼ばれる。同様に、散乱体内部における散乱電界も散乱体の内外に配置した K_2+1 個の局所座標系によって表される多重極子によって表現できる。外部領域における散乱磁界は散乱電界表現式 (1) を Maxwell 方程式に代入し、 $\nabla \times m_{emn}(\cdot) = n_{emn}(\cdot)$ およ

び $\nabla \times n_{emn}(\cdot) = m_{emn}(\cdot)$ の関係式を用いることにより得られる。内部領域の散乱磁界も同様の操作により同様に表現できる。さらに、式 (1) において球ベクトル波動関数 $m_{emn}(\cdot)$, $n_{emn}(\cdot)$ はベクトルヘルムホルツ方程式の球座標系の変数分離解であり、

$$\begin{aligned}
 m_{emn}(P - R_{\kappa_p}) &= \mp \frac{m}{\sin \theta_{\kappa_p}} z_n(k n_p r_{\kappa_p}) P_n^m(\cos \theta_{\kappa_p}) \frac{\sin m \phi_{\kappa_p}}{\cos} i_{\theta_{\kappa_p}} \\
 &\quad - z_n(k n_p r_{\kappa_p}) \frac{\partial P_n^m(\cos \theta_{\kappa_p})}{\partial \theta_{\kappa_p}} \frac{\cos m \phi_{\kappa_p}}{\sin} i_{\phi_{\kappa_p}} \\
 &\quad \dots\dots\dots (2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 n_{emn}(P - R_{\kappa_p}) &= \frac{n(n+1)}{k n_p r_{\kappa_p}} z_n(k n_p r_{\kappa_p}) P_n^m(\cos \theta_{\kappa_p}) \frac{\cos m \phi_{\kappa_p}}{\sin} i_{r_{\kappa_p}} \\
 &\quad + \frac{1}{k n_p r_{\kappa_p}} \frac{\partial [r_{\kappa_p} z_n(k n_p r_{\kappa_p})]}{\partial r_{\kappa_p}} \frac{\partial P_n^m(\cos \theta_{\kappa_p})}{\partial \theta_{\kappa_p}} \frac{\cos m \phi_{\kappa_p}}{\sin} i_{\theta_{\kappa_p}} \\
 &\quad \mp \frac{m}{k n_p r_{\kappa_p} \sin \theta_{\kappa_p}} \frac{\partial [r_{\kappa_p} z_n(k n_p r_{\kappa_p})]}{\partial r_{\kappa_p}} \\
 &\quad \times P_n^m(\cos \theta_{\kappa_p}) \frac{\sin m \phi_{\kappa_p}}{\cos} i_{\phi_{\kappa_p}} \dots\dots\dots (3)
 \end{aligned}$$

のように表される⁽¹¹⁾。ここで、 $P_n^m(\cdot)$ はルジャンドル陪関数であり、球波動関数 $z_n(\cdot)$ は、外部領域の散乱界を表す多重極子において $z_n(k n_1 r_{\kappa_1}) = h_n^{(2)}(k n_1 r_{\kappa_1})$ であり、内部領域の散乱界を表す多重極子においては R_{κ_2} が領域 V_1 にある場合、つまり多重極子が散乱体の外部にある場合、 $z_n(k n_2 r_{\kappa_2}) = h_n^{(2)}(k n_2 r_{\kappa_2})$, R_{κ_2} が領域 V_2 にある場合、つまり多重極子が散乱体の内部にある場合、 $z_n(k n_2 r_{\kappa_2}) = j_n(k n_2 r_{\kappa_2})$ である。ここで $h_n^{(2)}(\cdot)$ および $j_n(\cdot)$ はそれぞれ第 2 種球ハンケル関数および球ベッセル関数である。また $r_{\kappa_p} = |P - R_{\kappa_p}|$, $\kappa_p = 1, \dots, K_p$ ($p = 1, 2$) である。

図 1 問題の構成

Fig. 1. Geometry of the problem.

式 (1) の表現では、安浦の方法において解の収束を改善するため、散乱波の散乱体形状依存特性を考慮した表現をしている。つまり式 (1) の表現は、自然界に存在する物体および人工物の多くは回転体あるいは回転体から変形したものと考えられるため、これらの問題を解析対象として考えたときの散乱界表現である。実際、式 (1) の第 2 項が散乱体の局所的な球面部分からの散乱波を表すため通常多重極子を複数配置したもの、第 3 項が円筒状の表面からの円筒状の散乱波を表現するために導入したアレイ状の多重極子によるものである。残りの散乱波を原点に配置した多重極子によって表現している。

さらに、散乱体内部の電磁界を表す多重極子は外部を表す多重極子との直交性を考えて、最適な配置をする必要がある。たとえば、図 2 のような形状に対しては、外部領域の散乱界を表すアレイ状の多重極子を入射方向がその中心とする弧に直交するように配置する。そして、対応する内部領域の散乱界を表すための多重極子を z 軸上に配置する。この多重極子の配置の仕方は、2 次元の回転対称体に対する配置と同様の考え方である⁽¹²⁾。

以上の考察を踏まえて、安浦の方法を用いた誘電体からなる回転体および 3 次元誘電体による電磁波散乱問題は、境界条件に関する離散ノルム

$$\Omega_s(N) = \frac{\sum_{i=1}^{L_\theta} \sum_{j=1}^{L_\phi} \left| \mathbf{n} \times \{ \mathbf{E}_N^{(1)} - \mathbf{E}_N^{(2)} + \mathbf{E}^i \} (Q_{ij}) \right|^2 J(Q_{ij}) \omega(Q_{ij})}{\sum_{i=1}^{L_\theta} \sum_{j=1}^{L_\phi} \left| \mathbf{n}(Q_{ij}) \times \mathbf{E}^i(Q_{ij}) \right|^2 J(Q_{ij}) \omega(Q_{ij})} + \frac{\sum_{i=1}^{L_\theta} \sum_{j=1}^{L_\phi} \left| \mathbf{n} \times \{ \mathbf{H}_N^{(1)} - \mathbf{H}_N^{(2)} + \mathbf{H}^i \} (Q_{ij}) \right|^2 J(Q_{ij}) \omega(Q_{ij})}{\sum_{i=1}^{L_\theta} \sum_{j=1}^{L_\phi} \left| \mathbf{n}(Q_{ij}) \times \mathbf{H}^i(Q_{ij}) \right|^2 J(Q_{ij}) \omega(Q_{ij})} \quad \dots\dots\dots (4)$$

図 2 3 次元回転誘電体における多重極子の配置
(a) 外部領域の散乱界を表す多重極子、
(b) 内部領域の散乱界を表す多重極子

Fig. 2. The placements of multipoles for 3-D dielectric body of revolution : (a) and (b) are the placements of multipoles for representing field in outer region and inner region, respectively.

を展開係数 $\{a_{mn}^{K_p}, b_{mn}^{K_p}\}$ に関して最小化することによって得られる展開係数に関する連立 1 次方程式を解くことによって計算できる。ここで N は打ち切り項数、 L_θ および L_ϕ は θ および ϕ 方向の分割数であり、打ち切り項数の数倍でよい。 Q_{ij} は標本点、 $J(Q_{ij})$ は球座標系のヤコビアン、 $\omega(Q_{ij})$ は標本点における重みである。このとき、離散ノルムは打ち切り項数を増やすことにより、後節に示すように、単調減少する。このことは離散ノルムが連続ノルム⁽⁷⁾のよい近似であることを意味している。つまり N を増大させたとき離散ノルム $\Omega_s(N)$ は単調に 0 となり、散乱電磁界列 $\{\mathbf{E}_N^{(p)}(P), \mathbf{H}_N^{(p)}(P)\}$ ($N = 1, 2, 3, \dots$) は真の散乱電磁界 $\{\mathbf{E}^{(p)}(P), \mathbf{H}^{(p)}(P)\}$ に広義一様に収束する。

さて、電磁波散乱問題において評価すべき物理量として散乱断面積がある。散乱断面積は指向性関数 $D(ka)$ を規格化した伝達関数 $H(ka)$ を用いると

$$\sigma(ka; \theta_i, \phi_i; \theta_o, \phi_o) / \pi a^2 = |H(ka; \theta_i, \phi_i; \theta_o, \phi_o)|^2 \quad \dots\dots\dots (5)$$

と表現できる。以降、 $H(ka; \theta_i, \phi_i; \theta_o, \phi_o)$ を $H(ka)$ と記す。このとき、時間応答は

$$p(\tau) = \frac{c}{2\pi a} \int_{-\infty}^{\infty} P(ka) e^{j2ka\tau} d(ka) \quad \left. \begin{array}{l} P(ka) = H(ka)G(ka) \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

で与えられる。ここで、 $G(ka)$ は入射パルスのスペクトル、 a は散乱体の平均半径、時刻 τ は光速で散乱体の平均径を通過する時間 ($2a/c$) で正規化している。実用上の問題では、入射パルスのスペクトルは帯域制限されている。そこで本稿では、入射パルスとして TDG パルス⁽¹⁰⁾を用いる。後節において散乱断面積およびパルスによる時間応答の数値例を示し、さらに散乱過程の分析を行なう。

3. 収束の検討と数値例

誘電体からなる回転体および 3 次元誘電体による電磁波散乱問題の例として、表面形状が

$$\rho(\theta, \phi) = a(1 + \gamma \sin \theta \cos \mu \phi)(1 - \delta \cos \nu \theta) \quad \dots (7)$$

であるような物体を考える。ここで a は散乱体の平均半径である。また γ ($0 \leq \gamma < 1$) は散乱体の回転体からの歪みの度合いを表すパラメータであり、 δ ($0 \leq \delta < 1$) はくぼみの大きさを表すパラメータである。正の整数 μ および ν により散乱体の歪みおよびくぼみを表す。 $\gamma = 0$ のとき式 (7) は回転体を表す。

さて、離散ノルムの単調減少性を検討する。文献⁽⁹⁾にしたがって分割数 L_θ および L_ϕ を $5(N+1)$ および $4(N+1)$ としたとき、離散ノルムは単調減少することを数値的に確認している。次に、多重極子の最適な位置を決定する。多重極子の位置は打ち切り項数 N によって変化するが、 N が大きくなると、 N にほとんど依存しなくなり、ある一定の位置に落ち着く⁽⁷⁾⁽⁹⁾。本論文の例では、外部領域の散乱電磁

表 1 後方散乱断面積の収束状況

Table 1. Convergence properties of back scattering cross section.

$$n_1 = 1, n_2 = 1.33, \delta = 0.3, \gamma = 0, \mu = \nu = 2, \\ \theta_i = \theta_o = 0, \phi_i = \phi_o = 0, \alpha = 0$$

N	$ka = 10$		N	$ka = 15$	
	$\Omega_s(N, L(N))$	$\sigma_N/\pi a^2$		$\Omega_s(N, L(N))$	$\sigma_N/\pi a^2$
5	6.46×10^{-2}	0.57957	7	5.51×10^{-1}	0.65352
7	3.33×10^{-2}	0.40497	9	1.93×10^{-1}	0.10826
9	1.42×10^{-4}	0.70434	11	4.06×10^{-2}	0.42060
11	2.31×10^{-6}	0.70766	12	5.54×10^{-3}	0.15513
13	1.85×10^{-8}	0.70765	13	2.65×10^{-4}	0.14293
			14	1.96×10^{-5}	0.13909

$$n_1 = 1, n_2 = 1.33, \delta = 0.3, \gamma = 0, \mu = \nu = 2 \\ \theta_i = 0, \phi_i = 0, \alpha = 0$$

: The Yasuura method presented here,

+ : The conventional Yasuura method.

—: $ka = 10$, ---: $ka = 15$

図 3 打ち切り項数と離散ノルムの関係

Fig. 3. The discretized squared norm as a function of the truncation size.

界を表すアレイ状の多重極子の位置を $r_1/a = 0.6$, 内部領域の散乱電磁界を表す通常の多重極子の位置を $r_2/a = 1.4$ としている。またアレイ状の多重極子を構成する通常の多重極子の個数は、15 個として計算を行なっている。図 3 に安浦の方法の収束特性を示す。実際、図 3 に示すように、打ち切り項数を増加したとき、離散ノルムは単調減少し、散乱断面積は表 1 より $ka = 10$ と 15 に対してそれぞれ打ち切り項数 $N = 9$ および 13 で有効数字 2 桁が保証されていることがわかる。実際の数値計算においては、解の精度を計算の度にチェックすることは手間がかかるため、以後の計算においては離散ノルムを解の精度の指標とする。図 3 の破線 A 及び B における離散ノルムではそれぞれ有効数字 2 桁及び 3 桁が保証されている。

最後に、光波領域における雨滴モデルによる散乱問題を数値例を示す。そのときの屈折率は 1.33 となる。図 4 に後方散乱断面積と対応する TDG パルス応答を示す。散乱体

$$n_2 = 1.33, \delta = 0.3, \mu = \nu = 2, \theta_i = \theta_o = 0, \phi_i = \phi_o = 0, \alpha = 0 \\ \text{—: } \gamma = 0, \text{---: } \gamma = 0.1$$

図 4 3次元誘電体の散乱特性

(a) 散乱体 ($\gamma = 0$), (b) 散乱体 ($\gamma = 0.1$),
(c) 後方散乱断面積, (d) TDG パルスによる
時間応答波形

Fig. 4. Scattering properties of 3-D dielectric objects : (a) Scatterer ($\gamma = 0$), (b) Scatterer ($\gamma = 0.1$), (c) Back scattering cross sections, (d) TDG pulse responses.

形状の歪みの散乱特性への影響は、散乱過程の違いによって生じ、正規化時間 τ がおよそ 2.3 から 3.5 付近に現れている。また、このモデルでは遅い時間に現れる多重散乱の影響がほとんどみられない。ここで、図中の SR は散乱体表面からの鏡面反射波、IR1 は散乱体内部で 1 回反射した波、TC1 は散乱体内部を通過するクリーピング波⁽¹⁴⁾と考えられることが次節の分析で明確になる。後方散乱において鏡面反射が非常に大きくなるのは、散乱体形状がドーナツ状になっており、反射点が円環状を形成しているためである。球、回転体、回転体からずれた形状においても、主要な応答は、光波領域における水の屈折率では、散乱過程 SR、

IR1 および TC1 からの寄与である。

4. 3次元誘電体の散乱特性の分析

さて、レーダ工学の観点からすれば、応答波形から電磁波の散乱過程を分析することが必要である。以下に散乱過程を分析するための一つの方法を示す。

図 4(d) の時間応答が示唆しているように、時間応答波形は時間的に遅い応答を無視すると、次式のように表現できる。

$$p(\tau) = p_0(\tau) + p_1(\tau - \tau_1) + \dots + p_l(\tau - \tau_l) \quad (8)$$

現実の問題では、媒質に損失があるので、応答時間の遅い散乱過程は減衰し、有限個のパルス応答が残るため、上記の応答波形の表現は妥当であろう。 τ_l は最初に帰ってくるパルスを基準としたときの遅れ時間である。式 (8) を逆フーリエ変換し入射波のスペクトル $G(ka)$ で規格化すると、散乱問題の伝達関数 $H(ka)$

$$H(ka) = H_0(ka) + H_1(ka)e^{-j2ka\tau_1} + \dots + H_l(ka)e^{-j2ka\tau_l} \quad (9)$$

を得る。ここで、式 (9) は $G(ka) \neq 0$ の範囲で求まっていることに注意する必要がある。式 (9) を式 (5) に代入すると

$$\sigma/\pi a^2 = \sum_{i=0}^l |H_i(ka)|^2 + 2\text{Re} \left[\sum_{i=0}^l \sum_{j=0}^{i-1} H_i(ka) \cdot H_j^*(ka) e^{-j2ka(\tau_i - \tau_j)} \right] \quad (10)$$

を得る。式 (10) は散乱過程の時間応答を抽出できれば、散乱過程の分析が可能となることを意味している。同様に部分的にもパルスを抽出し、分析することもできる。そこで、時間窓関数

$$w(\tau) = \begin{cases} 1, & \tau' \leq \tau \leq \tau'' \\ 0, & \tau < \tau', \tau'' < \tau \end{cases}$$

を用い、時間応答波形から局所的なブロックごとのパルスを抽出して分析する。ここで、 τ', τ'' は局所的な応答波形を切り出すための時刻である。

図 4 に示す 3 次元誘電体の散乱応答の分析結果を示す。ここで用いた入射波の TDG パルスは、そのスペクトル $G(ka)$ の両端が 0 となるため、伝達関数を計算する際に、 $G(ka)$ の最大値に対して -20dB 以内の帯域に限った。誘電体による回転体、回転体からずれた 3 次元誘電体および誘電体球の散乱特性の分析結果を図 5, 6 および図 7 に示す。図 5, 6 の結果は、3 次元誘電体による後方散乱の主要部は、そのほとんどが幾何光学的には鏡面反射波 SR、内部 1 回反射波 IR1 および透過クレーピング波 TC1 の寄与として説明される。

図 5 誘電体からなるくぼみを有する回転体の散乱特性の分析

Fig. 5. Analysis of scattering property: Dielectric body of revolution.

図 6 くぼみを有する 3 次元誘電体の散乱特性の分析

Fig. 6. Analysis of scattering property: Dielectric object.

この結果を説明するため、散乱体の形状を球から徐々に変化させ、散乱特性を比較検討した。この結果も上記の結果を支持するものであった。さらに正確には、鏡面反射波と時間遅れて観測される波形との干渉の結果として、周波数応答の振動が生じていることが明らかとなった。周波数応答における大きく緩やかな振動は、内部 1 回反射波と透過クレーピング波の干渉によるものであることがわかる。回転体と歪みのある場合とでは、この振動の様子が異なることがわかる。それは幾何光学的には、パルスの行路の違いに

図7 誘電体球の散乱特性の分析

Fig.7. Analysis of scattering from a dielectric sphere.

よるものである。また、回転体によるこの振動の周期 Δka は3.4であり、対応するパルスの時間間隔 $\Delta \tau$ は時間領域で推定するのは困難であるが、関係式 $\Delta \tau = \pi / \Delta ka$ を用いると、0.92であることがわかる。さらに回転体およびそれからずれた物体の鏡面反射波からの寄与と考えられる散乱断面積は周波数依存性があり、ゆるやかに増加している。ところが、図7に示すように、誘電体球の場合は、鏡面反射波からの寄与による散乱断面積の周波数依存性はない。したがって上記の結果は、複数の鏡面反射点からの鏡面反射波の寄与を示唆しており、文献⁽¹⁵⁾での幾何光学的な説明とも一致する。

5. むすび

3次元誘電体の散乱問題を高速に解く安浦の方法を提案した。その結果、誘電体からなる回転体および3次元誘電体による散乱問題を比較的高い周波数においても評価できるようになった。数値例として、光波領域における回転体およびくぼみを有する3次元誘電体の後方散乱断面積とTDGパルス応答を示した。これらの結果は、光波領域における誘電体による電磁波散乱現象は、数個の主要な散乱過程により説明できることを示唆している。また、これらの数値結果をさらに詳しく分析するため、パルス応答波形から、時間窓関数を使って、主要なパルスに対応する伝達関数を切り

出し、それらを使って散乱断面積を分析した。その結果は、屈折率が1.33の3次元誘電体の電磁波散乱において、主要な散乱過程は、鏡面反射波、内部1回反射波およびクレーピング波の寄与であることが判明し、数値結果を合理的に説明していると考えられる。

残された研究課題としては、マイクロ波領域での雨滴の散乱特性や地中埋設物の散乱特性についての研究がある。
(平成14年2月13日受付, 平成14年9月24日再受付)

文 献

- (1) M.I.Mishchenko, J.W.Hovenier, and L.D.Travis, eds.: Light scattering by nonspherical particles —Theory, measurements, and applications—, Academic Press, San Diego (2000)
- (2) F.Moreno and F.González, eds.: Light Scattering from Microstructures —Lectures of the Summer School of Laredo—, Springer, Spain (1998)
- (3) N.Geng, A.Sullivan, and L.Carín: “Fast Multipole Method for Scattering from an Arbitrary PEC Target Above or Buried in a Lossy Half Space”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **49**, No.5, pp.740–748 (2001)
- (4) K.C.Donepudi, et al.: “A Higher Order Parallelized Multilevel Fast Multipole Algorithm for 3-D Scattering”, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, **49**, No.7, pp.1069–1078 (2001)
- (5) H.Ikuno and M.Nishimoto: “Numerical Analysis of Three-Dimensional Scattering Problems by the Yasuura Method”, *IEICE Trans.*, Vol.J72-C-I, No.11, pp.689–696 (1989-11) (in Japanese)
生野浩正・西本昌彦:「安浦の方法による3次元散乱問題の数値解析」, 信学論 (C-I), **J72-C-I**, 11, pp.689–696 (1989-11)
- (6) H.Ikuno, M.Gondoh, and M.Nishimoto: “Numerical Method for Calculating Surface Current Density on Three-Dimensional Smooth Scatterers”, *IEICE Trans.*, Vol.J76-C-I, No.6, pp.197–205 (1993-6) (in Japanese)
生野浩正・権藤三千蔵・西本昌彦:「滑らかな3次元物体表面上の電流分布の数値解法」, 信学論 (C-I), **J76-C-I**, 6, pp.197–205 (1993-6)
- (7) M.Kawano, H.Ikuno, and M.Nishimoto: “Numerical Analysis of 3-D scattering Problems Using the Yasuura method”, *IEICE Trans. Electron.*, **E79-C**, pp.1358–1363 (1996)
- (8) M.Kawano, H.Ikuno, and M.Nishimoto: “Numerical Analysis of the Electromagnetic Scattering from Three-Dimensional Perfectly Conducting Objects with Convex-Concave Surface — The Near Field and the Surface Current Density —”, *IEICE Trans.*, Vol.J81-C-I, No.9, pp.520–527 (1998-9) (in Japanese)
川野光則・生野浩正・西本昌彦:「凹凸のある表面を持つ3次元完全導体による電磁波散乱特性 —近傍界および表面電流—」, 信学論 (C-I), **J81-C-I**, 9, pp.520–527 (1998-9)
- (9) H.Ikuno, K.Koba, and M.Kawano: “A rapid algorithm on the Yasuura method for analyzing 3-D electromagnetic scattering by dielectric objects”, *Proc. of 2001 URSI International Symposium on Electromagnetic Theory*, Victoria, Canada (2001)
- (10) S.K.Chaudhuri and Y.L.Chow: “A baseband rader with log-periodic antenna and post-reception processing scheme,” *A.E.Ü.*, **35**, pp.391–396 (1981)
- (11) J.A.Stratton: *Electromagnetic theory*, Chap.7, McGraw Hill (1941)
- (12) M.Katano, H.Ikuno, M.Kawano, and M.Nishimoto: “Numerical Analysis of the Electromagnetic Wave Scattering from 2-D Dielectric Objects Using the Yasuura Method with Several Multipoles”, *The Papers of Technical Meeting on Electromagnetic Field Theory*, IEE Japan, EMT-97-72 (1997) (in Japanese)
片野満・生野浩正・川野光則・西本昌彦:「複数のマルチポールを用いた安浦の方法による2次元誘電体からの電磁波散乱の数値解析」, 電気学会電磁界理論研資, EMT-97-72 (1997)
- (13) 生野浩正, 他:「回転体によるパルスの散乱」, 電気学会電磁界理論研資, EMT-89-96 (1989)
- (14) H.Ikuno, T.Ohmori, and M.Nishimoto: “Extended Ray

Theory for Analyzing Electromagnetic Scattering Process on Two-Dimensional Smooth Objects”, *IEICE Trans.*, Vol.J76-C-I, No.5, pp.119-129 (1993-5) (in Japanese)

生野浩正・大森俊之・西本昌彦:「滑らかな2次元物体による電磁波散乱過程の分析のための拡張光線理論」, 信学論 (C-I), **J78-C-I**, 5, pp.119-129 (1993-5)

- (15) H.Ikuno and M.Nishimoto: “Calculation of Transfer Functions of Three-Dimensional Indented Objects by the Physical Optics Approximation Combined with the Method of Stationary Phase”, *IEEE Trans., Antennas Propag.*, **39**, No.5 (1991)

木場幸一 (非会員) 1973年生。1995年防衛大・理工・電気卒。2000年熊本大大学院博士前期課程了。現在,同大学院博士後期課程在学中。電磁波の散乱に関する研究に従事

生野浩正 (正員) 1939年生。1962年九州大・工・通信卒。

1967年同大学院博士課程単位取得退学。同年九州大・工・助手。1970年熊本大・工・講師。1972年同助教授。1981年同教授。1983~1984年ニューヨーク工科大客員教授(文部省在外研究員)。電磁界理論の研究に従事。工博。電気学会正員。IEEE Fellow。

川野光則 (非会員) 1968年生。1990年熊本大・工・電気

情報卒。1998年同大学院博士課程了。同年熊本大・工・助手。1999年熊本電波高専・システム情報・助手。2000年同講師。2001年同助教授。電磁波の散乱に関する研究に従事。