

시간영역 자장 적분방정식을 이용한 유전체의 전자파 산란 과도해석

論 文

52C-9-8

Transient Analysis of Electromagnetic Scattering From Dielectric Objects Using Time-Domain Magnetic Field Integral Equation

徐正勳* · 鄭白鎬** · 韓相皓*** · 安賢洙***

(Jung Hoon Seo · Baek Ho Jung · Sang Ho Han · Hyun Su An)

Abstract - In this paper, we propose a time-domain magnetic field integral equation (TD-MFIE) formulation for analyzing the transient electromagnetic response from three-dimensional (3-D) dielectric bodies. The solution method in this paper is based on the Galerkin's method that involves separate spatial and temporal testing procedures. Triangular patch basis functions are used for spatial expansion and testing functions for arbitrarily shaped 3-D dielectric structures. The time-domain unknown coefficients of the equivalent electric and magnetic currents are approximated by a set of orthonormal basis function that is derived from the Laguerre polynomials. These basis functions are also used for the temporal testing. Numerical results computed by the proposed method are presented and compared.

Key Words : Time-domain, MFIE, Transient, Scattering, Dielectric

1. 서 론

전자기 과도산란 문제에서 시간영역 적분방정식을 이용한 MOT (marching-on in time) 기법이 널리 사용되었다 [1]. 이 방법의 단점은 계산되는 시간 단계의 회수가 증가할수록 후기에 해가 진동하는 불안정성이다. 3차원 임의 구조 유전체의 과도 응답을 구하기 위하여 삼각형 모델링을 이용한 몇가지 MOT 기법이 제시되었다 [2]-[4]. 전장과 자장이 결합된 적분방정식을 미분하여 2차 유한차분으로 근사시켜 해를 구하였다 [2]. 그러나 그 계산 결과들은 계산 회수가 증가함에 따라 불안정하였고, 전류의 평균을 취하여 진동을 제거하였다. 그 후 벡터 전위에 대한 미분항을 후방 유한차분으로 근사하는 방법이 제안되었다 [3], [4]. 이 방법을 사용하여 후기진동을 감소시키기는 하였지만, 해의 안정성은 시간 간격의 선택에 여전히 의존하였다. 완전 도체의 경우 MOT 방법의 적용시 중앙 유한차분으로 시간영역 전장 적분방정식을 근사시키는 방법이 도입되어 해의 정확성과 안정성을 개선시켰다 [5]. 도체에 시간영역 자장 적분방정식을 적용한 MOT 방법은 참고문헌 [6]에서 제안되었으며, 그 결과는 시간영역 전장 적분방정식의 해보다 안정되었다. 참고문헌 [5]와 [6]에 근거하여 유전체의 과도해석에 중앙 유한차분 MOT 방법을 적용하였지만, 참고문헌 [2]와 [3]에서 보여진 매우 간단한 구조외에는 후기 진동으로 인하여 해를

얻을 수가 없었다.

본 논문에서는 라게르 다항식을 시간영역의 전개함수로 도입하여 시간영역 자장 적분방정식으로부터 3차원 임의 형태 유전체의 안정된 과도 응답을 해석하는 방법을 제안한다. 라게르 함수의 변수는 영부터 무한대의 구간에서 정의되며, 과도문제의 미지수 표현에 적합하다 [7]-[9]. 이 특성을 이용하여 직교성을 가진 시간영역 전개함수를 도입하였으며, 과도 응답의 미지 계수는 이 전개함수로 표현된다. 시간영역 전개함수의 정의는 라게르 함수와 지수적으로 감쇄하는 함수의 곱으로 표현되며, 시간이 무한대로 접근함에 따라 영으로 수렴한다. 따라서 이 전개함수로 표현된 과도응답 역시 시간이 진행함에 따라 무조건적으로 영으로 수렴하게 된다. 갤러킨 방법을 사용하여 공간영역의 내적과 유사한 방법으로 시간영역의 시험내적을 수행한다. 기존의 MOT 방법 대신에 라게르 함수의 차수를 증가시키면서 반복적으로 행렬식을 계산하여 미지계수를 얻게 된다. TD-MFIE로부터 공간 및 시간 영역의 내적을 통하여 행렬식을 얻는 과정을 보이며 제안된 방법으로 계산된 결과를 주파수영역의 해와도 비교한다.

2. 적분 방정식

본 장에서는 유전체 표면에 유기된 등가 전류를 얻기 위하여 시간영역 자장 적분 방정식으로부터 행렬식을 얻는 과정을 보인다. 유전율과 투자율이 각각 ϵ_1 및 μ_1 인 무한공간(매질1)에 유전율과 투자율이 각각 ϵ_2 및 μ_2 인 3차원 유전체(매질2)가 놓여 있다고 가정한다. 등가 원리를 이용하여 적분방정식을 유전체 표면 S 에 유기되는 등가 전기 전류 J 및 자기 전류 M 으로써 표현할 수 있다. 표면 S 에서

* 準 會 員 : 湖西大 情報通信工學科 碩士課程

** 正 會 員 : 湖西大 電氣情報通信工學部 助教授 · 工博

*** 準 會 員 : 湖西大 情報通信應用技術學科 碩士課程

接受日字 : 2003年 5月 28日

最終完了 : 2003年 7月 2日

자장의 접선 성분이 연속인 경계조건을 적용하면 적분방정식은 다음과 같다.

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{F}_\nu(\mathbf{x}, t) + \nabla \Psi_\nu(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\mu_\nu} \nabla \times \mathbf{A}_\nu(\mathbf{x}, t) \right]_{\tan} = \begin{cases} [\mathbf{H}^i(\mathbf{x}, t)]_{\tan}, & \nu=1 \\ 0, & \nu=2 \end{cases}, \mathbf{x} \in S \quad (1)$$

식 (1)에서 \mathbf{H}^i 는 입사자장이고, 첨자 'tan'은 접선 성분을 의미한다. \mathbf{A}_ν 및 \mathbf{F}_ν 는 자기 및 전기 벡터 전위, Ψ_ν 는 자기 스칼라 전위로서 각각 다음과 같다.

$$\mathbf{A}_\nu(\mathbf{x}, t) = \frac{\mu_\nu}{4\pi} \int_S \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}', \tau_\nu)}{R} dS' \quad (2)$$

$$\mathbf{F}_\nu(\mathbf{x}, t) = \frac{\varepsilon_\nu}{4\pi} \int_S \frac{\mathbf{M}(\mathbf{x}', \tau_\nu)}{R} dS' \quad (3)$$

$$\Psi_\nu(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\mu_\nu} \int_S \frac{\sigma(\mathbf{x}', \tau_\nu)}{R} dS' \quad (4)$$

여기서 $R=|\mathbf{x}-\mathbf{x}'|$ 은 장점 \mathbf{x} 과 전원점 \mathbf{x}' 간의 거리, $\tau_\nu=t-R/c_\nu$ 는 지연시간, 그리고 $c_\nu=1/\sqrt{\varepsilon_\nu\mu_\nu}$ 이며 매질 상수가 ε_ν 및 μ_ν 인 공간의 전자파 전파속도이다. 자기 전하 밀도 σ 와 자기 전류밀도 \mathbf{M} 은 연속방정식에 의하여 다음과 같은 관계가 있다.

$$\nabla \cdot \mathbf{M}(\mathbf{x}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \sigma(\mathbf{x}, t) \quad (5)$$

해석의 대상이 되는 임의 형태의 3차원 유전체 표면은 평면 삼각형으로 근사된다. 참고문헌 [10]에서 제안된 벡터 전개함수는 두 삼각형이 이루는 n 공유변에 대하여 다음과 같이 정의된다.

$$f_n(\mathbf{x}) = f_n^+(\mathbf{x}) + f_n^-(\mathbf{x}) \quad (6-1)$$

$$f_n^\pm(\mathbf{x}) = \begin{cases} \frac{l_n}{2A_n^\pm} \mathbf{e}_n^\pm, & \mathbf{x} \in T_n^\pm \\ 0, & \mathbf{x} \notin T_n^\pm \end{cases} \quad (6-2)$$

여기서 l_n 은 공유변의 길이이며, A_n^\pm 은 삼각형 T_n^\pm 의 넓이이다. \mathbf{e}_n^\pm 는 삼각형 T_n^\pm 에서 공유변에 접하지 않은 꼭지점으로부터 정의되는 위치 벡터이다. 등가 전류를 표현하기 위한 또 다른 벡터 전개함수는 n 공유변에 대하여 다음과 같이 정의된다.

$$\mathbf{g}_n(\mathbf{x}) = \mathbf{g}_n^+(\mathbf{x}) + \mathbf{g}_n^-(\mathbf{x}) \quad (7-1)$$

$$\mathbf{g}_n^\pm(\mathbf{x}) = \hat{n} \times f_n^\pm(\mathbf{x}) \quad (7-2)$$

여기서 \hat{n} 은 삼각형 표면 \mathbf{x} 에서 외향 법선 단위 벡터이다. 유전체 표면의 전기전류 \mathbf{I} 와 자기전류 \mathbf{M} 을 식 (6)과 (7)의 전개함수를 사용하여 나타내면 다음과 같다.

$$\mathbf{I}(\mathbf{x}, t) = \sum_{n=1}^N J_n(t) \mathbf{g}_n(\mathbf{x}) \quad (8)$$

$$\mathbf{M}(\mathbf{x}, t) = \sum_{n=1}^N M_n(t) f_n(\mathbf{x}) \quad (9)$$

여기서 J_n 과 M_n 은 미정계수이며, N 은 유전체 표면을 구성하는 삼각형이 이루는 공유변의 개수이다. 이와 같은 전류의 전개는 주파수 영역의 전장 적분방정식에서 전류의 근사에 사용된 방법과 쌍대이다 [11], [12].

식 (4)를 식 (1)에 사용하면 식 (5)의 관계에 의하여 시간에 대한 적분이 발생한다. 이 적분을 피하고 식 (1)의 전기 벡터 전위의 미분항을 해석적으로 처리할 수 있도록 계산의 편의를 위하여 새로운 전위 벡터 \mathbf{h} 를 도입하고자 한다.

$$\mathbf{M}(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{h}(\mathbf{x}, t) \quad (10)$$

여기서 자기 전하밀도와 전위 벡터는 다음과 같은 관계를 가진다.

$$\sigma(\mathbf{x}, t) = -\nabla \cdot \mathbf{h}(\mathbf{x}, t) \quad (11)$$

또한 전기전류에 관한 전위 벡터 \mathbf{e} 를 사용하여 전기 전류를 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\mathbf{I}(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{e}(\mathbf{x}, t) \quad (12)$$

식 (6)과 (7)을 사용하여 전기 및 자기 전류의 전위 벡터를 다음과 같이 전개할 수 있다.

$$\mathbf{e}(\mathbf{x}, t) = \sum_{n=1}^N e_n(t) \mathbf{g}_n(\mathbf{x}) \quad (13)$$

$$\mathbf{h}(\mathbf{x}, t) = \sum_{n=1}^N h_n(t) f_n(\mathbf{x}) \quad (14)$$

여기서 e_n 과 h_n 은 시간 영역의 미정계수이다.

다음은 식 (1)을 풀기 위하여 모멘트법을 적용하고자 한다. 식 (2)-(4) 및 (10)-(14)를 식 (1)에 대입하고 식 (6)의 벡터 함수 f_m 을 사용하여 내적을 취하면 그 결과는 다음과 같다.

$$\sum_{n=1}^N \sum_{p,q} \left[\varepsilon_\nu a_{mn}^{pq} \frac{d^2}{dt^2} h_n(\tau_{mn,\nu}^{pq}) + \frac{b_{mn}^{pq}}{\mu_\nu} h_n(\tau_{mn,\nu}^{pq}) \right] - \sum_{n=1}^N \left[c_{mn,\nu} \frac{d}{dt} e_n(t) + \sum_{p,q} \left\{ \frac{I_1^{pq}}{c_\nu} \frac{d^2}{dt^2} e_n(\tau_{mn,\nu}^{pq}) + I_2^{pq} \frac{d}{dt} e_n(\tau_{mn,\nu}^{pq}) \right\} \right] = V_m^\nu(t) \quad (15)$$

여기서 $m=1, 2, \dots, N$ 이다. 식 (15)에 사용된 각 요소는

$$a_{mn}^{pq} = \frac{1}{4\pi} \int_S f_m^p(\mathbf{x}) \cdot \int_S \frac{f_n^q(\mathbf{x}')}{R} dS' dS \quad (16)$$

$$b_{mn}^{pq} = \frac{1}{4\pi} \int_S \nabla \cdot f_m^p(\mathbf{x}) \int_S \frac{\nabla' \cdot f_n^q(\mathbf{x}')}{R} dS' dS \quad (17)$$

$$c_{mn,\nu} = \begin{cases} +c_{mn}, & \nu=1 \\ -c_{mn}, & \nu=2 \end{cases} \quad (18-1)$$

$$c_{mn} = \frac{1}{2} \int_S f_m(x) \cdot \hat{n} \times g_n(x) dS \quad (18-2)$$

$$I_k^p = \frac{1}{4\pi} \int_S f_m^p(x) \cdot \int_S g_n^q(x') \times \frac{\hat{R}}{R^k} dS' dS, k=1, 2, \quad (19)$$

$$V_m^\nu(t) = \begin{cases} \int_S f_m(x) \cdot H^i(x, t) dS, \nu=1 \\ 0, \nu=2 \end{cases} \quad (20)$$

와 같으며, p 와 q 는 + 또는 -이다. 식 (15)를 얻는 과정에서 미지 계수의 변화가 삼각형 내에서 크지 않다고 가정하여 지연 시간을 다음과 같이 근사하였다.

$$\tau_\nu = t - \frac{R}{c_\nu} \rightarrow \tau_{mn,\nu}^p = t - \frac{R_{mn}^p}{c_\nu}, \quad R_{mn}^p = |r_m^p - r_n^q|$$

여기서 $r_n^{c\pm}$ 은 삼각형 T_n^{\pm} 의 중심을 나타내는 위치 벡터이다.

시간영역 미정계수의 근사를 위한 전개함수는 감쇄하는 지수함수를 라게르 함수에 곱하여 다음과 같이 정의된다.

$$\phi_j(t) = e^{-t/2} L_j(t) \quad (21)$$

여기서 $L_j(t)$ 는 라게르 함수이며, j 는 그 차수이다 [13]. 라게르 함수는 $t \geq 0$ 에서 정의되며, 시간 $t=0$ 이후부터 신호가 인가되는 과도응답의 표현에 적합하다. 또한 지수함수의 감쇄특성으로 인하여 응답은 후기 진동없이 안정될 수 있다. 식 (21)을 이용하여 식 (13)과 (14)에서 도입된 전원계수 $e_n(t)$ 와 $h_n(t)$ 를 나타내면 다음과 같다.

$$a_n(t) = \sum_{j=0}^{\infty} a_{n,j} \phi_j(st) \quad (22)$$

여기서 a_n 은 e_n 또는 h_n 이며, $a_{n,j}$ 는 미정계수, 그리고 s 는 시간 확장 파라미터이다. 참고문헌 [7]의 부록을 이용하여 식 (22)의 미분형을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{d}{dt} a_n(t) = s \sum_{j=0}^{\infty} \left[\frac{1}{2} a_{n,j} + \sum_{k=0}^{j-1} a_{n,k} \right] \phi_j(st) \quad (23)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} a_n(t) = s^2 \sum_{j=0}^{\infty} \left[\frac{1}{4} a_{n,j} + \sum_{k=0}^{j-1} (j-k) a_{n,k} \right] \phi_j(st) \quad (24)$$

식 (15)의 $e_n(t)$ 또는 $h_n(t)$ 에 식 (22)-(24)를 대입하고, 그 결과에 식 (21)의 전개함수를 시험함수로 사용하여 $\phi_j(st)$ 를 곱하고 $st=0$ 부터 무한대까지 적분하는 내적을 취하면

$$\begin{aligned} & \sum_{n=1}^N \sum_{p,q} \sum_{j=0}^{\infty} \left[\left(\frac{s^2}{4} \epsilon_\nu a_{mn}^{pq} + \frac{b_{mn}^{pq}}{\mu_\nu} \right) h_{n,j} + s^2 \epsilon_\nu a_{mn}^{pq} \sum_{k=0}^{j-1} (j-k) h_{n,k} \right] \\ & \times I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^p}{c_\nu} \right) - \sum_{n=1}^N \sum_{j=0}^{\infty} \left[s c_{mn,\nu} \left(\frac{e_{n,i}}{2} + \sum_{k=0}^{j-1} e_{n,k} \right) \delta_{ij} \right. \\ & + \sum_{p,q} \left(s^2 \frac{I_1^{pq}}{c_\nu} \left(\frac{e_{n,i}}{4} + \sum_{k=0}^{j-1} (j-k) e_{n,k} \right) \right. \\ & \left. \left. + s I_2^{pq} \left(\frac{e_{n,i}}{2} + \sum_{k=0}^{j-1} e_{n,k} \right) \right] I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^p}{c_\nu} \right) \right] = V_{m,i}^{(\nu)} \quad (25) \end{aligned}$$

을 얻을 수 있다. 여기서 $e_{n,j}$ 와 $h_{n,j}$ 는 식 (22)의 $a_{n,j}$ 에 대

응이 되며, 각각 e_n 과 h_n 에 관련된 계수이다. 식 (25)에서

$$I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^p}{c_\nu} \right) = \int_0^\infty \phi_i(st) \phi_j \left(st - s \frac{R_{mn}^p}{c_\nu} \right) d(st) \quad (26)$$

$$V_{m,i}^{(\nu)} = \int_0^\infty \phi_i(st) V_m^\nu(t) d(st) \quad (27)$$

이다. 식 (26)의 적분은 참고문헌 [7]의 부록에 의하여 다음과 같이 주어진다.

$$I_{ij}(y) = \begin{cases} \phi_{i-j}(y) - \phi_{i-j-1}(y), & j \leq i \\ 0, & j > i \end{cases} \quad (28)$$

여기서 $y = sR_{mn}^p/c_\nu$ 이다. 식 (28)로부터 $j > i$ 일 때 $I_{ij} = 0$ 이므로 식 (25)에서 j 에 관한 합의 기호 상한 ∞ 대신에 i 를 쓸 수 있다. 그리고 $j < i$ 에 해당되는 계수 $e_{n,j}$ 와 $h_{n,j}$ 를 우변으로 이항하면 다음과 같은 행렬식을 얻을 수 있다.

$$\begin{bmatrix} \beta_{mn}^{(1)} & \alpha_{mn}^{(1)} \\ \beta_{mn}^{(2)} & \alpha_{mn}^{(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_{n,i} \\ h_{n,i} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma_{m,i}^{(1)} \\ \gamma_{m,i}^{(2)} \end{bmatrix} \quad (29)$$

여기서 $i=0, 1, 2, \dots, \infty$ 이며, 각 행렬 요소는

$$\alpha_{mn}^{(\nu)} = \sum_{p,q} \left(\frac{s^2}{4} \epsilon_\nu a_{mn}^{pq} + \frac{b_{mn}^{pq}}{\mu_\nu} \right) \exp \left(-s \frac{R_{mn}^p}{2c_\nu} \right) \quad (30)$$

$$\beta_{mn}^{(\nu)} = - \left[\frac{s}{2} c_{mn,\nu} + \sum_{p,q} \left(\frac{s^2}{4} \frac{I_1^{pq}}{c_\nu} + \frac{s}{2} I_2^{pq} \right) \exp \left(-s \frac{R_{mn}^p}{2c_\nu} \right) \right] \quad (31)$$

$$\gamma_{m,i}^{(\nu)} = V_{m,i}^{(\nu)} + P_{m,i}^{(\nu)} + Q_{m,i}^{(\nu)} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} P_{m,i}^{(\nu)} = & - \sum_{n=1}^N \sum_{p,q} \left[\left(\frac{s^2}{4} \epsilon_\nu a_{mn}^{pq} + \frac{b_{mn}^{pq}}{\mu_\nu} \right) \sum_{j=0}^{i-1} h_{n,j} I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^p}{c_\nu} \right) \right. \\ & \left. + s^2 \epsilon_\nu a_{mn}^{pq} \sum_{j=0}^{i-1} \sum_{k=0}^{j-1} (j-k) h_{n,k} I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^p}{c_\nu} \right) \right] \quad (33) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Q_{m,i}^{(\nu)} = & \sum_{n=1}^N \left[s c_{mn} \sum_{k=0}^{i-1} e_{n,k} + \sum_{p,q} \left(\frac{s^2}{4} \frac{I_1^{pq}}{c_\nu} + \frac{s}{2} I_2^{pq} \right) \right. \\ & \times \sum_{j=0}^{i-1} e_{n,j} I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^p}{c_\nu} \right) + s^2 \frac{I_1^{pq}}{c_\nu} \sum_{j=0}^{i-1} \sum_{k=0}^{j-1} (j-k) e_{n,k} I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^p}{c_\nu} \right) \\ & \left. + s I_2^{pq} \sum_{j=0}^{i-1} \sum_{k=0}^{j-1} e_{n,k} I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^p}{c_\nu} \right) \right] \quad (34) \end{aligned}$$

와 같다.

식 (29)의 계산을 위하여 유한한 시간영역 전개함수의 개수 M 이 필요하다. 주파수 대역이 B 이며 시간영역에서 T_f 까지 관찰되는 신호를 가정하고, 이산 푸리에 역변환시 주파수영역의 표본 개수를 M 이라고 한다면, 표본 주파수는 $-B \leq k \Delta f \leq B$ 의 범위를 가진다. 여기서 k 는 정수이며, $\Delta f = 1/T_f$ 이다. 따라서 표본 정수의 범위는 $|k| \leq B/T_f$ 이며, 필요한 시간영역 전개함수의 최소 개수는 $M = 2BT_f + 1$ 이 된다. 그러므로 식 (29)의 계산시 $i=0, 1, \dots, M-1$ 이며, 차수 i 를 증가시키면서 M 회 계산을 반복하면 된다. 식

(29)로부터 시간영역 전개함수의 개수 M 으로 계산된 계수 $e_{n,i}$ 와 $h_{n,i}$, 그리고 식 (8)-(10)과 (12)-(14)의 관계로부터 식 (25)을 이용하면 전기 및 자기 전류를 얻을 수 있다.

3. 수치 결과

수치 계산을 위하여 상대유전율이 2이고 자유공간에 있는 유전체를 가정하였다. 본 장에서 c 와 η 는 각각 자유공간의 전파속도와 파동 임피던스를 나타낸다. 유전 산란체에는 평면파가 입사하며, 자장이 다음과 같이 표현되는 가우시안 펄스를 인가하였다.

$$H^i(x, t) = \frac{1}{\eta} \hat{k} \times E_0 \frac{4}{\sqrt{\pi} T} \exp\left[-\left\{\frac{4}{T}(ct - ct_0 - x \cdot \hat{k})\right\}^2\right] \quad (35)$$

여기서 \hat{k} 는 전파 방향을 나타내는 단위 파수 벡터이며, T 는 펄스의 폭, t_0 는 시간 $t=0$ 으로부터 펄스 첨두치의 위치를 나타내는 지연시간이다. 계산시 평면파의 입사 방향은 $-z$ 축, 즉 $\hat{k} = -\hat{z}$ 으로 하였으며, 전장의 방향은 $E_0 = \hat{x}$ 으로 두었다. 그리고 가우시안 펄스의 폭과 지연시간은 $T=8$ lm (light meter) 및 $ct_0=12$ lm으로 하였다. 단위 'lm'은 자유공간에서 전자파가 1 m 전파하는데 걸리는 시간이다. 파도해의 계산시 최종 관측시간을 $cT_f=40$ lm로 두고, 가중 라게르 함수의 개수는 정확한 해를 얻기 위하여 충분히 크게 $M=80$ 으로 두었다. 그리고 시간 확장 파라미터는 $s=10^9$ 으로 계산하였다. 계산되는 결과는 입사 방향과 반대 방향(+z 방향)으로 산란되는 θ (또는 x) 성분의 정규화 전장이다. 모든 수치 결과는 주파수영역의 자장 적분방정식(FD-MFIE)으로부터 얻어진 해의 이산 푸리에 역변환(inverse discrete Fourier transform, IDFT)과 비교한다 [12]. 유전체구의 경우 산란장을 엄밀해 (Mie series solution)와도 비교한다. 주파수영역의 해는 500 MHz까지 주파수 범위에서 128 개의 주파수를 택하여 계산되었다.

그림 1은 반경이 0.5 m인 유전체구로부터 산란되는 전장이다. 유전체구의 중심은 좌표계의 원점에 있으며, 구표면을

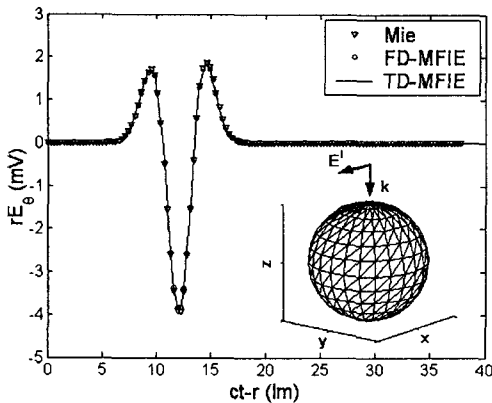


그림 1 반경 0.5m인 구형 유전체로부터 산란되는 원거리 전장
 Fig. 1 Scattered far field from the dielectric sphere with 0.5 m of radius

528 개의 삼각형으로 모델링을 한 결과 $N=792$ 개의 공유변을 얻었다. 제안된 방법에 의하여 계산된 산란 전장의 해는 진동없이 안정되어 있으며, 주파수영역의 자장 적분방정식으로부터 계산된 해 및 엄밀해(Mie solution)의 IDFT와 잘 일치하고 있다. 그림 2는 중심이 좌표계의 원점에 있으며 변의 길이가 1 m인 정육면 유전체의 산란 전장이다. 육면체의 표면을 768 개의 삼각형으로 분할하였으며, 공유변의 수는 $N=1,152$ 이다. 정육면 유전체로부터 +z 방향으로 산란된 정규화 원거리 전장의 해는 안정되어 있으며, 주파수영역의 자장 적분방정식으로부터 계산된 해의 IDFT와 정확히 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다.

그림 3은 반경이 0.5 m, 높이가 1 m인 원통 유전체로부터의 산란 전장이다. 원통 유전체의 표면을 720 개의 삼각형으로 분할하였으며, 이때 공유변의 수는 $N=1,080$ 이다. 원통 유전체로부터 산란된 정규화 원거리 전장의 해는 안정되어 있으며, 주파수영역의 자장 적분방정식으로부터 계산된 해의 IDFT와 잘 일치하고 있다. 그림 4는 원추 유전체로부터

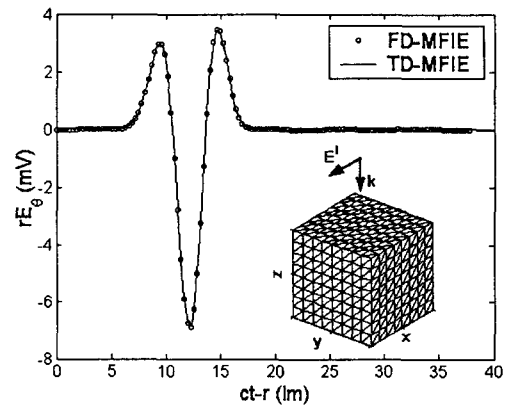


그림 2 변의 길이가 1 m인 정육면 유전체로부터 산란되는 원거리 전장
 Fig. 2 Scattered far field from the dielectric cube with 1 m of side

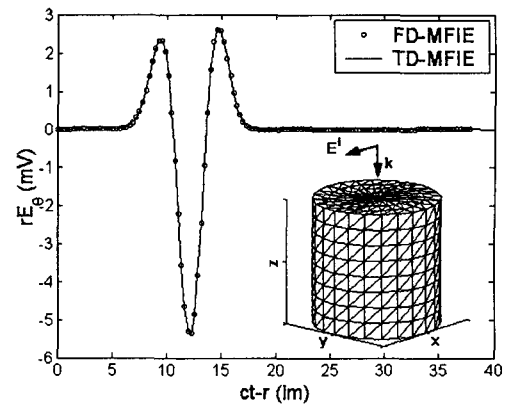


그림 3 반경 0.5 m와 높이 1 m인 원통형 유전체로부터 산란되는 원거리 전장
 Fig. 3 Scattered far field from the dielectric cylinder with 0.5 m of radius and 1 m of height

터 산란되는 전장의 과도응답해이다. 원추 유전체는 밑면이 $z=0$ 에 있으며, 그 반경이 0.5 m, z 축으로 수직 높이가 1 m이다. 원추 유전체의 표면을 624 개의 삼각형으로 분할하였으며, 공유변의 수는 $N=936$ 이다. 산란전장의 과도 응답해는 유전체의 표면이 불균일한 삼각형으로 모델링되어 있음에도 불구하고 안정되어 있으며, 주파수영역의 자장 적분방정식으로부터 계산된 해와 정확히 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다.

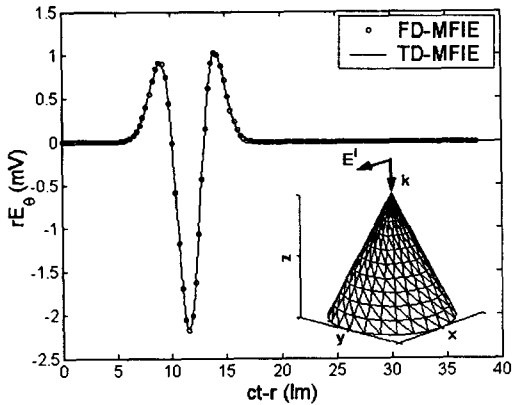


그림 4 밑면 반경 0.5 m와 높이 1 m인 원추형 유전체로부터 산란되는 원거리 전장

Fig. 4 Scattered far field from the dielectric cone with 0.5 m of radius and 1 m of height

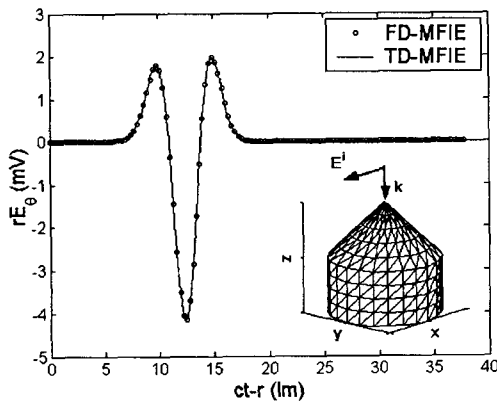


그림 5 반경 0.5 m, 원추높이 0.5 m, 원통높이 0.5 m인 원추-원통형 유전체로부터 산란되는 원거리 전장.

Fig. 5 Scattered far field from the dielectric cone-cylinder with 0.5 m of radius and 0.5 m of height for cone and cylinder

그림 5는 원추-원통형 유전체로부터 산란되는 전장의 과도응답이다. 원추 유전체의 밑면은 $z=0$ 에 있으며, 반경이 0.5 m, 그 수직 높이가 0.5 m, 그리고 원통의 높이는 0.5 m이다. 이 유전체의 표면을 576 개의 삼각형으로 분할하였으며, 이때 공유변의 수는 $N=864$ 개이다. 산란전장의 과도 응답해는 안정되어 있으며, 주파수영역의 자장 적분방정식으로부터 계산된 해의 IDFT와 매우 잘 일치하고 있음을 볼

수 있다. 그림 6은 반구-원통형 유전체로부터 산란되는 전장의 과도응답해이다. 반경이 0.5 m인 반구의 밑면은 $z=0$ 에 있으며, 원통의 높이는 0.5 m이다. 이 유전체의 표면을 624 개의 삼각형으로 분할하였으며, 이때 공유변의 수는 $N=936$ 개이다. 산란전장의 과도 응답해는 진동없이 안정되어 있으며, 주파수 영역에서 계산된 해의 IDFT와 정확히 잘 일치하고 있다.

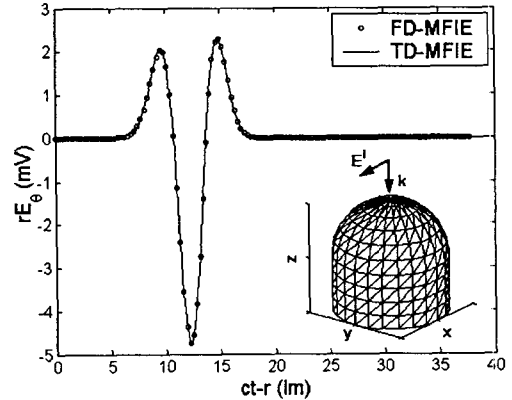


그림 6 반구 반경 0.5 m, 원통높이 0.5 m인 반구-원통형 유전체로부터 산란되는 원거리 전장

Fig. 6 Scattered far field from the dielectric half-sphere-cylinder with 0.5 m of radius and 0.5 m of cylinder height

4. 결 론

시간영역의 자장 적분방정식을 이용하여 임의 형태의 3차원 유전체 구조의 안정된 과도 산란해를 얻기 위한 해석 방법을 제안하였다. 모멘트법을 적용하는 과정에서 삼각형으로 유전체 표면을 근사하여 공간 전개 및 시험 함수로서 삼각형 패치 벡터 함수를 사용하였으며, 시간영역의 미지수 전개에는 가중 라게르 함수를 도입하였다. 또한 이 함수를 시간영역의 시험 함수로도 사용하였다. 무조건적으로 수렴하는 가중 라게르 함수의 감쇄 특성으로 가우시안 펄스의 평면파 인가시 산란전장의 과도해는 진동 현상없이 안정되어 있었다. 계산된 원거리 산란장의 해는 주파수영역의 자장 적분방정식으로부터 계산된 해의 푸리에 역변환과 잘 일치하였으며, 유전체구의 경우 산란장은 엄밀해와도 정확히 일치하였다.

참 고 문 헌

- [1] S. M. Rao, *Time Domain Electromagnetics*. Academic Press, 1999.
- [2] D. A. Vechinski, S. M. Rao, and T. K. Sarkar, "Transient scattering from three-dimensional arbitrary shaped dielectric bodies," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 11, no. 4, pp. 1458-1470, April 1994.
- [3] S. M. Rao and T. K. Sarkar, "Implicit solution of time-domain integral equations for arbitrarily shaped

dielectric bodies," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 21, no. 3, pp. 201-205, May 1999.

[4] T. K. Sarkar, W. Lee, and S. M. Rao, "Analysis of transient scattering from composite arbitrarily shaped complex structures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 48, no. 10, pp. 1625-1634, Oct. 2000.

[5] B. H. Jung and T. K. Sarkar, "Time-domain electric-field integral equation with central finite difference," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 31, no. 6, pp. 429-435, Dec. 2001.

[6] B. H. Jung and T. K. Sarkar, "Transient scattering from three-dimensional conducting bodies by using magnetic field integral equation," *J. of Electromagn. Waves and Applicat.*, vol. 16, no. 1, pp. 111-128, Jan. 2002.

[7] 정백호, 정용식, "가중 라게르 다항식과 전장적분식을 이용한 도체의 과도 산란 해석," *한국전자파학회 논문지*, 제 13권, 제 9호, pp. 937-946, 2002. 10.

[8] Y. S. Chung, T. K. Sarkar, and B. H. Jung, "Solution of a time-domain magnetic-field integral equation for arbitrarily closed conducting bodies using an unconditionally stable methodology," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 35, no. 6, pp. 493-499, Dec. 2002.

[9] 정백호, 정용식, "라게르 함수를 시간영역 전개함수로 이용한 자장 적분방정식의 과도 응답," *대한전기학회 논문지*, 제 52C권, 제 4호, pp. 185-191, 2003. 4.

[10] S. M. Rao, D. R. Wilton, and A. W. Glisson, "Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 30, no. 3 pp. 409-418, May 1982.

[11] T. K. Sarkar, S. M. Rao, and A. R. Djordjevic, "Electromagnetic scattering and radiation from finite microstrip structures," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 38, no. 11, pp. 1568-1575, Nov. 1990.

[12] B. H. Jung, T. K. Sarkar, and Y.-S. Chung, "A survey of various frequency domain integral equations for the analysis of scattering from three-dimensional dielectric objects," *J. of Electromagn. Waves and Applicat.*, vol. 16, no. 10, pp. 1419-1421, Oct. 2002.

[13] A. D. Poularikas, *The Transforms and Applications Handbook*. IEEE Press, 1996.

저 자 소 개



서 정 훈 (徐正勳)

2002년 2월: 호서대학교 전파공학과 (공학사). 2002년 3월~현재: 호서대학교 대학원 정보통신공학과 (석사과정)
Tel : 016-299-5269, Fax : (041)-540-5693
E-mail : junghoon0211@hanmail.net



정 백 호 (鄭白鎬)

1985년 2월: 경북대학교 전자공학과(공학사). 1989년 2월: 경북대학교 대학원 전자공학과 (공학석사). 1997년 8월: 경북대학교 대학원 전자공학과(공학박사). 1989년 2월~1994년 3월: 국방과학연구소 연구원. 2001년 1월~2002년 2월: 미국 Syracuse 대학교 연구교수. 1997년 9월~현재: 호서대학교 전기정보통신공학부 및 벤처전문대학원 조교수
Tel : (041)-540-5690, Fax : (041)-540-5693
E-mail : bhjung@office.hoseo.ac.kr



한 상 호 (韓相皓)

2002년 2월: 호서대학교 전파공학과 (공학사). 2002년 3월~현재: 호서대학교 벤처전문대학원 정보통신융용기술학과 (석사과정).
Tel : 016-243-3457, Fax : (041)-540-5693
E-mail : fanta1976@hanmail.net



안 현 수 (安賢洙)

2003년 2월: 호서대학교 전파공학과(공학사). 2003년 3월~현재: 호서대학교 벤처전문대학원 정보통신융용기술학과(석사과정)
Tel : 018-571-1201, Fax : (041)-540-5693
E-mail : close1976@yahoo.co.kr