L-12

誘電体円柱における電磁波散乱解析 — 分散モデルと時間応答 — Analysis of Electromagnetic Scattering from a Two-Dimensional Dielectric Cylinder — Time-Domain Response for Changing Dispersion Models —

○渡部慎太郎¹,大貫進一郎² *Shintaro Watanabe¹, Shinichiro Ohnuki²

Abstract: As one of techniques for analysis of electromagnetic transient scattering, Fast Inverse Laplace Transform (FILT) has been proposed. In this paper, we investigate time domain responses of two-dimensional dielectric cylinders for various dispersion models.

1. はじめに

電磁波過渡散乱解析は、物体の形状識別等に利用される.現在まで、様々な散乱体に電磁パルスを入射した際の時間応答波形が検討されてきた^[1].本報告では、二次元誘電体円柱に電磁パルスを入射した際の遠方後方電磁波散乱を、複素周波数領域における厳密解より求め、高速逆ラプラス変換(FILT:Fast Inverse Laplace Transform)法を適用することで時間領域に変換する.解析対象の誘電体は非分散性及び分散性の媒質とし、それらの時間応答波形を求める.

2. 解析手法

本報告では, Figure 1.に示す自由空間中に置かれた z 軸に一様な二次元誘電体円柱に, H 波を入射した際の 厳密解を複素周波数領域において求める^[2].

入射磁界 Hz⁽ⁱ⁾及び散乱磁界 Hz⁽ⁱ⁾は次式より得られる.

$$H_{z}^{(i)}(s) = \hat{E}_{0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_{n}(\gamma_{0}R) e^{jn(\theta-\phi)}$$
⁽¹⁾

$$H_{z}^{(s)}(s) = -\hat{E}_{0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_{n} K_{n}(\gamma_{0} R) e^{jn(\theta-\phi)}$$
⁽²⁾

$$\gamma_0 \coloneqq s \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} a \quad , \quad R \coloneqq r/a \tag{3}$$

ここで, A_n : 未知散乱係数, $I_n(\cdot)$: 第一種変形 Bessel 関数, $K_n(\cdot)$: 第二種変形 Bessel 関数, a: 円柱半径, θ : 観測角, ϕ :入射角, r: 観測距離, ε_0 : 真空中の誘電 率, μ_0 : 真空中の透磁率である.

境界における電磁界連続の条件より,未知散乱係数 *An* は次式で表される.

$$A_{n} = -\frac{\sqrt{\varepsilon_{1}}I_{n}'(\gamma_{1})I_{n}(S_{0}) - \varepsilon_{1}I_{n}'(\gamma_{0})I_{n}(\gamma_{1})}{\sqrt{\varepsilon_{1}}I_{n}'(\gamma_{1})K_{n}(S_{0}) - \varepsilon_{1}K_{n}'(\gamma_{0})I_{n}(\gamma_{1})}$$
(4)



Figure 1. Computational geometry and coordinate systems



Figure 2. Waveform and spectrum of the half-sine pulse

1:日大理工・院(前)・電気 2:日大理工・教員・電気

ここで, ϵ_1 : 円柱における比誘電率, $\Gamma_n(\cdot)$: 第一種 変形 Bessel 関数の微分形, $K'_n(\cdot)$: 第二種変形 Bessel 関数の微分形である. また, γ_1 は以下のように定義す る.

$$\gamma_1 \coloneqq s \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} a \tag{5}$$

ただし、ル1は円柱の比透磁率である.

以上より求まった複素周波数領域の厳密解に FILT 法を適用することで時間応答波形を求める^[34].

3. 解析結果

Figure 2.に, サイン半波パルスの時間応答波形及びス ペクトルを示す. ここで, パルス幅 T_w は, $T_w = \Omega_0/\pi$ より求まる.

Figure 3.に誘電体円柱を非分散モデルとした際の結 果を示す. 波頭部分は円柱表面からの鏡面反射, T = 5.14 にて円柱表面を伝搬するクリーピング波が観測 できる. 更に, T = 9以降において円柱内部からの多重 反射波が観測できる.

Figure 4.は誘電体円柱を分散性の Drude モデルと仮 定した際の結果である^[3]. Figure 4 (a).は規格化プラズ マ周波数 $\Omega_p = 100$ とした際の結果となっており,黒の プロットで示される完全導体円柱単体の結果と良く一 致した.これは、入射パルスのスペクトルが $\Omega = 100$ の点で、ほぼゼロとなっているからである.Figure 4 (b). は $\Omega_p = 10$ とした際の結果である.その応答は完全導体 単体の結果と大きく異なり、鏡面反射波及びクリーピ ング波等の応答波形に遅れが生じる.

4. まとめ

自由空間中に置かれた二次元誘電体円柱のH波入射 を解析した.遠方後方散乱磁界を複素周波数領域にお ける厳密解より求め,FILT法を適用することで過渡応 答に変換した.誘電体円柱の分散モデルを変更するこ とで,時間応答波形に与える影響を明らかにした.

5. 謝辞

本研究の一部は、私立大学戦略的研究基盤形成支援 事業の援助を受けて行われた.

参考文献

[1] S.Ohnuki and T.Hinata, IEICE Trans, vol. E88-C, no.1, pp.112-118, 2005.

[2] S.Ohnuki, S.Watanabe, and K.Nagasawa, Proc. of PIERS 2016, 2A_12.



Figure 3. Backscattered response from the dielectric cylinder when the dielectric constant $\varepsilon_r = 5$.



Figure 4. Backscattered responses from PEC cylinder and dielectric cylinder.

[3] 渡部慎太郎,大貫進一郎,電子情報通信学会,2016 年ソサイエティ論文集,C-1-10.

[4] T.Hosono, Radio Science, vol.16, no.6, pp.1015-1019, 1981