

誘電体と導体が混合した物体による電磁波の散乱

Scattering of Electromagnetic Wave by Object of Mixed Perfectly Conductor and Dielectric

○岸田航¹, 藤井健太², 尾崎亮介³, 山崎恒樹³*Kishida Wataru¹, Fujii Kenta², Ryosuke Ozaki³, Tsuneki Yamasaki³

Abstract: In this paper, we proposed an atomic model method for the scattering of electromagnetic waves by a conducting rectangular cylinder with the thickness of dielectric constant. The difference with the conventional method, such as a method of moments(MoM) and finite element method(FEM), are as follows: (1)The causality which is the electric field made with a wave source besides the atom when it is exciting, is clear, (2)It does not appear at the singular points like singular integral equations, (3) The area which can be applied can cover the wide range from a dielectric to a perfect conductor, and (4)The diagonal element of the simultaneous equation is effects of atomism for information on the inhomogeneous structure both the dielectric and the conductor.

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 FDTD 法等色々な解法で数値結果が報告されている。アトム法は散乱体の分極に着目した解法で混合物体の解析に有力な解法の一つである。

本文ではアトム法を用いて導体と誘電体が混合した角柱物体の散乱問題を解析し、アトム半径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(ϵ_m)の混合された角柱物体(断面: $2a \times c$)は y 方向に一樣で内部に誘電体($-b/2 < x < b/2$)と導体($|x| > b/2$)を持つ構造である。この問題をアトム法で解析する場合に Fig.2 のように 2 次元アトム(半径 r_a)を配置して任意形状の散乱体を形成する。

入射波は z 方向成分の電界を持つ TE 波で

$$E_z^{(i)} = E_0 e^{-jk(x \cos \phi_i + y \sin \phi_i)} \quad (1)$$
 となる。ただし、 ϕ_i は入射角である。

アトム法では、Fig.2 の円で示したアトムは間隔 Δl の正方晶系の中に納まっている。アトムの総数を $2N+1$ 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 $E_n^{(i)}$ と n 以外のアトムが作る電磁界となり次式で表される。

$$E_n = E_n^{(i)} + \sum_{m=1, m \neq n}^{2N+1} A_m H_0^{(1)}(k_0 r_{m,n}) \quad (2)$$

ただし、 $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$, $H_0^{(1)}(r)$ は 0 次の第一種 Hankel 関数、 A_m は第 m アトムの励振強度である。

$r_{m,n}$ は第 m アトムから第 n アトムまでの距離であり第 n アトムの位置を x_n, y_n と書くとき次式となる。

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

次に第 n アトムの励振強度 A_n と作用する電界 E_n の比をアトムインピーダンス Z_n とすると、式(2)は次式となる。

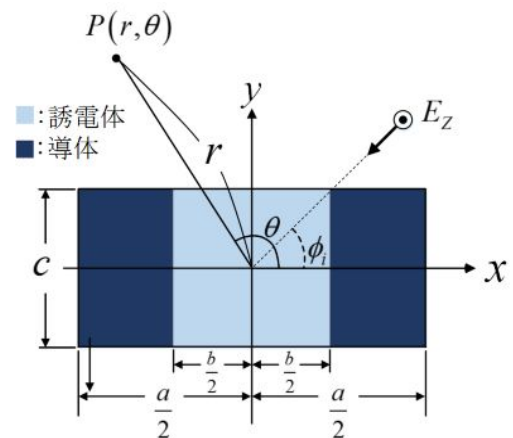


Fig.1. Structure and coordinate system

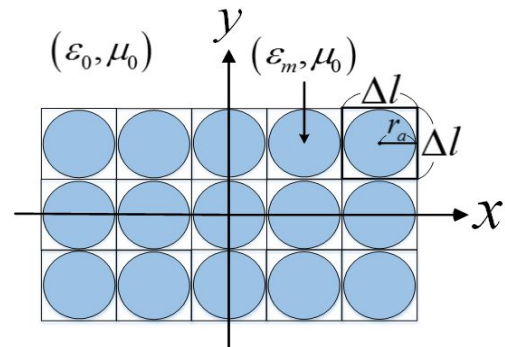


Fig.2. atomic model

$$Z_n A_n = E_n^{(i)} + \sum_{m=1, m \neq n}^{2N+1} A_m H_0^{(1)}(k_0 r_{m,n}) \quad (4)$$

$$Z_n = \frac{E_n}{A_n} = \frac{k_0 r_a H_1^{(1)}(k_0 r_a) J_0(k_m r_a) - k_m r_a H_0^{(1)}(k_0 r_a) J_1(k_m r_a)}{k_m r_a J_0(k_0 r_a) J_1(k_m r_a) - k_0 r_a J_1(k_0 r_a) J_0(k_m r_a)} \quad (5)$$

式(4)をマトリクス表示すると次式の連立方程式が得られる。

$$[C_{mn}] [A_m] = -E_n^{(i)} \quad (6)$$

$$C_{mn} = (1 - \delta_{mn}) H_0^{(1)}(k_0 r_{mn}) - \delta_{mn} Z_n \quad (7)$$

ただし、 δ_{mn} はクロネッカーのデルタである。式(6)で

求められた A_m を用いて散乱波 $E_z^{(s)}$ は次式となる.

$$E_z^{(s)} = \sum_{m=1}^{2N+1} A_m H_0^{(1)}(kr) \quad (8)$$

ここで r は (x_n, y_n) にあるアトムと (x, y) 観測点 P との距離である. 式(8)を遠方界の定義($r \rightarrow \infty$)より

$$\lim_{r \rightarrow \infty} E_z^{(s)} = \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} f(\theta) e^{j(kr - \frac{\pi}{4})} \quad (9)$$

となる. よって散乱振幅は次式となる.

$$|f(\theta)| = \left| \sum_{n=1}^{2N+1} A_n e^{-jk_0(x_n \cos(\theta) + y_n \sin(\theta))} \right| \quad (10)$$

3. 数値結果

Fig.3 はモード数 N を固定し R_a に対する散乱振幅 $|F(\theta)|$ の収束である. Fig.3 より次のことがわかる.

- (1) R_a を小さくすると徐々に散乱振幅が下がり 0 付近で急激に値が変化している. R_a を小さくしすぎると収束が悪くなる.
- (2) $R_a=0.4$ 付近でグラフが交差するので $R_a=0.4$ を用いて解析を行えば N の値に依存せず近い結果を得られると考えられる.

Fig.4 は $x = -a/2 \leq a/2$ がすべて完全導体 ($C=0$ の場合)とし、解析した誘電体 ($b/a=0.5$, $\epsilon_m/\epsilon_0=5$) の収束である. Fig.4 より次のことがわかる.

- (1) 誘電体の場合, $N=1000$ 以上で一定の値に収束する. また, 導体の場合と同様に $r_a = \Delta l/4$ の収束が早い.

Fig.5(b)は2枚のストリップ導体を持つ平行平板の場合 ($R_a=0.4$ として $b/a=0.5$, $c/a=0.1$) の散乱問題を解析した結果である. Fig.5(a)の①は導体が真空の場合, ②は内部に誘電体を装荷した場合, ③上部の導体を取り除き, その内部に誘電体を装荷した場合である. Fig.5(b)より次のことがわかる.

- (1) 主ローブ (入射角 135° 付近) では③>②>①の順で散乱波は見大くなる.
- (2) サイドローブ (入射角 150° 付近) では, ③>①>②の順で散乱波が大きくなる.
- (3) 形状の影響は, 入射角 $0^\circ \sim 60^\circ$ で現れてくる.

4. まとめ

本文では導体と誘電体の混合モデルの解析を行い, TE 波入射の散乱パターンを解析した. 数値解析によりアトム半径 R_a の変化による散乱振幅の精度を検討し, 今回のモデルに適した R_a を示した. 今後は TM 波の解析を行う予定である.

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] 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)

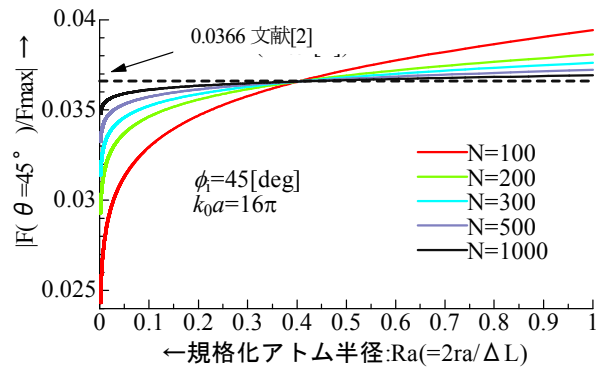


Fig.3 Convergence of Atom radius for $|F(\theta=45^\circ)|/F_{\max}(\theta=135^\circ)$

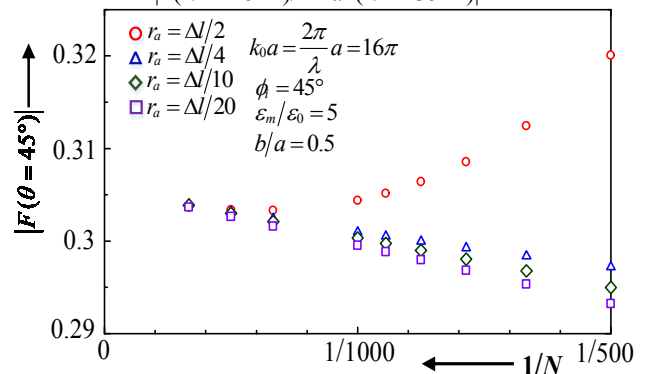


Fig.4 Convergence of for $F(\theta=45^\circ)$

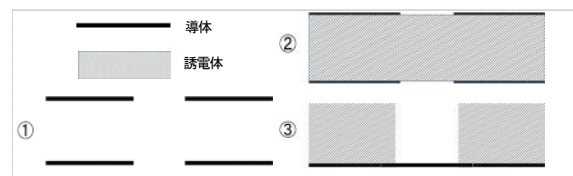


Fig.5(a)

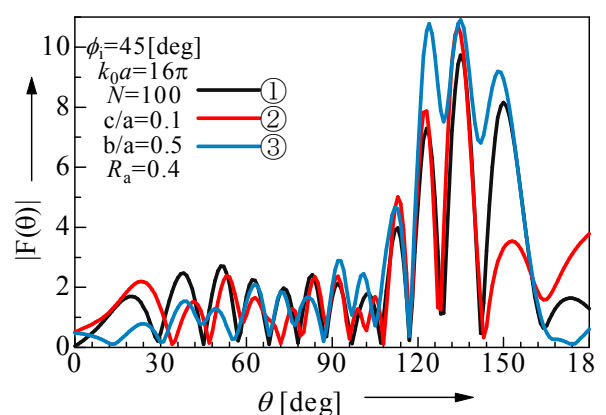


Fig.5(b)

Fig.5(a)Scattering model,(b)Scattering pattern

- [3] Yamasaki, "Scattering of Electromagnetic Wave by a Conducting Rectangular Cylinder with the Thickness of Dielectric Constant", AT-RASC2015.