

論文 2003-40TC-8-5

시간영역 결합적분식을 이용한 도체 과도산란의 무조건 안정된 해석

(Unconditionally Stable Analysis of Transient Scattering from Conductors Using Time-Domain Combined Field Integral Equations)

鄭白鎬*, 徐正勳**, 李沅雨***

(Baek Ho Jung, Jung Hoon Seo, Won Woo Lee)

요약

본 논문에서는 시간영역 결합적분식 (combined field integral equation, CFIE)을 이용하여 도체로부터 산란되는 전자파 과도응답을 무조건적으로 안정되게 해석할 수 있는 새로운 해법을 제안한다. 이 방법은 기존의 MOT (marching-on in time) 기법을 이용하지 않고, 모멘트법으로 공간 및 시간을 분리하여 시험 내적을 적용한다. 삼차원 임의 형태의 도체 구조를 해석하기 위하여 공간영역의 전개 및 시험함수로서 삼각형 벡터 함수를 사용한다. 시간 영역의 전개함수는 지수 감쇄함수를 라게르 함수에 곱하여 정의되며, 이 함수는 시간영역의 시험함수로도 사용된다. 제안된 방법에 의하여 계산되는 도체로부터의 과도응답은 진동없이 안정되었으며, 주파수 영역의 CFIE로부터 계산된 결과와 잘 일치하였다.

Abstract

In this paper, we propose a novel formulation to solve a time-domain combined field integral equation (CFIE) for analyzing the transient electromagnetic scattering response from closed conducting bodies. Instead of the conventional marching-on in time (MOT) technique, the solution method in this paper is based on the moment method that involves separate spatial and temporal testing procedures. Triangular patch vector functions are used for spatial expansion and testing functions for three-dimensional arbitrarily shaped closed structures. The time-domain unknown coefficient is approximated as a basis function set that is derived from the Laguerre functions with exponentially decaying functions. These basis functions are also used as the temporal testing. Numerical results computed by the proposed method are stable without late-time oscillations and agree well with the frequency-domain CFIE solutions.

Keywords: CFIE, time domain, transient, scattering, Laguerre

* 正會員, 湖西大學校 電氣情報通信工學部

(Department of Information and Communication Eng., Hoseo University)

** 正會員, 湖西大學校 大學院 情報通信工學科

(Graduate School, Hoseo University)

*** 正會員, 陸軍士官學敎 電子工學科

(Department of Electrical Eng., Korea Military Academy)

接受日字: 2002年11月18日, 수정완료일: 2003年8月16日

I. 서론

임의 형태의 3차원 도체로부터의 전자파 산란에 관한 해석은 많은 관심이 집중된 연구의 대상이었다. 표면이 닫혀진 도체 구조의 해석에 전장적분식(electric field integral equation, EFIE) 또는 자장적분식 (magnetic field integral equation, MFIE) 만을 사용할 경우 도체 구조의 내부 공진 주파수에서는 해가 발산한다. 이 공진

문제는 EFIE와 MFIE를 선형적으로 결합한 CFIE를 사용하여 해결될 수 있다. CFIE는 도체 및 유전체의 산란 해석을 위하여 주파수 영역에서 많이 적용되었으나, 시간영역의 과도응답 해석에는 현재까지 제한된 수의 연구 결과가 발표되었다^[1,2]. 최근까지 시간영역 적분식의 해를 구하기 위하여 MOT 기법이 사용되었다. 이 방법은 계산 단계가 증가할수록 해가 급격히 발산하는 후기 진동 (late-time oscillation)이 발생하는 단점을 가진다. 임의 형태 삼차원 도체의 과도산란 해석을 위하여 여러 가지 MOT 방법이 삼각형 패치 모델을 이용하여 제안된 바가 있다^[3]. MOT 방법을 이용한 EFIE의 해는 그 정확성과 안정성이 시간 간격의 선택에 의존한다^[4,6]. MFIE를 적용한 MOT의 해는 EFIE의 해보다 상대적으로 더 안정되어 있다^[7,8]. 참고문헌 [4]와 [7]의 방법에 근거하여 MOT를 이용한 CFIE는 구조물의 내부공진 문제를 제거함과 동시에 과도응답의 안정성을 개선시켰다^[2]. 그러나 해의 정확성과 안정도는 시간 간격의 설정에 따라 여전히 영향을 받았다.

본 논문에서는 참고문헌 [2]에서 다루어진 시간영역의 CFIE를 기존의 MOT 방법을 적용하지 않고, 무조건적으로 안정되고 정확한 과도해를 구할 수 있는 해석 방법을 제안한다. 삼차원 임의 형상 도체의 표면을 삼각형으로 근사하여 공간 및 시간영역의 시험과정으로 분리하여 모멘트법을 적용한다. 공간 영역의 전개 및 시험함수로는 삼각형 벡터 함수를 사용한다. 시간 영역의 전개 함수는 감쇄 지수함수와 라게르 함수의 곱으로 정의되는 가중 라게르 함수이며, 또한 이 함수를 시간 영역의 시험함수로도 사용한다. 라게르 함수는 그 변수가 영부터 무한대 구간에서 정의되며, 영 이후의 시간에서 가우시안 펄스와 같은 전원이 인가되는 경우의 과도 응답 표현에 적합하다. 그리고 가중 라게르 함수로 전개된 응답은 지수함수의 감쇄 특성으로 인하여 무조건적으로 안정된 결과를 보장한다. 계산에 사용되는 가중 라게르 함수의 수는 입사 전원의 주파수 대역폭과 시간영역에서 관찰되는 최종 시간으로부터 결정되며, 라게르 함수의 차수를 증가시키면서 행렬식을 계산한다. 다음 장에서 전장 및 자장 적분식에 모멘트법을 적용하여 각각의 행렬식을 얻은 다음, 이를 결합하는 과정을 보인다. 제 III장에서는 계산된 과도 응답의 수치 결과를 주파수 영역의 CFIE로부터 얻은 해와 비교하고, 마지막 장에서 결론을 맺는다.

II. 적분방정식

1. 전장적분식

해석의 대상이 되는 구조는 일정한 체적을 가지는 임의 형태의 완전 도체이며, 그 표면 S 에 평면파가 조사된다고 가정한다. 모든 시간에 대하여 도체 표면의 전장 접선 성분에 경계조건을 부여하면 전장적분식은 다음과 같다.

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) + \nabla \Phi(\mathbf{r}, t) \right]_{\tan} = [\mathbf{E}'(\mathbf{r}, t)]_{\tan}, \quad \mathbf{r} \in S \quad (1)$$

식 (1)에서 \mathbf{E}' 는 입사파의 전장이며, 첨자 'tan'은 접선 성분을 의미한다. 그리고 \mathbf{A} 와 Φ 는 각각 자기 벡터 및 전기 스칼라 전위로서 다음과 같다.

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu}{4\pi} \int_S \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}', \tau)}{R} dS' \quad (2)$$

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_S \frac{q(\mathbf{r}', \tau)}{R} dS' \quad (3)$$

여기서 μ 와 ϵ 은 도체 구조물이 놓인 공간의 투자율과 유전율이며, $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ 은 장점 \mathbf{r} 과 전원점 \mathbf{r}' 간의 거리이다. 그리고 $\tau = t - R/c$ 는 지연시간이며, c 는 전자파의 전파속도이다. 표면 전하밀도 q 와 전류밀도 \mathbf{J} 는 연속방정식에 의하여 다음과 같은 관계를 가진다.

$$\nabla \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} q(\mathbf{r}, t) \quad (4)$$

임의 형태의 도체 표면을 삼각형으로 근사시키고, 이 표면에 유기되는 전류를 근사하기 위하여 인접하는 두 개의 삼각형에서 정의되는 RWG (Rao-Wilton-Glisson) 벡터함수는 다음과 같다^[9].

$$\mathbf{f}_n(\mathbf{r}) = \mathbf{f}_n^+(\mathbf{r}) + \mathbf{f}_n^-(\mathbf{r}) \quad (5-1)$$

$$\mathbf{f}_n^\pm(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{l_n}{2A_n^\pm} \mathbf{p}_n^\pm, & \mathbf{r} \in T_n^\pm \\ 0, & \mathbf{r} \notin T_n^\pm \end{cases} \quad (5-2)$$

여기서 l_n 은 두 삼각형이 이루는 n 번째 공유변의 길이

이며, A_n^\pm 는 삼각형 T_n^\pm 의 면적이다. 그리고 \mathbf{p}_n^\pm 는 공유 변에 접하지 않은 꼭지점으로부터 정의되는 위치 벡터이다. 산란체 표면에 유기된 전류밀도 \mathbf{J} 는 식 (5)의 벡터 함수를 이용하여 다음과 같이 표현된다.

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=1}^N J_n(t) \mathbf{f}_n(\mathbf{r}) \quad (6)$$

여기서 N 은 도체 표면을 모델링하는 삼각형이 이루는 공유변의 개수이며, J_n 은 미정계수이다. 식 (4)의 관계에 의하여 식 (3)에서 시간에 대한 적분이 발생한다. 이 적분을 피하고, 계산의 편이를 위하여 새로운 전위 벡터 $\mathbf{e}(\mathbf{r}, t)$ 를 사용하여 전류밀도의 표현을 다음과 같이 정의하고자 한다.

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{e}(\mathbf{r}, t) \quad (7)$$

또한 식 (4)로부터 전위 벡터와 전하밀도의 관계는 다음과 같다.

$$q(\mathbf{r}, t) = -\nabla \cdot \mathbf{e}(\mathbf{r}, t) \quad (8)$$

전위벡터 \mathbf{e} 를 RWG 함수를 이용하여 나타내면

$$\mathbf{e}(\mathbf{r}, t) = \sum_{n=1}^N e_n(t) \mathbf{f}_n(\mathbf{r}) \quad (9)$$

와 같다. 따라서 식 (7)의 관계에 의하여 식 (6)의 전류 계수는 식 (9)에 사용된 계수 e_n 과 다음과 같은 관계를 가진다.

$$J_n(t) = \frac{d}{dt} e_n(t) \quad (10)$$

식 (1)에 식 (7)~(9)를 대입한 후, 갤러킨 방법을 적용하여 RWG 함수 $\mathbf{f}_m(\mathbf{r})$ 으로 시험 내적을 취하면 그 결과는 다음과 같다.

$$\sum_{n=1}^N \sum_{p,q} \left[\mu a_{mn}^{pq} \frac{d^2}{dt^2} e_n(\tau_{mn}^{pq}) + \frac{b_{mn}^{pq}}{\epsilon} e_n(\tau_{mn}^{pq}) \right] = V_m^E(t), \quad m=1, 2, \dots, N \quad (11)$$

여기서 p 와 q 는 + 또는 -이며, 식 (11)에 사용된 각 요소는

$$a_{mn}^{pq} = \frac{1}{4\pi} \int_S \mathbf{f}_m^p(\mathbf{r}) \cdot \int_S \frac{\mathbf{f}_n^q(\mathbf{r}')}{R} dS' dS \quad (12)$$

$$b_{mn}^{pq} = \frac{1}{4\pi} \int_S \nabla \cdot \mathbf{f}_m^p(\mathbf{r}) \int_S \frac{\nabla' \cdot \mathbf{f}_n^q(\mathbf{r}')}{R} dS' dS \quad (13)$$

$$V_m^E(t) = \int_S \mathbf{f}_m(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}^i(\mathbf{r}, t) dS \quad (14)$$

이다. 식 (11)을 얻는 과정에서 전위 삼각형 T_n^\pm 내에서 전위계수 e_n 의 변화가 작다고 가정하여 지연시간을

$$\tau = t - \frac{R}{c} \rightarrow \tau_{mn}^{pq} = t - \frac{R_{mn}^{pq}}{c} \quad (15)$$

으로 가정하였다. 여기서 $R_{mn}^{pq} = |\mathbf{r}_m^{cp} - \mathbf{r}_n^{cq}|$ 이며, \mathbf{r}_m^{cp} 은 삼각형 T_n^\pm 의 중심을 나타내는 위치 벡터이다.

식 (11)을 풀기 위하여 전위 벡터의 계수 e_n 을 표현하기 위한 시간 영역의 전개함수는 지수함수를 라게르 함수에 곱하여 다음과 같이 정의된다.

$$\phi_j(t) = e^{-t/2} L_j(t), \quad 0 \leq t < \infty, \quad j=0, 1, 2, \dots \quad (16)$$

여기서 $L_j(t)$ 는 라게르 함수이며, 첨자 j 는 그 차수 (degree)이다^[10]. 식 (16)을 사용하여 계수 $e_n(t)$ 를 전개하면

$$e_n(t) = \sum_{j=0}^{\infty} e_{n,j} \phi_j(st) \quad (17)$$

와 같으며, 여기서 s 는 시간 확장 파라미터이다. 라게르 다항식의 직교성을 이용하여 $e_n(t)$ 의 미분을 다음과 같이 쓸 수 있다^[11].

$$\frac{d}{dt} e_n(t) = s \sum_{j=0}^{\infty} \left[\frac{1}{2} e_{n,j} + \sum_{k=0}^{j-1} e_{n,k} \right] \phi_j(st) \quad (18)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} e_n(t) = s^2 \sum_{j=0}^{\infty} \left[\frac{1}{4} e_{n,j} + \sum_{k=0}^{j-1} (j-k) e_{n,k} \right] \phi_j(st) \quad (19)$$

식 (17)과 식 (19)를 식 (11)에 대입하고, 갤러킨 방법

으로 식 (16)의 전개함수를 시험함수로 사용하여 $\phi_i(st)$ 로써 $st=0$ 부터 무한대까지 내적을 취하면

$$\sum_{n=1}^N \sum_{p,q} \sum_{j=0}^{\infty} \left[\left(\frac{s^2}{4} \mu a_{mn}^{pq} + \frac{b_{mn}^{pq}}{\epsilon} \right) e_{n,j} + s^2 \mu a_{mn}^{pq} \sum_{k=0}^{j-1} (j-k) e_{n,k} \right] I_{ij} \left(s \frac{R^{pq}}{c} \right) = V_{m,i}^E \quad (20)$$

을 얻게 된다. 여기서

$$I_{ij} \left(s \frac{R^{pq}}{c} \right) = \int_0^{\infty} \phi_i(st) \phi_j \left(st - s \frac{R^{pq}}{c} \right) d(st) \quad (21)$$

$$V_{m,i}^E = \int_0^{\infty} \phi_i(st) V_m^E(t) d(st) \quad (22)$$

이다. 참고문헌 [12]의 공식 (8.971)과 (8.974)를 이용하면 식 (21)의 적분 결과는 다음과 같다^[11], 부록].

$$I_{ij}(y) = \begin{cases} e^{-y/2} [L_{i-j}(y) - L_{i-j-1}(y)], & j \leq i \\ 0, & j > i \end{cases} \quad (23)$$

여기서 $y = sR_{mn}^{pq}/c$ 이다. 식 (23)으로부터 $j > i$ 이면 $I_{ij} = 0$ 이므로 식 (20)에서 합의 기호 상한인 ∞ 대신에 i 를 적을 수 있으며, 그리고 $j < i$ 에 해당되는 계수 $e_{n,j}$ 를 포함하는 모든 항을 우변으로 이항하면 다음과 같은 행렬식을 얻을 수 있다.

$$[\alpha_{mn}^E] [e_{n,i}] = [y_{m,i}^E], \quad i = 0, 1, \dots, \infty \quad (24)$$

여기서 각 행렬 요소는

$$\alpha_{mn}^E = \sum_{p,q} \left(\frac{s^2}{4} \mu a_{mn}^{pq} + \frac{b_{mn}^{pq}}{\epsilon} \right) \exp \left(-s \frac{R_{mn}^{pq}}{2c} \right) \quad (25)$$

$$\gamma_{m,i}^E = V_{m,i}^E + P_{m,i}^E \quad (26)$$

$$P_{m,i}^E = - \sum_{n=1}^N \sum_{p,q} \left[\left(\frac{s^2}{4} \mu a_{mn}^{pq} + \frac{b_{mn}^{pq}}{\epsilon} \right) \sum_{j=0}^{i-1} e_{n,j} I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^{pq}}{c} \right) + s^2 \mu a_{mn}^{pq} \sum_{j=0}^i \sum_{k=0}^{j-1} (j-k) e_{n,k} I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^{pq}}{c} \right) \right] \quad (27)$$

와 같으며, $V_{m,i}^E$ 는 식 (22)에 주어져 있다.

2. 자장적분식

모든 시간에 대하여 도체 표면의 자장 접선 성분에 대한 경계조건을 부여하면 시간영역의 MFIE는 다음과 같다^[7].

$$\frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)}{2} - \mathbf{n} \times \frac{1}{4\pi} \int_{S_0} \nabla \times \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}', \tau)}{R} dS' = \mathbf{n} \times \mathbf{H}^i(\mathbf{r}, t) \quad (28)$$

여기서 \mathbf{n} 은 도체 표면의 외향 법선 단위 벡터이며, \mathbf{H}^i 는 입사파의 자장, 그리고 S_0 는 특이점 $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$ ($R=0$)을 제외한 도체 표면이다. 벡터 항등식을 이용하면^[13], 식 (28)에 있는 적분 내의 항을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\nabla \times \frac{\mathbf{J}(\mathbf{r}', \tau)}{R} = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{J}(\mathbf{r}', \tau) \times \frac{\hat{\mathbf{R}}}{R} + \mathbf{J}(\mathbf{r}', \tau) \times \frac{\hat{\mathbf{R}}}{R^2} \quad (29)$$

여기서 $\hat{\mathbf{R}}$ 은 $\mathbf{r} - \mathbf{r}'$ 방향을 따른 단위 벡터이다. 식 (7)과 식 (9)를 식 (28)에 대입한 다음, RWG 함수 $\mathbf{f}_m(\mathbf{r})$ 으로 시험 내적을 취하면 그 결과는 다음과 같다.

$$\sum_{n=1}^N \left[c_{mn} \frac{d}{dt} e_n(t) - \sum_{p,q} \left\{ \frac{I_1^{pq}}{c} \frac{d^2}{dt^2} e_n(\tau_{mn}^{pq}) + I_2^{pq} \frac{d}{dt} e_n(\tau_{mn}^{pq}) \right\} \right] = V_m^H(t), \quad m=1, 2, \dots, N \quad (30)$$

여기서

$$c_{mn} = \frac{1}{2} \int_S \mathbf{f}_m(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{f}_n(\mathbf{r}) dS \quad (31)$$

$$I_v^{pq} = \frac{1}{4\pi} \int_S \mathbf{f}_m^p(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{n} \times \int_S \mathbf{f}_n^q(\mathbf{r}') \times \frac{\hat{\mathbf{R}}}{R^v} dS' dS, \quad v=1, 2 \quad (32)$$

$$V_m^H(t) = \int_S \mathbf{f}_m(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{n} \times \mathbf{H}^i(\mathbf{r}, t) dS \quad (33)$$

이다. 식 (30)에 식 (18)과 식 (19)를대입하고 시간 영역의 전개함수 $\phi_i(st)$ 로써 $st=0$ 부터 무한대까지 시험 내적을 취하면, 식 (24)를 얻는 유사한 과정을 통하여 다음과 같은 행렬식을 얻을 수 있다.

$$[\alpha_{mn}^H] [e_{n,i}] = [y_{m,i}^H], \quad i = 0, 1, \dots, \infty \quad (34)$$

여기서 각 행렬 요소는

$$\alpha_{mn}^H = \frac{s}{2} c_{mn} - \sum_{p,q} \left(\frac{s^2 I_1^{pq}}{4c} + \frac{s}{2} I_2^{pq} \right) \exp \left(-s \frac{R_{mn}^{pq}}{2c} \right) \quad (35)$$

$$\gamma_{m,i}^H = V_{m,i}^H + P_{m,i}^H \quad (36)$$

$$V_{m,i}^H = \int_0^\infty \phi_i(st) V_m^H(t) d(st) \quad (37)$$

$$P_{m,i}^H = - \sum_{n=1}^N \left[s c_{mn} \sum_{k=0}^{i-1} e_{n,k} - \sum_{p,q} \left\{ \left(\frac{s^2 I_1^{pq}}{4c} + \frac{s}{2} I_2^{pq} \right) \times \sum_{j=0}^{i-1} e_{n,j} I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^{pq}}{c} \right) + s^2 \frac{I_1^{pq}}{c} \sum_{j=0}^{i-1} \sum_{k=0}^{j-1} (j-k) e_{n,k} \right. \right. \\ \left. \left. \times I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^{pq}}{c} \right) + s I_2^{pq} \sum_{j=0}^{i-1} \sum_{k=0}^{j-1} e_{n,k} I_{ij} \left(s \frac{R_{mn}^{pq}}{c} \right) \right\} \right] \quad (38)$$

와 같으며, I_{ij} 는 식 (23)에 주어진 바와 같다.

3. 결합적분식

전장과 자장의 경계조건을 동시에 적용한 CFIE는 식 (1)과 식 (28)을 선형적으로 결합하여 얻을 수 있으며^[2], 결과적으로 CFIE의 최종 행렬식은 식 (24)와 식 (34)를 이용하면 다음과 같다.

$$[\alpha_{mn}] [e_{n,i}] = [\gamma_{m,i}], \quad i = 0, 1, \dots, \infty \quad (39)$$

여기서 각 행렬 요소는

$$\alpha_{mn} = \kappa \alpha_{mn}^E + \eta (1 - \kappa) \alpha_{mn}^H \quad (40)$$

$$\gamma_{m,i} = \kappa \gamma_{m,i}^E + \eta (1 - \kappa) \gamma_{m,i}^H \quad (41)$$

와 같으며, κ 는 선형 결합계수로서 0부터 1 사이의 임의의 실수이다. 그리고 η 는 도체가 놓인 공간의 파동 임피던스이다.

식 (39)의 계산을 위해서는 유한한 시간영역 전개함수의 개수 M 이 필요하다. 주파수 대역 B 를 가지고 시간영역에서 T_f 까지 지속되는 신호가 인가된다고 가정하면, 이산 푸리에 역변환시에 주파수 영역의 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 시

간 영역 전개함수의 최소 개수는 $M = 2BT_f + 1$ 이 된다. 그러므로 식 (39)의 계산시 $i = 0, 1, \dots, M-1$ 이며, 차수 i 를 증가시키면서 M 회 계산을 반복하면 된다. 전원 벡터의 계수 $e_{n,j}$ 가 계산되면 식 (10)과 식 (17) 및 (18)로부터 유기전류를 계산할 수 있다^[11].

III. 수치 결과

제안된 해석 기법을 적용하기 위한 도체 구조물은 자유공간에 있다고 가정하며, 산란체에 입사되는 가우시안 펄스의 평면파는 다음과 같다.

$$\mathbf{E}^i(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \frac{4}{\sqrt{\pi T}} e^{-\gamma^2} \quad (42)$$

$$\mathbf{H}^i(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\eta} \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{E}^i(\mathbf{r}, t) \quad (43)$$

$$\gamma = \frac{4}{T} (ct - ct_0 - \mathbf{r} \cdot \hat{\mathbf{k}}) \quad (44)$$

여기서 $\hat{\mathbf{k}}$ 는 입사파의 진행 방향, T 는 펄스의 폭, 그리고 t_0 는 펄스의 지연을 나타내며 이 시간에서 펄스는 최대치를 가진다. 계산시 입사파는 $\phi = 0^\circ$ 및 $\theta = 0^\circ$ 로부터 입사되며, 즉 $\hat{\mathbf{k}} = -\hat{\mathbf{z}}$ 이며, 전장의 방향은 x 축과 평행하게 $\mathbf{E}_0 = \hat{\mathbf{x}}$ 으로 두었다. 그리고 가우시안 펄스는 $T = 2$ lm 및 $ct_0 = 3$ lm으로 두었으며, 이 펄스는 500 MHz의 주파수 대역을 가진다. (단위 'lm'는 자유공간에서 전자파가 1 m 진행하는 시간으로 정의된다.) 시간 확장 파라미터 $s = 10^9$ 으로 두었으며, 식 (22)와 식 (37)의 적분시 시간의 상한을 펄스폭의 10 배인

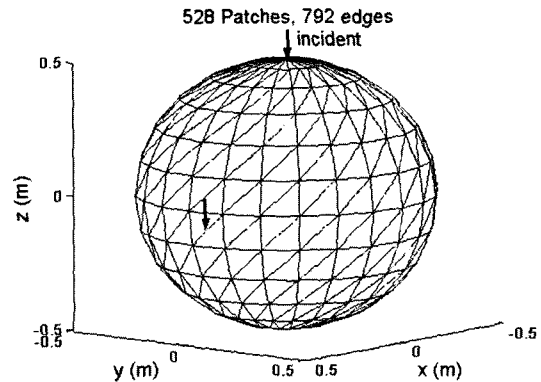


그림 1. 구도체의 삼각형 분할
Fig. 1. Triangle patching of a conducting sphere.

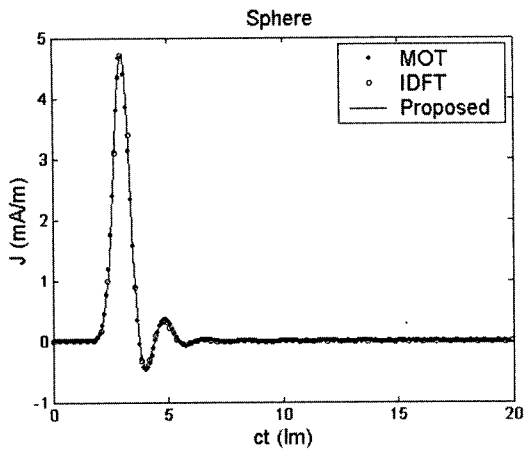


그림 2. 구도체의 유기전류 응답
Fig. 2. Induced current response on a conducting sphere.

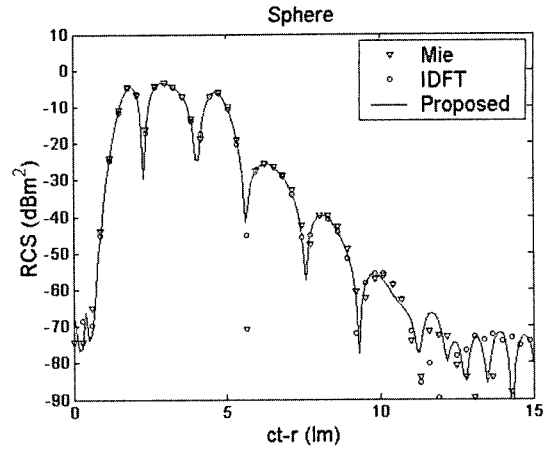


그림 4. 구도체의 레이더 단면적
Fig. 4. Radar cross section from a conducting sphere.

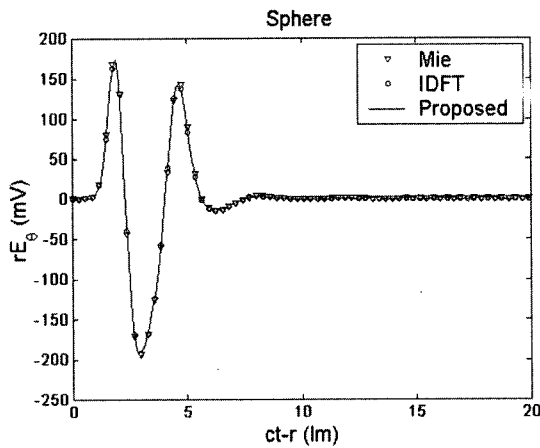


그림 3. 구도체의 정규화 산란전장
Fig. 3. Normalized scattered electric field from a conducting sphere.

$ct_f = 20$ lm으로 두고, 200개의 구간으로 나누어 적분하였다. 그리고 시간 영역 전개함수의 수는 68 개가 필요하지만 정확한 해를 얻기 위하여 $M = 80$ 으로 하였다. 식 (39)의 연산시 결합계수 $\kappa = 0.5$ 로 두었다.

<그림 1>은 반지름이 0.5 m이고 중심이 좌표계의 원점에 놓인 도체구이다. 구표면을 θ 와 ϕ 방향으로 15° 로 균등 분할하여 삼각형을 구성하였으며, 528 개의 삼각형과 792 개의 공유변을 얻었다. 이 도체구의 첫 내부 공진 주파수는 262 MHz이며 입사파의 대역은 내부공진 주파수를 포함하고 있다. <그림 2>는 <그림 1>에서 화살표로 표시된 위치 ($\theta = 0^\circ, \phi = 7.5^\circ$)의 유기전류를 보이고 있다. 제안된 방법에 의한 결과는 참고문헌 [2]의 방법으로 시간영역 CFIE를 이용한 MOT의 해와 주파수

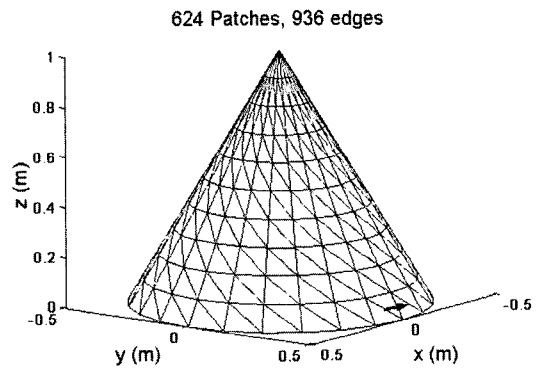


그림 5. 원추도체의 삼각형 분할
Fig. 5. Triangle patching of a conducting cone.

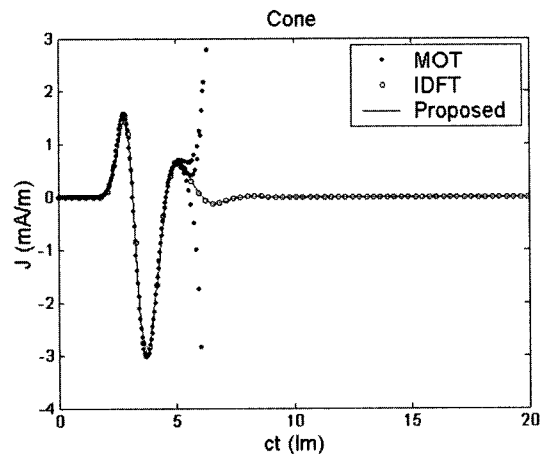


그림 6. 원추도체의 유기전류 응답
Fig. 6. Induced current response on a conducting cone.

영역의 CFIE로부터 계산된 이산 푸리에 역변환(inverse discrete Fourier transform, IDFT)의 결과와 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다. <그림 3>은 구도체로부터 $+z$ 방향으로 산란되는 정규화 전장의 θ 성분을 보이고 있으며, 해석해 (Mie series solution)와 주파수영역의 CFIE로부터 계산된 해의 IDFT와 서로 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다. <그림 4>는 θ 및 ϕ 성분의 산란 전장을 모두 고려하여 계산된 RCS를 보이고 있다. 계산된 세 결과는 약 -60 dBm^2 이하의 매우 낮은 레벨을 제외하면 서로 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다.

산란체의 둘째 예로서 <그림 5>는 밀면이 xy 평면에 있는 원추도체이다. 그 밀면의 반지름은 0.5 m 이고, 높이는 1 m 이다. ϕ 방향을 따라 15° 간격으로 균등 분

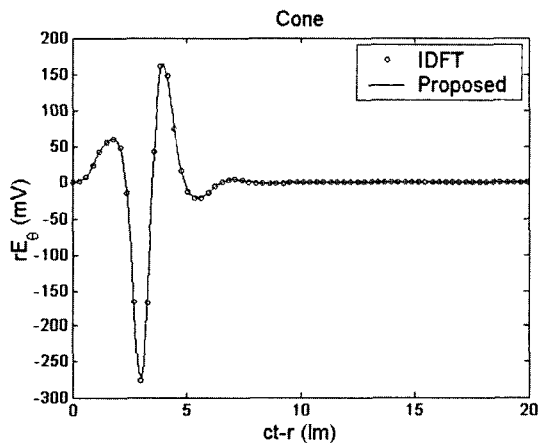


그림 7. 원추도체의 정규화 산란전장
Fig. 7. Normalized scattered electric field from a conducting cone.

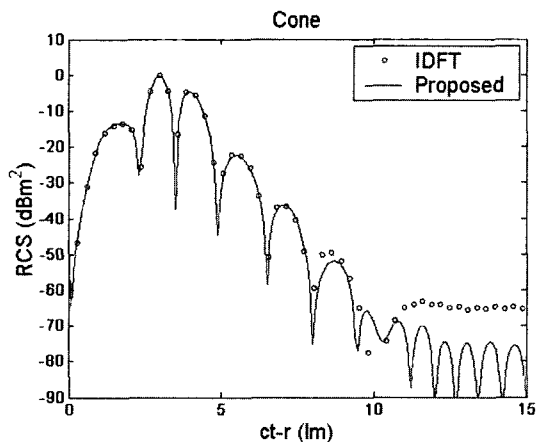


그림 8. 원추도체의 레이더 단면적
Fig. 8. Radar cross section from a conducting cone.

할하고, z 방향으로 10 등분, 밀면의 반경 r 방향으로 4 등분하여 도체 표면을 624 개의 삼각형으로 모델링하였다. 그 결과 936 개의 공유변을 얻었다. 주파수영역의 전장 및 자장 적분식으로부터 계산한 결과, 원추도체의 첫 내부공진 주파수는 약 350 MHz 임을 확인하였으며, 입사파의 대역은 이 내부공진 주파수를 포함하고 있다. <그림 6>은 <그림 5>에서 화살표로 표시된 위치 ($\phi = 90^\circ$)의 유기전류를 보이고 있다. 제안된 방법에 의한 결과는 주파수 영역의 CFIE로부터 계산된 결과의 IDFT와 잘 일치하고 진동없이 안정되어 있음을 볼 수 있다. 그러나 참고문헌 [2]의 방법에 의하여 시간영역의 CFIE를 이용한 MOT의 해는 약 5 m 부터 발산하고 있음을 볼 수 있다. <그림 7>은 계산된 원추도체로부터 $+z$ 방향으로 산란되는 정규화 전장의 θ 성분을 보이고 있으며, 주파수 영역의 CFIE로부터 계산된 해의 IDFT와 정확히 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다. <그림 8>은 θ 및 ϕ 성분의 산란 전장을 모두 고려하여 계산된 원추도체의 RCS를 IDFT의 해와 함께 보이고 있다. 구도체의 경우와 유사하게 약 -60 dBm^2 이하의 매우 낮은 레벨을 제외하면 계산된 두 결과는 서로 정확히 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다.

IV. 결 론

표면이 닫혀진 삼차원 임의 구조의 도체에 대하여 내부 공진 문제를 극복하고 안정된 전자파 산란의 과도 응답을 얻기 위한 시간영역 결합 적분식의 해법을 제안하였다. 모멘트 방법의 적용 과정에서 공간 및 시간 영역의 전개함수를 도입하였으며, 시험 내적은 갤러킨 방법으로 동일한 전개함수를 시험함수로 사용하였다. 지수 감쇄함수와 라게르 함수의 곱으로 정의된 시간영역 전개함수를 이용함으로써 과도 응답은 해의 진동이나 발산없이 무조건적으로 안정되었다. 수치 계산 결과 제안된 방법에 의한 해는 입사파의 주파수 대역이 구조물의 내부공진 주파수를 포함하더라도 안정되었으며, 주파수 영역에서 계산된 결과와 잘 일치하였다. 시간영역 결합 적분식을 이용하였다더라도 상대적으로 MOT에 의한 결과는 구조물에 따라 진동하였다. 특히 수치 예로서 보여진 구도체에 대한 산란장 및 RCS의 결과는 해석해와 잘 일치하였다.

참 고 문 헌

- [1] B. Shankar, A. A. Ergin, K. Aygun, and E. Michielssen, "Analysis of transient electromagnetic scattering from closed surfaces using a combined field integral equation," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 48, no. 7, pp. 1064~1074, July 2000.
- [2] B. H. Jung and T. K. Sarkar, "Time-domain CFIE for the analysis of transient scattering from arbitrarily shaped 3D conducting objects," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 34, no. 4, pp. 289~296, Aug. 2002.
- [3] S. M. Rao, *Time Domain Electromagnetics*. Academic Press, 1999.
- [4] 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. B. H. Jung and T. K. Sarkar, corrections to time-domain electric field integral equation with central finite difference', *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 33, no. 2, p. 148, April 2002.
- [5] 정백호, 김채영, "안정된 전자파 과도 산란해를 얻기 위한 시간영역 전장 적분방정식 해석," *대한전자공학회논문지*, 제 39권 TC편, 제 4호, pp. 201~208, 2002. 4
- [6] B. H. Jung and T. K. Sarkar, "An accurate and stable implicit solution for transient scattering and radiation from wire structures," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 34, no. 5, pp. 354~359, Sept. 2002.
- [7] 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.
- [8] 정백호, 김채영, "자장 적분방정식을 이용한 3차원 임의의 형태 도체 구조의 지연 산란 해석," *한국통신학회논문지*, 제 27권, 제 4B호, pp. 379~387, 2002. 4
- [9] 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.
- [10] A. D. Poularikas, *The Transforms and Applications Handbook*. IEEE Press, 1996.
- [11] 정백호, 정용식, "가중 라게르 다항식과 전장적분식을 이용한 도체의 과도 산란 해석," *한국전자과학회논문지*, 제 13권, 제 9호, pp. 937~946, 2002. 10
- [12] I. S. Gradshteyn and I. M. Ryzhik, *Table of Integrals, Series, and Products*. New York: Academic Press, 1980.
- [13] J. Van Bladel, *Electromagnetic Fields*. Hemisphere Publishing Corporation, 1985.

저 자 소 개



鄭 白 鎬(正會員)

1985년 2월 : 경북대학교 전자공학
과(공학사). 1989년 2월 : 경북대학
교 대학원 전자공학과(공학석사).
1997년 8월 : 경북대학교 대학원 전
자공학과(공학박사). 1989년 2월~
1994년 3월 : 국방과학연구소 연구
원. 2001년 1월~2002년 2월 : 미국 Syracuse 대학교 연
구교수. 1997년 9월~현재 : 호서대학교 전기정보통신공
학부 및 벤처전문대학원 조교수. <주관심분야 : 전자파
수치해석, 이동통신 전파환경, 비선형 광학>



徐 正 勳(正會員)

2002년 2월 : 호서대학교 전파공학
과(공학사). 2002년 3월~현재 : 호
서대학교 대학원 정보통신공학과
(석사과정). <주관심분야 : 전자파
수치해석>



李沅雨(정회원)

1989년 2월 : 육군사관학교 전자공학
 학과(공학사). 1993년 2월 : 서강대
 학교 대학원 전자공학과(공학석사).
 2001년 6월 : 미국 Syracuse Uni-
 versity(공학박사). 1993년 8월~
 1994년 7월 : 육군사관학교 강사.

1994년 8월~1997년 4월 : 육군사관학교 전임강사. 1997
 년 5월~현재 : 육군사관학교 조교수. <주관심분야 : 전
 자기파 해석 및 RF 회로 설계>