

ストリップ導体で構成された角柱物体による電磁波の散乱

Scattering of Electromagnetic Wave by a Rectangular Cylinder composed of strips

○柴山俊輝¹, 尾崎亮介², 山崎恒樹²

Toshiki Shibayama^{*1}, Ryouyusuke Ozaki², Tsuneki Yamasaki³

Abstract: In this paper, we analyzed for the scattering of electromagnetic waves by a rectangular cylinder with conducting strips and dielectric constant using an atomic model method. The numerical examples demonstrate the scattering pattern which difference of conducting strip for TE waves.

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。

中でもアトム法^[1]は散乱体の分極に着目し、導体と誘電体を同時に扱える利点があるため、導体^[2]と誘電体の混合物体の解析には有力な解法の一つである。

本文ではストリップ導体で構成された角柱物体による電磁波の散乱問題をアトム法で解析した。解法ではアトムの物質量と誘電体 1 セル中の物質量を等しくした。数値解析では、ストリップ導体と誘電体が散乱特性に及ぼす影響を TE 波について検討した^{[3]-[5]}。

2. 解析方法

図 1 に示すようにストリップ導体で構成された角柱物体(誘電率 ϵ_1)は、 z 軸方向に一様である。アトム法では図 2 のように間隔 ΔL の正方晶系内の半径 $R_a (= \Delta L/2)$ の 2 次元アトムを M 個で構成する ($M = N_1 \times N_2$)。

入射波は z 方向に電界を持つ TE 波で

$$E_z^{(i)} = E_0 \exp\{-jk_0(x \cos \phi + y \sin \phi)\} \quad (1)$$

とする。但し $k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ は波数、 ϕ は入射角である。

任意の位置にある第 n アトムにおける電界 E_n は、入射波 $E_z^{(i)}$ と第 n アトム以外の第 m アトムが作る電磁界で構成され次式となる^[1]。

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

但し、 $H_0^{(1)}(r)$ 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。また、 $r_{m,n}$ は第 m アトムから第 n アトムまでの距離であり、第 m, n アトムの位置をそれぞれ (x_m, y_m) 、 (x_n, y_n) とすれば次式の通りである。

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

式(2)の電界 E_n は、第 n アトムの励振強度 A_n とアトムインピーダンス Z_n から次式の関係となる。

$$Z_n = \frac{E_n}{A_n} = \frac{k_0 r_a H_1^{(1)}(k_0 r_a) J_0(k_n r_a) - k_n r_a H_0^{(1)}(k_0 r_a) J_1(k_n r_a)}{k_n r_a J_0(k_0 r_a) J_1(k_n r_a) - k_0 r_a J_1(k_0 r_a) J_0(k_n r_a)} \quad (4)$$

但し、 $k_n = \omega\sqrt{\epsilon_n \mu_0}$ $J_n(r)$ は n 次の Bessel 関数である。

導体の場合は $\epsilon_n \rightarrow \infty$ として Z_n は次式で求まる。

$$Z_n = -H_0^{(1)}(k_0 r_a) / J_0(k_0 r_a) \quad (5)$$

アトム半径 r_a 内の誘電率 ϵ_a は、アトム 1 個の物質量と誘電体 1 セル中の物質量とが等しくなる

$$\chi_a(\pi r_a^2) = \chi(\Delta L)^2 \quad (6)$$

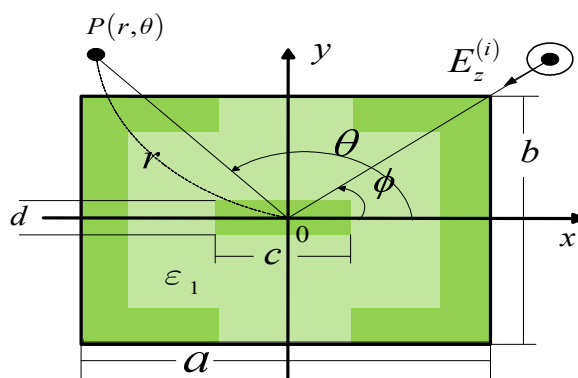


Fig.1 Structure and coordinate

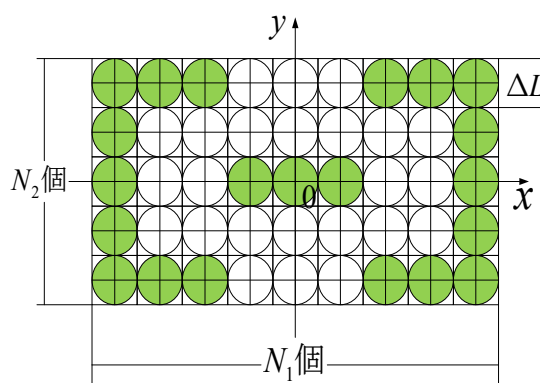


Fig.2 An atomic model for Fig.1

で決定する。但し、 $\chi (= \epsilon_1 - \epsilon_0)$ は角柱物体の分極率である。式(2),(4)から A_m の連立方程式が得られる

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

但し $[C_{m,n}]$ は、対角要素がアトムインピーダンスからなる行列で、次式になる。

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

但し、 $\delta_{m,n}$ はクロネッカーのデルタである。

遠方界は式(8)から求めた A_m を用いて、次式となる。

$$\lim_{r \rightarrow \infty} E_z^{(s)} = \sqrt{\frac{2}{\pi k r}} F(\theta) \exp\left\{j \left\{ k r - \frac{\pi}{4} \right\}\right\} \quad (9)$$

但し、散乱振幅 $F(\theta)$ は次式となる。

$$F(\theta) = \sum_{m=1}^M A_m \exp\{-jk_0(x_m \cos(\theta) + y_m \sin(\theta))\} \quad (10)$$

全散乱断面積 σ_T とエネルギー誤差 ϵ_T を次式で定義する。

$$\sigma_T \triangleq \frac{2}{k\pi} \int_0^{2\pi} |F(\theta)|^2 d\theta \quad (11)$$

$$\varepsilon_T \triangleq \left| \sigma_T - \frac{4}{k} \operatorname{Re} [F(\phi + \pi)] \right| / \sigma_T \quad (12)$$

3. 数値解析

以下の解析では図 1 の散乱物体の散乱振幅 $F(\theta)$ について検討する。

図 3 は規格化周波数 $k_0 a = 20\pi$, 入射角 $\phi = 45^\circ$, 比誘電率 $\varepsilon_1 / \varepsilon_0 = 1.0$, $c = a/4$, $d = \Delta L$ とした時の $|F(\theta)|$ を示す (赤線①)。比較として図 1 で中心にストリップ導体がない場合の結果を示す (黒線②)。アトム数 N_1 は、エネルギー誤差 ε_E が 10^{-4} となる。 $N_1 = 301$ ($N_2 = 31$) を用いた。図 3 から次のことがわかる。

- (1) 前方散乱 ($\theta = 225^\circ$) での散乱振幅は、①の方が②より大きい。
- (2) ストリップ導体の影響は $\theta = 225^\circ$ 付近のサイドローブと $\theta = 150^\circ$ 付近に現れる。

図 4 は図 3 のパラメータで内部に誘電体 ($\varepsilon_1 / \varepsilon_0 = 3.0$) を装荷した場合の散乱振幅である。アトムの比誘電率 $\varepsilon_a / \varepsilon_0$ は、式 (6) より、 $\varepsilon_a / \varepsilon_0 = 4(\varepsilon_1 / \varepsilon_0 - 1) / \pi + 1 \cong 3.546 > (\varepsilon_1 / \varepsilon_0 = 3)$ を用いた。図 4 から次のことがわかる。

- (1) $\theta = 135^\circ$ での散乱振幅は内部にストリップ導体がない②の方が①より大きい。しかしそのサイドローブは内部にストリップ導体がある場合の方が大きい。
- (2) 上記(1)に対して、前方散乱 ($\theta = 225^\circ$) での散乱振幅は内部にストリップ導体を有する場合のほうが大きい。しかしそのサイドローブは内部にストリップ導体がない場合の方が大きい。
- (3) $\theta = 180^\circ$ 付近では、ストリップ導体の影響が現れる。

図 5 は、図 3 の①と図 4 の①の散乱振幅を比較した。図 5 から次のことがわかる。

- (1) 誘電体の影響は $\theta = 0^\circ \sim 60^\circ$, $\theta = 300^\circ \sim 360^\circ$ で現れている。

4. まとめ

本文では、ストリップ導体で構成され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、ストリップ導体と誘電体の影響を検討した。今後は TM 波入射の場合の解析法について行っていく予定である。

参考文献

- [1] 細野(敏), 細野(裕); 信学論(C) Vol. J83-C, No. 9, pp. 812-818 (2000).
- [2] 山崎, 日向, 細野; 電学論(A), Vol. 113 -A, No. 3, pp. 176-184 (1993).
- [3] 岸田, 尾崎, 山崎; 信学総全大, C-1-9 (2017).
- [4] 岸田, 尾崎, 山崎; 電学研資, EMT-17-060 (2017).
- [5] Tsuneki, T., T. Shibayama and R. Ozaki, PIERS 2018 Toyama, 110 (2018)

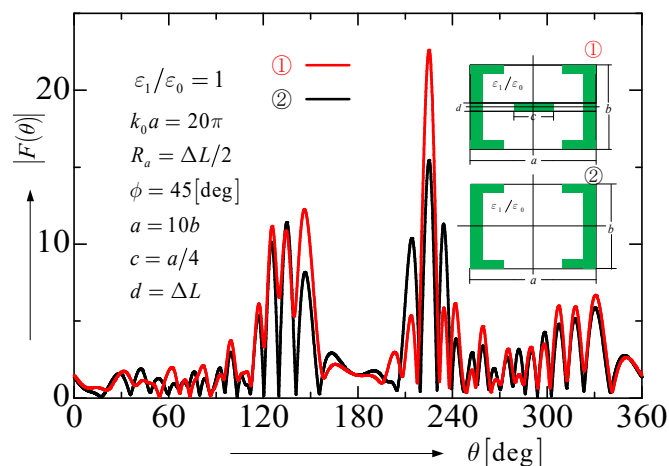


Fig.3 Scattering patterns of conducting strip①, and without conducting strip②.

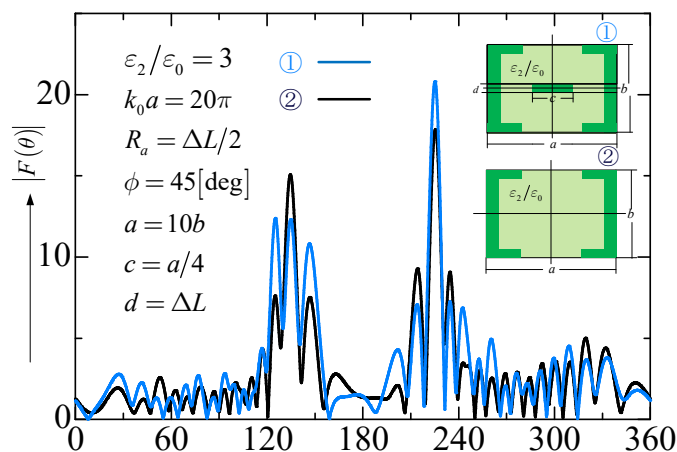


Fig.4 Scattering patterns of ① and ② both with dielectric constant.

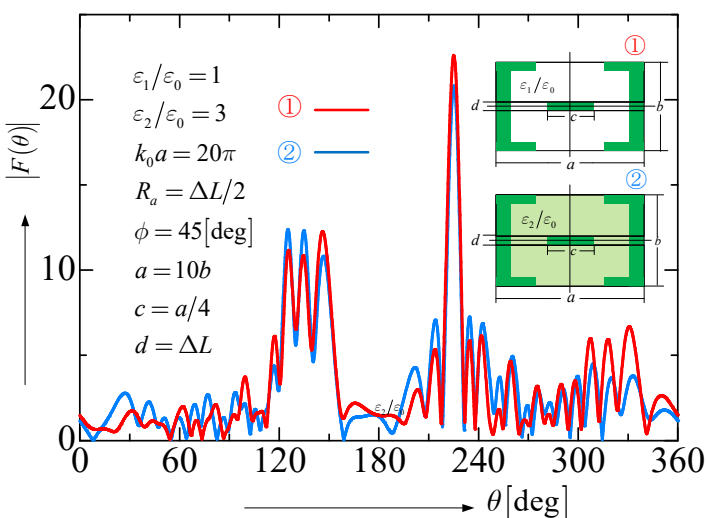


Fig.5 Comparison with Fig3 ① and Fig4 ①.