L-17

# 誘電体と導体が混合した角柱物体による電磁波の散乱

## Scattering of Electromagnetic Wave by a Rectangular Cylinder with Perfectly Conductor on the Dielectric Slab

○岸田航<sup>1</sup>, 尾崎亮介<sup>2</sup>,山崎恒樹<sup>2</sup>

\*Kishida Wataru<sup>1</sup>,Ryousuke Ozaki<sup>2</sup>,Tsuneki Yamasaki<sup>3</sup>

Abstract: In this paper, we analyzed an atomic model method for the scattering of electromagnetic waves by a rectangular cylinder with perfectly conductor on the dielectric slab. The advantage of our method as follows: (1) It does not appear at the singular points such as singular integral equation, and (2) It can be applied to the wide range material from perfectly conductor and dielectric constant consists for the diagonal element of the simultaneous equation in the effects of atomism information. The numerical examples demonstrate the scattering pattern which difference of dielectric constants.

## 1. はじめに

近年,導体と誘電体が混合した任意形状物体の散乱 問題が注目され積分方程式法,モーメント法,有限要素 法,FDTD 法など色々な解法で解析されている.アトム 法<sup>(1),(2)</sup>は散乱体の分極に着目し,導体と誘電体を同時に 扱えるため,ストリップ<sup>(3)</sup>導体に誘電体を装荷した混合 物体<sup>(4),(5)</sup>の解析等には有力な解法の一つである.

本文ではアトム法を用いて誘電体と導体が混合した 角柱物体による電磁波の散乱を解析し,誘電体が散乱 特性に及ぼす影響を検討した.

### 2. 解析方法

Fig.1 に示すように導体と誘電体( $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ )の混合され た角柱物体(断面:  $a \times b$ )はz方向に一様で上層部と下 層部に誘電体, x軸上に導体(厚さc)を持つ構造である. アトム法ではFig.2のように間隔 $\Delta$ Lの正方晶系の中に 半径 $R_a$ (= $\Delta$ L/2)の2 次元アトムを配置して角柱物体 を構成する.

入射波は z 方向成分の電界を持つTE 波で  $E_z^{(i)} = E_0 \exp\{-jk(x\cos\phi + y\sin\phi)\}$  (1) となる.ただし, $\phi$ は入射角である.

アトムの総数を**M(=***x*行×*y*列) 個とする.ここで任意 の位置にある第*n*アトムを考える.

第nアトムにおける電磁界 $E_n$ は,入射波 $E_z^{(i)}$ と第n以外のアトムが作る電磁界で構成され次式で表す<sup>(1)</sup>.

$$E_n = E_z^{(i)} + \sum_{m=1, m \neq n}^M A_m H_0^{(1)} \left( k_0 r_{m,n} \right)$$
(2)

ただし $k_0 = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}, H_0^{(1)}(r)$ は 0 次の第一種 Hankel 関

数, Am は第m アトムの励振強度である.

 $r_{m,n}$ は第mアトム( $x_m, y_m$ )から第nアトム( $x_n, y_n$ )までの距離で次式になる.

$$r_{m,n} = \sqrt{(x_m - x_n)^2 + (y_m - y_n)^2}$$
(3)

n = mの時,式(2)の $E_n$ はアトムの励振強度 $A_n$ とアトムインピーダンス $Z_n$ で示すと次式になる<sup>(5)</sup>.





$$E_n = Z_n A_n \tag{4}$$

Z』は誘電体の場合,

$$Z_{n(\mathbb{B})} = \frac{E_n}{A_n} = \frac{k_0 r_a H_1^{(1)}(k_0 r_a) J_0(k_m r_a) - k_m r_a H_0^{(1)}(k_0 r_a) J_1(k_m r_a)}{k_m r_a J_0(k_0 r_a) J_1(k_m r_a) - k_0 r_a J_1(k_0 r_a) J_0(k_m r_a)} (5)$$
ただし $k_m = \omega \sqrt{\varepsilon_m \mu_0}$ , 導体の場合は $\varepsilon_m = \infty$  として $Z_n$ は次式となる.

$$Z_{n(\ddot{a})} = -H_0^{(1)}(k_0 r_a) \tag{6}$$

式(2),(4)から次式の連立方程式が得られる.

$$\left[C_{m,n}\right]\left[A_m\right] = -E_z^{(i)} \tag{7}$$

$$C_{m,n} = (1 - \delta_{m,n}) H_0^{(1)} (k_0 r_{m,n}) - \delta_{m,n} Z_n$$
(8)  

$$t \in \mathcal{K}_{m,n} k d \rho = \lambda \gamma \beta - \mathcal{O} \mathcal{F}_{m,n} Z_n$$
(8)

式(7)で求めた  $A_m$  を用いて散乱波  $E_z^{(s)}$  は次式となる.

$$E_{z}^{(s)} = \sum_{m=1}^{M} A_{m} H_{0}^{(1)} \left( kr \right)$$
<sup>(9)</sup>

ただしrは $(x_n, y_n)$ と観測点P(x, y)との距離である.

$$\lim_{r \to \infty} E_z^{(s)} = \sqrt{\frac{2}{\pi k r}} F\left(\theta\right) \exp\left(j\left(kr - \frac{\pi}{4}\right)\right)$$
(10)

となる.ただし, $F(\theta)$ は散乱振幅で次式となる.

遠方界は式(9)で( $r \rightarrow \infty$ )より

$$F(\theta) = \sum_{m=1}^{M} A_m \exp\left\{-jk_0\left(x_n\cos(\theta) + y_n\sin(\theta)\right)\right\} \quad (11)$$

#### 3. 数值結果

本解析では, $k_0a = 4\pi$ , $\phi = 45^\circ$ ,b/a = 0.1, $c = \Delta L$ とした.

Fig.3 は $(\epsilon_1/\epsilon_0) = (\epsilon_2/\epsilon_0) = 3.0$ として,導体の個数 N(0 < x < a/2)の逆数に対する $|F(\theta=135^\circ)|$ の収束を 示したものである.Fig.3 からN > 160で真値 $N \rightarrow \infty$ との相対誤差は約 3%以下になる.以下の解析では N=160 とした.

Fig.4 は Fig.3 の条件で,上部の比誘電率  $\varepsilon_1 / \varepsilon_0 =$ (1.0,2.0,3.0)と変化した時の  $\theta$  に対する |  $F(\theta)$  | で ある.また Fig.5 は Fig.4 の逆で,比誘電率 $\varepsilon_0 / \varepsilon_0 \varepsilon$ (1.0,2.0,3.0)と変化した場合である.Fig.4 と Fig.5 から 次の事がわかる.

(1)主ローブは,*θ*≅135°,225°である.

- (2)  $\theta \cong 135^{\circ}$ では,  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 \circ |F(\theta)|$ が最大となる.
- (3) θ≅225°では、ε₁,ε₂の値が(2.0,3.0,1.0)の順で大きくなる.
- (4)主ローブがθ=225°で最大となるのは,下層部の誘 電体が影響していると考えられる.
- (5)誘電体の違いが散乱特性に及ぼす影響は
   (135°<θ<235°)である.</li>

### 4. まとめ

今回の解析では,誘電体と導体が混合した角柱物体 による電磁波の散乱を TE 波入射について解析し,誘電 体が散乱特性に及ぼす影響を検討した.誘電体の影響 は(135°<θ<235°)で現れることがわかった.

今後は誘電体形状ならびに TM 波入射の場合を検討 する予定である.



#### 5. 参考文献

- [1] 細野,細野, "アトムモデルによる散乱解析",信学論 (C), Vol.J83-C, No.9, pp.812-818(2000).
- [2] 細野,細野, "アトムモデルによる散乱解析-H 波の場合-",信学論(C), Vol.J84-C, No.3, pp.176-183(2001).
- [3]山崎,日向,細野, "ストリップ導体による電磁波の散 乱",電学論(A),Vol.113-A,No.3, pp.176-184(1993)

[4]Yamasaki:"Scattering of Electromagnetic Wave by a Conducting RectangularCylinder with the Thickness of Dielectric Constant", AT-RASC 2015(2015).

[5]岸田,藤井,尾崎,山崎,"誘電体と導体が混合した物体 による電磁波の散乱",日大理工学術 [L-57] (2015).