3.　2000 年度　共同・プロジェクト研究報告

レーダ散乱量を用いた散乱体の形状認識について

研究代表者　研究員　**白井　　宏**（中央大学理工学部電気電子情報通信工学科）
共同研究者　研究員　**趙　　晋輝**（中央大学理工学部電気電子情報通信工学科）
共同研究者　研究員　**牧野　光則**（中央大学理工学部情報工学科）

1　はじめに

電磁波が物体に入射して散乱を起こすとき，その物体が波長に比べて大きいほど，物体の局所的形状がその散乱パターンに大きく影響を及ぼす。したがって高周波電磁波を用いた物体の散乱現象を調べるには，その散乱体の局所的な形状をよく知る必要がある。逆に局所的な形状からの散乱現象をある程度把握しておけば，その散乱データを基に散乱体の形状の推定が可能となる。

筆者らは既に，自動車形状をモデルにした電磁波散乱解析を行い，波長に比べ十分大きな散乱体の場合，幾何光学的回折理論 (Geometrical Theory of Diffraction: GTD[1]) に代表される高周波散乱解析手法は解析に十分有効であること，また後方散乱については，主反射方向をもつ平板の両端のエッジで励振されるエッジ回折波が重要な役割を果たすことを示してきた [2]-[4]。そこで本報告では，凸型柱状散乱体に平面電磁波が入射した場合の散乱現象を GTD を用いて解析し，主反射方向となる反射境界における回折波の表現を基にして，後方散乱波の性質を調べた。そして後方散乱に対して計算したモノスタティックレーダ散乱断面積 (Radar Cross Section: RCS) の角度依存性からその散乱体を構成している各平板の大きさを簡単に推定する方法を示す。

本報告で提案したアルゴリズムの有効性を調べるために，アルミ平板を用いて作られた導体散乱体モデルを使って，RCS 値を実測し，それらのデータに対し本アルゴリズムの適用を試みた。その結果，本方法は凸型柱状の散乱体に対し，構成要素である各平板の寸法を精度よく推定できることが示された。さらに各平板を接続して元の散乱体の形状を再構成し，可視化する方法についても調べている。

2　問題の定式化

2.1　凸型柱状散乱体の RCS 値

完全導体の方形平板を組み合わせて作った凸型断面を持つ柱状散乱体を考え，その RCS 値を求める。図 1 に示すように入射角 θ_0 で入射した H 偏波 ($u^i = H_z$) の平面波:

$$u^i = \exp(-ikx\cos\theta_0 - iky\sin\theta_0) \tag{1}$$

による散乱を考える。散乱体が凸型断面を持つ柱状導体であるとすれば，散乱体から十分離れた観測点 P における遠方放射界は，散乱体のエッジによって励振されるエッジ回折波のたし合わせで表すことができる。今，モノスタティック RCS 値から形状推定を行うことを念頭におくと，凸型断面物体による高周波散乱については，主反射方向に近い位置関係をもつ導体板の両エッジからのエッジ回折波が主な寄与となることがわかっている [2], [3]。そこで図 1 のエッジ A, B からのエッジ回折波の寄与を GTD を用いて表すと [1]

$$u^t = u_A + u_B, \tag{2}$$

$$u_A = C(k\rho_A)D_{+1}(\theta_A, \theta_0, \phi_A)e^{i(ka/2)\cos\theta_0}, \tag{3}$$

$$u_B = C(k\rho_B)D_{+1}(\theta_B, \pi-\theta_0, \phi_B)e^{-i(ka/2)\cos\theta_0} \tag{4}$$

と表される。ここで $C(x)$ は，二次元自由空間の Green 関数の遠方界を，また $D_\tau(\phi, \phi_0, \phi_w)$ は開き角 ϕ_w の導体エッジによる回折係数を表し

$$C(x) = \frac{1}{\sqrt{8\pi x}}e^{i(x+\pi/4)}, \tag{5}$$

$$D_\tau(\phi, \phi_0, \phi_\omega) = \frac{2\pi}{\phi_\omega}\sin\frac{\pi^2}{\phi_\omega} \cdot\left(\frac{1}{\cos\frac{\pi^2}{\phi_\omega} - \cos\frac{(\phi-\phi_0)\pi}{\phi_\omega}} + \frac{\tau}{\cos\frac{\pi^2}{\phi_\omega} - \cos\frac{(\phi+\phi_0)\pi}{\phi_\omega}}\right) \tag{6}$$

と表される。ただし $(\rho_A, \theta_A), (\rho_B, \theta_B)$ は，それぞれエッジ A, B を中心とした円筒座標である。

主反射方向への散乱遠方界は $\rho_{A,B} = \rho \pm (a/2)\cos\theta, \theta = \theta_A = \theta_B = \pi - \theta_0$ とおくことにより

$$\begin{aligned} u^t \sim C(k\rho)\Bigg\{ &-2ika\sin\theta_0 \\ &+\frac{\frac{2\pi}{\phi_A}\sin\frac{\pi^2}{\phi_A}}{\cos\frac{\pi^2}{\phi_A}\left(1-\cos\frac{2\theta_0\pi}{\phi_A}\right) - \sin\frac{\pi^2}{\phi_A}\sin\frac{2\theta_0\pi}{\phi_A}} \\ &+\frac{\frac{2\pi}{\phi_B}\sin\frac{\pi^2}{\phi_B}}{\cos\frac{\pi^2}{\phi_B}\left(1-\cos\frac{2\theta_0\pi}{\phi_B}\right) - \sin\frac{\pi^2}{\phi_B}\sin\frac{2\theta_0\pi}{\phi_B}}\Bigg\} \\ = -2ika\sin\theta_0 C(k\rho)&\left\{1 + \mathcal{O}\left(\frac{1}{ka}\right)\right\} \end{aligned} \tag{7}$$

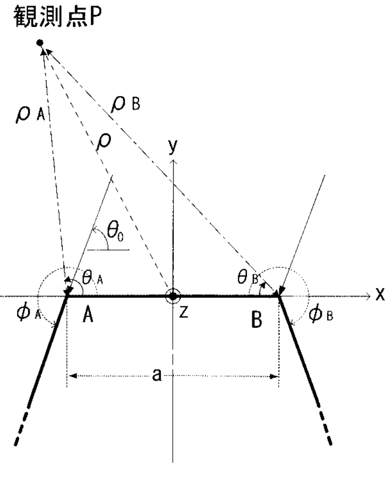

図 1　導体平板による散乱

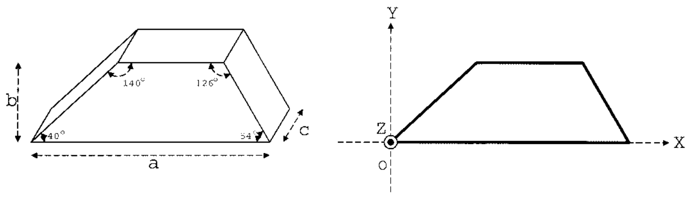

図 2　モデル 1

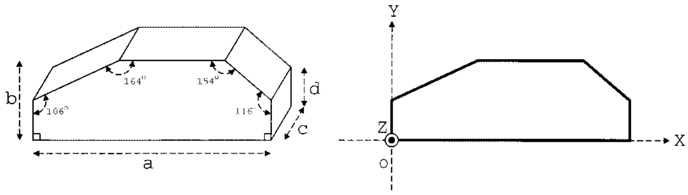

図 3　モデル 2

となる。この式から，明らかに ka が大きければエッジ A, B をもつそれぞれのウェッジの開き角 ϕ_A, ϕ_B の影響は小さくなることがわかる。したがって，z 方向に L の長さをもつ有限長角柱のうち，エッジ A, B を含む面からのモノスタティック RCS 値は，$\theta_0 = \pi/2$ とおいて

$$\overline{\sigma_{2D}} \sim \lim_{\rho \to \infty} 2\pi\rho \left| \frac{u^t}{u^i} \right|^2 = \frac{2\pi}{\lambda} a^2 \tag{8}$$

$$\overline{\sigma_{3D}} = \frac{2L^2}{\lambda} \sigma_{2D} = 4\pi \left(\frac{aL}{\lambda} \right)^2 \tag{9}$$

と近似することができる。ここで二次元 RCS 値 $\overline{\sigma_{2D}}$ から対応する垂直入射の三次元 RCS 値 $\overline{\sigma_{3D}}$ への変換には変換公式を用いた [5]。

いま平板の寸法 a, L のそれぞれを求めるには，上式で求めた RCS のピーク値 $\overline{\sigma_{3D}}$ のみでは不可能である。そこでピーク値を与える直近のゼロ点に注目した。両エッジ A, B からの回折係数が反射に対する影との境界前後で異なる符合をもつことを考えると，反射境界前後のゼロ点は，エッジ A, B からの回折波の位相差が 2π ずれたときに生じる。つまり観測点 P からエッジ A, B 迄の距離 ρ_A, ρ_B の差が往復で $\pm\lambda$ のときである。散乱界を $\theta_0 + \Delta\theta$ と考えると，$\Delta\theta$ と波長 λ の間に

$$\lambda = |2a\cos(\theta_0 + \Delta\theta)| \tag{10}$$

なる関係が存在することがわかる。今 $\theta_0 = \pi/2$ であるから

$$a = \frac{\lambda}{2\sin\Delta\theta} = \frac{\pi}{k\sin\Delta\theta} \tag{11}$$

となり，この a の値と式 (9) の RCS ピーク値 $\overline{\sigma_{3D}}$ から

$$L = \sqrt{\frac{\lambda^2 \overline{\sigma_{3D}}}{4\pi a^2}} = \frac{\sqrt{\overline{\sigma_{3D}}\pi}}{ka} \tag{12}$$

が求められる。

2.2　形状の認識アルゴリズム

前節のようにして，散乱体の構成要素となっている導体平板の大きさを求める。最初に問題となるのは，測定した RCS データの中から，平板の主反射方向を示すピーク値を検索することである。散乱体が，ほぼ 180 °に近い開き角のウェッジで近似されると，両面の主反射方向が近くなるので誤認識につながる。ここでは，各 RCS 値のうち極大値を結んでできた線分から，再び代表的な極大値を抽出し，その点の前後のゼロ点を用いた。さらに測定点の少ない場合には，測定点の値が極大，あるいは極小とならないこともある。したがって，データ補間が必要となる [6]。

3　結果及び検討考察

3.1　凸型散乱体の認識

今回の認識アルゴリズムの有効性を示すために，散乱体モデルを作り，電波暗室内の測定値をもとに，認識を行った。図 2, 3 に使用した凸型柱状散乱体を示す。図 2 は 4 角柱，図 3 は 6 角柱のモデルであり，厚さ 5mm のアルミ平板を接続して作られている。各モデルの主要寸法はそれぞれ a=143mm, b=40mm, c=57mm, d=24mm である。

これらのモデルに対する RCS 測定値を図 4，図 5 に示す。ここで測定に用いられた周波数は 24GHz である。

測定結果の図 4，5 から明らかなように，散乱体を構成している導体平板の幅 a（このモデルでは，L に相当する寸法 c は一定値（57mm）としている。）とそれらの数に対応して鋭いピークが RCS 値に存在することがわかる。測定データは 0.5 °ごとのサンプルであり，再構成のためには RCS ピーク値の算出に近くのサンプリング値からスプライン補間関数を用いて，4 次の B-スプライン関数 [7] で補間し決定している。近くのエッジ間における多重散乱や測定実験

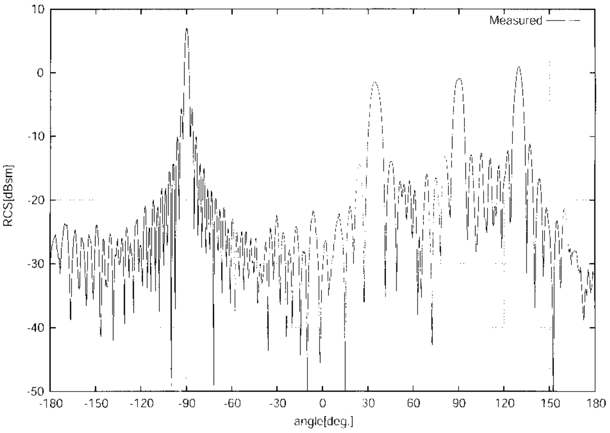

図 4　モデル 1 の散乱特性（測定値）

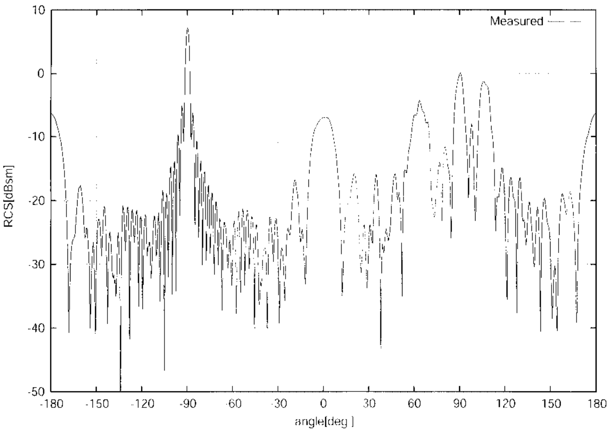

図 5　モデル 2 の散乱特性（測定値）

の誤差の影響もあり，検出したピーク値の前後のゼロ点までの角度 $\Delta\theta$ は対称にはならない。いろいろな検討の結果，$\Delta\theta$ の値としてはピーク値前後のゼロ点までの角度 $\Delta\theta_+$, $\Delta\theta_-$ を抽出し，それらの平均値 $\Delta\theta(= (\Delta\theta_+ + \Delta\theta_-)/2)$ で決定したほうがよいことがわかっており，その方法をここで用いている。

このようにして求めた主反射の角度，各平板の大きさを表 1，表 2 に示す。最大の推定誤差は 4.9mm で 14.4%となり，両モデルとも非常に真値に近い推定が行えることがわかる。特に軸長 L の誤差については，幅 a のそれに比べやや大きくなっているが，これは $\Delta\theta$ から a を推定し，その値と RCS ピーク値 $\overline{\sigma_{3D}}$ を用いて L を推定するため a の誤差まで含まれるためと考えられる。

3.2　散乱体の再構成と可視化

こうして得られた各平板の大きさ，方向だけでは散乱体の全体形状は推定されていないので，どんな形状をしているかわかりにくい。そこでこれらのデータを基にして，散乱体の形状の再構成を試みる。

形状の再構成にもいろいろな方法が考えられるが，ここでは全ての平板の主反射の角度を用いて面と面を接続する方法を用いた。図 6，図 7 にその結果を示す。各図の右側が断面形状，左側が三次元的な構成図である。接続したことにより最初の面と最後の面の接続部分 (図中の左下) に誤差が集積することになる。これらの可視化した再構成図は，Java 言語を用いたプログラムにより，パーソナルコンピュータの画面上に，標準的なブラウザである Internet Explorer 等を用いて表示できる。また，マウスで様々な視点から観測できるように操作することができる [8]。

主反射角 [°]		平板の幅 a[mm]		平板の軸長 L[mm]	
真値	推定値	真値	推定値	真値	推定値
-90.0	-89.9	143.0	143.3 (0.21%)	57.0	55.6 (2.46%)
36.0	34.5	52.0	51.3 (1.35%)	57.0	58.2 (2.11%)
90.0	90.9	60.0	62.3 (3.83%)	57.0	50.8 (10.9%)
130.0	129.6	65.0	65.2 (0.31%)	57.0	60.5 (6.14%)

（カッコ内は真値に対する誤差 [%] を表す）

表 1　認識後のモデル 1 の面の大きさの比較

主反射角 [°]		平板の幅 a[mm]		平板の軸長 L[mm]	
真値	推定値	真値	推定値	真値	推定値
-90.0	-89.8	143.0	143.3 (0.21%)	57.0	56.4 (1.05%)
0.0	1.5	28.0	29.5 (5.36%)	57.0	53.6 (5.96%)
64.0	63.6	34.0	38.9 (14.4%)	57.0	56.8 (3.33%)
90.0	90.5	58.5	62.4 (6.67%)	57.0	56.8 (0.35%)
106.0	105.8	54.0	53.2 (1.48%)	57.0	57.3 (0.53%)
180.0	179.6	28.0	28.9 (3.21%)	57.0	58.7 (2.98%)

（カッコ内は真値に対する誤差 [%] を表す）

表 2　認識後のモデル 2 の面の大きさの比較

4　結論

本報告では，モノスタティック RCS 値を用いて凸型柱状散乱体の形状認識のためのアルゴリズムを考案した. 多角柱形状をもつ導体散乱体の後方散乱のようすを高周波漸近解法である GTD を用いて解析し，ここで用いたアルゴリズムは実際に電波暗室内のモデル物体によるモノスタティック RCS 測定結果に対して適用し，その有効性を調べた。その結果，本アルゴリズムは凸型柱状物体の各平板の大きさを推定するのに有効であることが示された。さらにこうして得られた各平板の大きさを基に散乱体の形状を再構成し，可視化する方法においても検討した。今後は，凹部をもつことにより主反射方向が逆転したり，二枚以上の板が平行に存在，あるいはほとんど平行に存在する場合

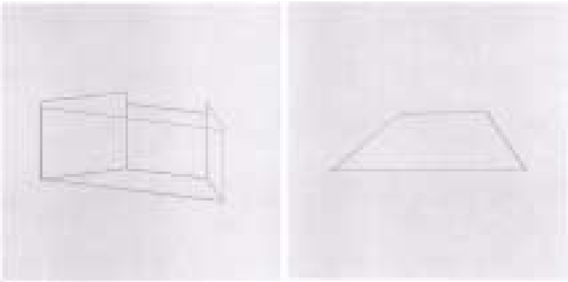

図 6　RCS 実験値からの再構成図（モデル 1）

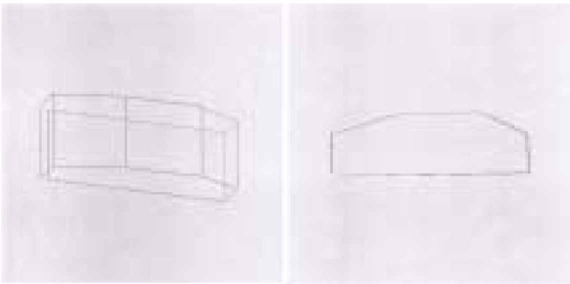

図 7　RCS 実験値からの再構成図（モデル 2）

について，それらを分離する方法について検討を進める方針である。

謝辞

本研究は，中央大学 理工学研究所 2000 年度，2001 年度共同研究の援助を受けて行われた。ここに記し，謝意を表する。

参 考 文 献

[1] J. B. Keller: “Geometrical theory of diffraction,” *J. Opt. Soc. Am.*, **52**(2), pp.116-130, 1962.

[2] 林，白井，関口: “多角柱による平面電磁波の散乱解析,” 電学会電磁界理論研資, EMT-**97**(36), pp.61-66, 1997.

[3] 白井，林: “自動車モデルに対する電磁波の散乱,” 電学会電磁界理論研資, EMT-**99**(78), pp.47-52, 1999.

[4] H. Shirai, K. Okawa and T. Hayashi: “High frequency EM scattering by automobile models,” Proc. of 2001 Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS 2001), p.124, 2001.

[5] R. A. Ross: “Radar cross section of rectangular flat plates as a function of aspect angle,” *IEEE Trans. Antennas and Propag.*, AP-**14**(3), pp.329-335, 1966.

[6] 有竹: “RCS を用いた完全導体散乱体の形状推定,” 卒業論文, 中央大学理工学部, 2000.

[7] 桜井，菅野，吉村，高山: “C によるスプライン関数,” 東京電機大学出版, 1993.

[8] 小野，白井，有竹，牧野，趙: “RCS 値を用いた凸型柱状散乱体の形状認識について,” 電気学会電磁界理論研資, EMT-**01**(96), 2001.