

결합 적분방정식을 이용한 삼차원 임의형태 도체 구조물의 전자파 지연산란 해석

論 文
51C-11-8

Analysis of Transient Scattering from Arbitrarily Shaped Three-Dimensional Conducting Objects Using Combined Field Integral Equation

鄭 白 鎬*
(Baek Ho Jung)

Abstract - A time-domain combined field integral equation (CFIE) is presented to obtain the transient scattering response from arbitrarily shaped three-dimensional conducting bodies. This formulation is based on a linear combination of the time-domain electric field integral equation (EFIE) with the magnetic field integral equation (MFIE). The time derivative of the magnetic vector potential in EFIE is approximated using a central finite difference approximation and the scalar potential is averaged over time. The time-domain CFIE approach produces results that are accurate and stable when solving for transient scattering responses from conducting objects. The incident spectrum of the field may contain frequency components, which correspond to the internal resonance of the structure. For the numerical solution, we consider both the explicit and implicit scheme and use two different kinds of Gaussian pulses, which may contain frequencies corresponding to the internal resonance. Numerical results for the EFIE, MFIE, and CFIE are presented and compared with those obtained from the inverse discrete Fourier transform (IDFT) of the frequency-domain CFIE solution.

Key Words : time-domain, integral equation, electromagnetic wave, scattering, moment method

1. 서 론

임의형태의 삼차원 도체와 유전체의 전자파 산란 해석은 주파수 영역에서 연구의 많은 관심이 집중되었으며, 그 성과가 있었다. 전장 및 자장에 근거한 적분방정식은 각각 EFIE와 MFIE로 명명되었다. 그러나 표면이 닫혀진 산란체의 해석에서 입사파의 스펙트럼이 그 구조물의 내부 공진에 해당하는 주파수를 포함하면 정확한 해를 얻기에는 어렵다. 내부 공진 주파수 문제를 극복하는 한가지 방법은 EFIE와 MFIE를 선형적으로 결합하는 것이다. 결합 적분방정식 (CFIE)이 주파수 영역에서 도체 및 산란체의 해석에 매우 많이 적용되었다[1]-[3], 시간영역에서 지연 산란의 해석은 매우 드물었다[4], [5]. 참고문헌 [4]는 이차원 유전체 문제를 취급하였으며, [5]의 경우 변조한 가우시안 펄스를 사용하였으며, 그 입사파는 좁은 주파수 스펙트럼을 가졌다.

최근에 삼차원 임의형태 구조의 전자파 산란 문제를 해결하기 위하여 삼각형 표면 분할 모델을 이용한 다양한 공식이 제시되었다[6]. EFIE에는 자기 벡터 전위에 대한 시간 미분항이 있다. 이를 처리하기 위하여 EFIE 전체를 시간에 대하여 미분을 하였으며, 2차 중앙 차분을 적용하였다[7]. 그러나 이 방법에 의한 해는 시간 단계의 증가에 따라 조기에 진동을 가졌다. 그 후 이 진동은 계산된 전류의 평균을 취함으로써 제거될 수 있었다[8]. 그러나 이 방법은 입사파를 미분의 형태로 사용하므로 임펄스 또는 계단 함수와 같은 전원은 입

사장으로 사용할 수 없는 단점이 있었다. 이를 처리하기 위하여 자기 벡터 전위에 대한 미분항을 후방 차분으로 처리하는 기법이 제시되었으며 [9], 그 후 이 방법을 이용한 많은 수치 결과들이 발표되었다[6], [10]. 또한 최근에 이차원 또는 삼차원 문제에 대하여 시간 간격을 설정을 패치 중심 간의 최소거리보다 크게 선택하는 방법 (implicit method)이 제시되기도 하였다[11]-[15]. 시간 간격을 패치 중심 간의 최소거리보다 작게 선택하는 방법 (explicit method)을 이용할 때 시간 간격이 작아 계산된 지연 응답은 불안정하였다. 이는 수치 오차의 누적에 기인하며, 많은 계산시간이 소요되었다. 본 논문에서는 미분항에 대한 유한 차분의 근사로 인하여 발생하는 오차를 감소시키고, 더 정확하고 안정된 해를 얻을 수 있는 중앙 차분 근사를 적용한다[16].

주파수 영역에서 EFIE와 MFIE의 해는 산란체의 내부 공진 문제 때문에 정확하지 않다는 사실은 이미 잘 알려져 있다. 따라서 시간 영역의 해석에서도 유사한 현상이 발생하리라 보며, 본 논문에서는 시간 영역의 EFIE와 MFIE를 CFIE의 공식화로 확장하고자 한다. EFIE와 MFIE를 행렬식으로 변환한 다음, 이를 결합하여 CFIE의 해를 얻게 된다. 본 논문의 목표는 입사파가 산란체의 공진 주파수를 포함하더라도 CFIE로부터 지연 산란의 유일해를 구할 수 있음을 확인하는 것이다. 본 논문에서 개발되는 해석 기법은 EFIE, MFIE, 그리고 CFIE에 대하여 패치의 중심간 최소거리 R_{min} 보다 시간 간격 $c\Delta t$ 를 작거나 크게 설정하여도 해석이 가능하도록 하였다.

본 논문의 구성은 다음과 같다. 다음 장에서 시간 영역의 EFIE와 MFIE, 그리고 CFIE를 간략히 언급하고, 제 3장에서는 삼차원 도체 구조에 대하여 계산된 수치 예를 보인다. 수

* 正 會 員 : 湖 西 大 電 氣 情 報 通 信 工 學 部 助 教 授 · 工 博
接 受 日 字 : 2002年 3月 28日
最 終 完 了 : 2002年 8月 21日

지 결과는 주파수 영역에서 CFIE를 이용하여 얻어진 해를 시간 영역으로 변환한 결과와도 비교한다. 마지막으로 제 4장에서 결론을 맺는다.

2. 시간 영역 적분방정식

2.1 전장 적분방정식

임의 형태 삼차원의 완전 도체 표면을 S 라고 하고, 여기에 외부로부터 평면파가 입사한다고 가정한다. 이 입사파는 도체 표면에 전류 $\underline{I}(\underline{x}, t)$ 를 유기시키게 된다. 이 유기 전류에 의하여 산란되는 전장은

$$\underline{E}^s(\underline{I}) = -\frac{\partial \underline{A}}{\partial t} - \nabla \phi \quad (1)$$

이며, \underline{A} 와 ϕ 는 각각 자기 벡터 및 전기 스칼라 전위로서 다음과 같다.

$$\underline{A}(\underline{x}, t) = \frac{\mu}{4\pi} \int_S \frac{\underline{I}(\underline{x}', \tau)}{R} dS' \quad (2)$$

$$\phi(\underline{x}, t) = -\frac{1}{4\pi\epsilon} \int_S \int_0^t \frac{\nabla' \cdot \underline{I}(\underline{x}', t')}{R} dt' dS' \quad (3)$$

여기서 $\tau = t - R/c$ 는 지연시간, 거리 $R = |\underline{x} - \underline{x}'|$, \underline{x} 과 \underline{x}' 은 임의의 장점과 전원점을 나타낸다. 그리고 μ 와 ϵ 은 각각 산란체가 놓인 공간의 투자율과 유전율이며, c 는 그 매질에서 전자파의 속도이다.

도체 표면에서 전장의 전체 접선 성분은 모든 시간에 대하여 영이므로 경계조건을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$[\underline{E}^i + \underline{E}^s(\underline{I})]_{\tan} = 0, \quad \underline{x} \in S \quad (4)$$

여기서 \underline{E}^i 는 입사파의 전장이다. 식 (1)을 (4)에 대입하면

$$\left[-\frac{\partial \underline{A}}{\partial t} + \nabla \phi \right]_{\tan} = [\underline{E}^i]_{\tan}, \quad \underline{x} \in S \quad (5)$$

을 얻는다. 여기서 첨자 'tan'은 접선성분을 나타낸다. 식 (2) 및 (3)과 더불어 (5)는 미지의 전류 $\underline{I}(\underline{x}, t)$ 를 구하기 위한 시간 영역의 EFIE를 구성한다.

시간 영역에서 적분방정식의 수치 해를 구하기 위하여 시간을 간격 Δt 로 등분하여, 시간 단계를 $t_i = i\Delta t$ 로 정의한다. 식 (5)에서 시간에 대한 미분 항을 전방 및 후방 차분으로 근사할 수도 있으나 [9][12], 해의 안정도와 정확성을 개선시키기 위하여 중앙 차분을 적용하기로 한다[16]. 식 (5)를 시간 $t = t_{i-1/2}$ 에서 고려하면

$$\left[\frac{\underline{A}(\underline{x}, t_i) - \underline{A}(\underline{x}, t_{i-1})}{\Delta t} + \frac{\nabla \phi(\underline{x}, t_i) + \nabla \phi(\underline{x}, t_{i-1})}{2} \right]_{\tan} = [\underline{E}^i(\underline{x}, t_{i-1/2})]_{\tan} \quad (6)$$

와 같다. 식 (6)에서 자기 벡터 전위에 대해서 중앙 차분을, 전기 스칼라 전위에 대하여 시간에 대한 평균을 취하였다.

임의 형태의 삼차원 구조에 대해서 그 표면을 다수의 삼각형 조각으로 근사할 수 있으며, 두 개의 삼각형이 한 변을 공유하여 접하는 경우, 이를 위한 전개함수 f_n 은 다음과 같이 정의된다[17].

$$f_n(\underline{x}) = f_n^+(\underline{x}) + f_n^-(\underline{x}) \quad (7)$$

$$f_n^\pm(\underline{x}) = \begin{cases} \frac{l_n}{2A_n^\pm} \underline{\rho}_n^\pm, & \underline{x} \in T_n^\pm \\ 0, & \underline{x} \notin T_n^\pm \end{cases} \quad (8)$$

여기서 l_n 은 두 삼각형이 접하는 n 공유 변의 길이이며, A_n^\pm 은 삼각형 T_n^\pm 의 면적이다. 그리고 $\underline{\rho}_n^\pm$ 는 공유 변에 포함되지 않은 삼각형의 꼭지점으로부터 삼각형 T_n^\pm 상의 한 점까지 정의되는 위치 벡터이다. 산란체의 표면전류밀도 \underline{I} 는 다음과 같이 전개함수를 이용하여 근사할 수 있다.

$$\underline{I}(\underline{x}, t) = \sum_{n=1}^N I_n(t) f_n(\underline{x}) \quad (9)$$

여기서 N 은 도체 표면을 모델링하는 삼각형 공유변의 개수이다.

식 (6)을 풀기 위하여 모멘트법을 적용하며, 시험함수를 전개함수와 동일하게 선택하는 갤러킨 방법을 사용한다. 그리고 두 벡터에 대하여 내적을 $\langle \underline{f}, \underline{g} \rangle = \int_S \underline{f} \cdot \underline{g} dS$ 와 같이 정의한다. 식 (6)에 시험 함수 f_m 으로 내적을 수행하면 그 결과는 다음과 같다.

$$\frac{A_m(t_i)}{\Delta t} + \frac{\phi_m(t_i)}{2} = V_m(t_{i-1/2}) + \frac{A_m(t_{i-1})}{\Delta t} - \frac{\phi_m(t_{i-1})}{2} \quad (10)$$

여기서

$$A_m(t_i) = \langle f_m, \underline{A}(\underline{x}, t_i) \rangle \quad (11)$$

$$\phi_m(t_i) = \langle f_m, \nabla \phi(\underline{x}, t_i) \rangle \quad (12)$$

$$V_m(t_i) = \langle f_m, \underline{E}^i(\underline{x}, t_i) \rangle \quad (13)$$

이다. 식 (10)의 양변에 벡터 및 스칼라 전위 항이 포함되어 있으며, 그 좌변은 모두 $t = t_i$ 의 항으로 구성되어 있음에 주목할 필요가 있다. 식 (11)과 (12)에서 적분은 $\tau = t_i - R/c \rightarrow \tau_{mn}^p = t_i - R_{mn}^p/c$ 으로 근사시켜 공간 변수만의 적분으로 간략화시킬 수 있다. 여기서 p 와 q 는 + 또는 -이며, R_{mn}^p 는 시험 삼각형 T_m^p 와 전원 삼각형 T_n^q 의 중심간 거리이다. 식 (11)-(13)에서 장점 좌표계에 의한 시험 적분은 삼각형 T_m^p 의 중심에서 근사적으로 계산한다. 그리고 (11)과 (12)에서 전원 좌표계에 의한 적분은 참고문헌 [18]의 방법을 이용한다.

전류 계수 I_n 을 시간에 대한 일차함수를 이용하여 선형적으로 근사하고자 한다. 삼각형 중심간의 거리가 시간 간격보다 클 때, 즉 $R_{mn}^p \geq c\Delta t$ 일 때 지연 시간을 $t_{j-1} < \tau_{mn}^p \leq t_j$ 라고 한다면 전류 계수는

$$I_n(\tau_{mn}^{j_0}) = (1 - \delta)I_n(t_{j-1}) + \delta I_n(t_j) \quad (14)$$

와 같이 표현되며, 이때 시간 t_j 는 계산이 진행되는 시간 $t = t_i$ 보다 작다고 가정한다. 여기서 $\delta = (\tau_{mn}^{j_0} - t_{j-1})/\Delta t$ 이다. 식 (14)를 이용하면 $\tau_{mn}^{j_0} > t_{j-1}$ 인 항을 제외하고 시간 단계 $t = t_i$ 에서 (10)의 모든 항을 계산할 수 있다. $R_{mn}^{j_0} < c\Delta t$ 인 항에 대해서는, 즉 지연시간이 $t_{i-1} < \tau_{mn}^{j_0} \leq t_i$ 일 때, (14)를 이용하면 전류계수는 다음과 같이 주어진다.

$$I_n(\tau_{mn}^{j_0}) = \frac{R_{mn}^{j_0}}{c\Delta t} I_n(t_{i-1}) + \left(1 - \frac{R_{mn}^{j_0}}{c\Delta t}\right) I_n(t_i) \quad (15)$$

식 (10)에서 좌변의 각 항은 지연 시간의 값에 따라 각각 미지와 기지의 항을 포함한다. 즉 Δt 의 선택에 따라 계산이 가능한 항들을 우변으로 이동시킬 수 있다. 이와 같은 항들은 $R_{mn}^{j_0} \geq c\Delta t$ 에 해당된다. 따라서 (10)을 행렬형으로 고쳐 쓰면 다음과 같으며, 그 자세한 과정은 [16]에 나타나 있다.

$$[\alpha_{mn}^E][I_n(t_i)] = [\beta_m^E(t_i)] \quad (16)$$

입사장은 각 시간 간격의 중앙에서 고려된다. 최종적으로 (16)을 각 시간단계에서 반복적인 계산을 하여 전류의 지연 응답을 얻게 된다.

2.2 자장 적분방정식

자장에 경계 조건을 부여하여 시간 영역의 MFIE를 구성하고자 한다. 표면이 닫힌 구조인 완전 도체의 표면을 S 라고 나타내며, 외부로부터 평면파가 입사한다고 가정한다. 도체 표면에서 자장에 관한 경계 조건은 다음과 같다.

$$\hat{n} \times [H^i + H^s(L)] = J \quad (17)$$

여기서 \hat{n} 은 장점에서 표면 S 의 외향 법선 벡터이며, H^i 는 입사 자장, H^s 는 유기 전류 J 에 의하여 산란되는 자장이다. 이 산란 자장은 다음과 같이 표현된다.

$$H^s(L) = \frac{1}{\mu} \nabla \times A \quad (18)$$

여기서 μ 는 도체가 놓여진 공간의 투자율이며, A 는 자기 벡터 전위로서 (2)에 주어진 바와 같다.

식 (2)를 이용하여 (17)과 (18)을 결합하면 그 결과는 다음과 같다.

$$J(x, t) = \hat{n} \times H^i(x, t) + \hat{n} \times \nabla \times \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{J(x', \tau)}{R} dS' \quad (19)$$

식 (19)의 적분항에서 특이점을 분리하여 다시 쓰면

$$\begin{aligned} \hat{n} \times \nabla \times \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{J(x', \tau)}{R} dS' \\ = \frac{J(x, t)}{2} + \hat{n} \times \nabla \times \frac{1}{4\pi} \int_{S_0} \frac{J(x', \tau)}{R} dS' \end{aligned} \quad (20)$$

와 같으며, S_0 는 S 에서 특이점 ($R=0$)이 제외된 표면이다. 식 (20)을 (19)에 대입하면

$$\frac{J(x, t)}{2} - \hat{n} \times \frac{1}{4\pi} \int_{S_0} \nabla \times \frac{J(x', \tau)}{R} dS' = \hat{n} \times H^i(x, t) \quad (21)$$

을 얻을 수 있다. 식 (21)의 적분 항에서 $R \neq 0$ 이 아니므로 $\nabla \times$ 을 적분 기호 안에 두었다.

식 (21)에 시험함수 f_m 으로 내적을 취하면 그 결과는 다음과 같다.

$$C_m(t_i) - B_m(t_i) = \gamma_m(t_i) \quad (22)$$

여기서

$$C_m(t_i) = \langle f_m, \frac{J(x, t_i)}{2} \rangle \quad (23)$$

$$\gamma_m(t_i) = \langle f_m, \hat{n} \times H^i(x, t_i) \rangle \quad (24)$$

$$B_m(t_i) = \langle f_m, \hat{n} \times \frac{1}{4\pi} \int_{S_0} \nabla \times \frac{J(x', t_i - \frac{R}{c})}{R} dS' \rangle \quad (25)$$

이다. 식 (23)의 내적에서 그 적분은 해석적으로 계산이 가능하며, 그 결과는 참고문헌 [19]에 주어져 있다. 식 (24)와 (25)의 적분은 시험 삼각형의 중심에서 값을 취하며, 모든 전류계수는 (14)와 (15)의 근사식을 따른다. 식 (22)에서 $R_{mn}^{j_0} < c\Delta t$ 에 해당하는 항들만 좌변에 남기고 $R_{mn}^{j_0} \geq c\Delta t$ 인 항들을 우변으로 보내면, (22)를

$$[\alpha_{mn}^M][I_n(t_i)] = [\beta_m^M(t_i)] \quad (26)$$

와 같은 행렬식으로 표현할 수 있다. 그 자세한 유도과정은 참고문헌 [20]에 나타나 있다.

2.3 결합 적분방정식

전장과 자장에 경계조건을 부여하여 얻어진 적분방정식의 결과는 각각 (5)와 (21)이다. EFIE와 MFIE, 이 두 방정식은 입사파의 주파수 스펙트럼이 산란체의 내부공진 주파수를 포함하면 정확한 해를 얻기에는 어렵다. 이 문제를 해결하기 위하여 CFIE가 사용된다. 시간 영역 CFIE는 다음과 같이 EFIE와 MFIE의 선형 결합으로 이루어진다. 즉 (4)와 (17)을 결합하면

$$\begin{aligned} (1 - \kappa)[-E^s(L)]_{\tan} + \kappa \eta [J - \hat{n} \times H^s(L)] \\ = (1 - \kappa)[E^i]_{\tan} + \kappa \eta [\hat{n} \times H^i] \end{aligned} \quad (27)$$

을 얻을 수 있으며 [21], 여기서 κ 는 선형 결합계수로서, 0 (EFIE)과 1 (MFIE) 사이의 임의 실수이며, η 는 파동 임피던스이다. 시간영역 CFIE인 (27)에 대한 행렬식을 직접 (16)과 (26)으로부터 얻을 수도 있으며, 그 결과는 다음과 같다.

$$[\alpha_{mn}][I_n(t_i)] = [\beta_m(t_i)] \quad (28)$$

$$\alpha_{mn} = (1 - \kappa)\alpha_{mn}^E + \kappa\eta\alpha_{mn}^M \quad (29)$$

$$\beta_m(t_i) = (1 - \kappa)\beta_m^E(t_i) + \kappa\eta\beta_m^M(t_i) \quad (30)$$

행렬 $[\alpha_{mn}]$ 은 시간의 함수가 아니며, 따라서 계산 초기에 한 번의 역행렬 연산만 필요하다.

3. 수치 결과

본 장에서는 표면이 단회진 삼차원 구조인 정육면 도체와 도체에 대하여 지연응답의 수치 결과를 보이고자 한다. 각 산란체에 가우시안 평면파가 입사한다고 가정하며, 전장은 다음과 같이 주어진다.

$$\mathbf{E}^i(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}_0 \frac{4}{\sqrt{\pi T}} e^{-\gamma^2} \quad (31)$$

여기서

$$\gamma = \frac{4}{T}(ct - ct_0 - \mathbf{x} \cdot \hat{\mathbf{k}}) \quad (32)$$

이며, $\hat{\mathbf{k}}$ 는 입사파의 진행방향을 나타내는 단위 파수 벡터, T 는 가우시안 펄스의 폭, 그리고 t_0 는 펄스의 지연을 나타내며, 그 시간에서 입사 펄스는 최대치를 가진다. 자장은 다음과 같다.

$$\mathbf{H}^i(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{\eta} \hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{E}^i(\mathbf{x}, t) \quad (33)$$

수치 계산시 입사파의 도래 방향은 $\phi=0^\circ$ 및 $\theta=0^\circ$ 으로 하였으며, $\mathbf{E}_0 = \hat{\mathbf{x}}$ 와 $\hat{\mathbf{k}} = -\hat{\mathbf{z}}$ 으로 두었다. 그리고 입사파의 경우, 2 가지 펄스를 고려한다. 하나는 $ct_0 = 12$ lm이며 $T=8$ lm인 펄스이며, 또 다른 하나는 $ct_0 = 3$ lm이며 $T=2$ lm인 펄스이다. 단위 'lm'은 전자파가 자유공간에서 1초 동안 진행하는 거리 (light meter)로서 정의된다. 8 lm의 폭을 가지는 펄스는 그 대역이 125 MHz이며, 폭이 2 lm인 펄스는 500 MHz의 대역을 가진다. $c\Delta t < R_{\min}$ 인 경우 (explicit solution)

κ 를 0 (EFIE)부터 1 (MFIE)까지 0.1 간격으로 변화시키면서 수치 결과를 비교하였으며, $\kappa = 0.8$ 일 때 해가 가장 안정되어 이때의 결과를 보인다. $c\Delta t \geq R_{\min}$ 인 경우 (implicit solution) 안정된 해를 얻는 κ 의 범위는 상대적으로 넓었으며, 제시되는 결과를 얻을 때 $\kappa = 0.5$ 를 선택하였다. 수치 결과의 비교를 위하여 주파수 영역에서 $\kappa = 0.5$ 로 두고 CFIE를 적용하여 계산된 결과의 IDFT도 함께 보였다. 주파수 영역의 해는 0부터 500 MHz 범위에서 128 개의 표본을 얻어 만들었다. 모든 수치 결과는 단일정도(single precision)를 적용하여 계산되었다.

첫 산란체의 예는 그림 1에 보인 변의 길이가 1 m이고, 중심이 좌표계의 원점에 있는 정육면 도체이다. 이 산란체의 내부 공진 주파수는 212, 260, 335 MHz 등이다. 표면에 대하여 x, y 및 z 방향을 따라서 각각 8, 9, 그리고 8 등분으로 분할하여 삼각형을 구성하였으며, 그 결과 832 개의 삼각형 조각과 1,248 개의 공유변을 얻었다. 삼각형의 중심간 거리

중에서 최소 거리는 $R_{\min} = 5.57$ cm이며 삼각형의 평균 면적은 72 cm^2 이다. 그리고 수치 예로 보일 전류의 위치와 방향을 그림 1에서 육면체의 윗면과 옆면에 화살표로 표시하였다. 그림 2는 폭이 $T=8$ lm인 펄스가 입사할 때 정육면체 윗면의 중심에서 x 방향 전류의 지연 응답이다. 시간 간격은 $c\Delta t = 0.5R_{\min}$ 으로 선택하였다.

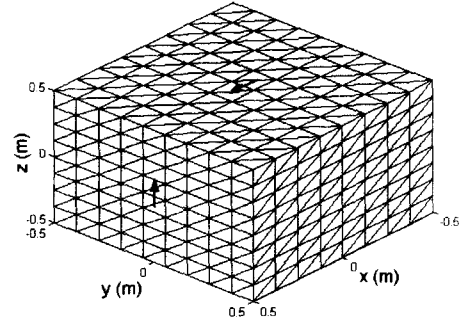


그림 1 정육면 도체의 삼각형 분할.

Fig. 1 Triangle patching of a conducting cube.

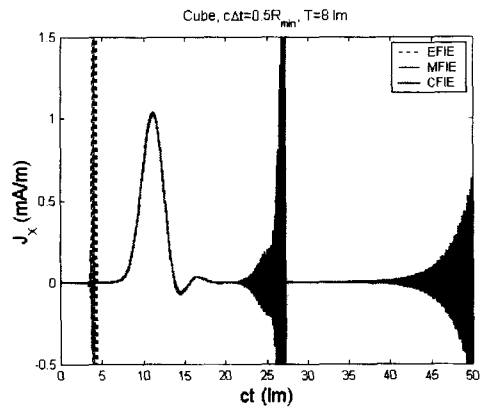


그림 2 정육면 도체 윗면 중심의 x 방향 전류의 지연 응답.
Fig. 2 Transient response of x -directed current at the center of top face on a conducting cube.

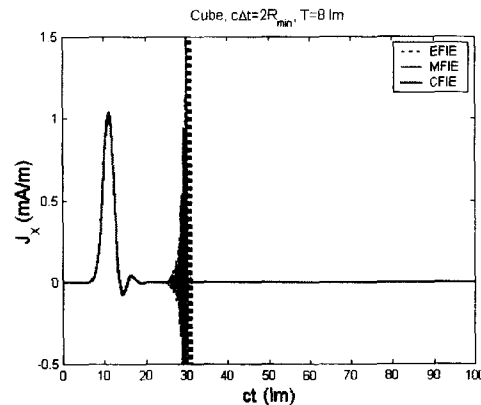


그림 3 정육면 도체 윗면 중심의 x 방향 전류의 지연 응답.
Fig. 3 Transient response of x -directed current at the center of top face on a conducting cube.

그림 2에서 보는 바와 같이 EFIE의 경우는 초기에 불안정하나, MFIE와 CFIE의 결과는 상대적으로 안정됨을 볼 수 있다. 그러나 세 가지 경우 모두 불안정한 해를 가진다. 그림 3은 $c\Delta t=2R_{min}$ 으로 두고 얻은 x 방향에 대한 전류의 지연 응답이다. EFIE에 의한 해는 그림 2의 경우($c\Delta t=0.5R_{min}$)보다 더 안정되어 있으나 시간이 증가할수록 여전히 불안정한 형태이다. MFIE와 CFIE의 해는 매우 안정적이며, 서로 잘 일치하고 있다.

그림 4와 5는 폭이 $T=2$ lm인 펄스가 입사할 때 정육면체 윗면의 중심에서 x 방향 전류의 지연 응답이다. 그림 4는 시간 간격을 $c\Delta t=0.5R_{min}$ 으로 선택하였을 때의 응답이며, MFIE의 해가 매우 작은 진동을 가지는 것을 제외하면 그림 2의 경우와 비슷한 형태를 취하고 있다. 또한 $c\Delta t=2R_{min}$ 으로 둔 그림 5에서도 MFIE의 해에는 약간의 진동이 있음을 볼 수 있다. 이 현상을 자세히 보기 위하여 그림 6에 20 lm까지 그림 5의 해를 다시 그렸다. 그림 7은 그림 6의 경우처럼 폭이 $T=2$ lm인 펄스가 입사할 때 정육면체 옆면의 z 방향 전류의 지연 응답을 나타내었다. 예측한대로 폭이 $T=2$ lm인 펄스의 스펙트럼은 정육면체의 내부 공진주파수

를 포함하므로, CFIE의 해가 EFIE나 MFIE의 결과보다 안정적임을 볼 수 있다. 또한 그림 6과 7에서 펄스가 존재하는 시간동안 EFIE와 MFIE의 해는 CFIE의 해와 서로 잘 일치하고 있음도 볼 수 있다.

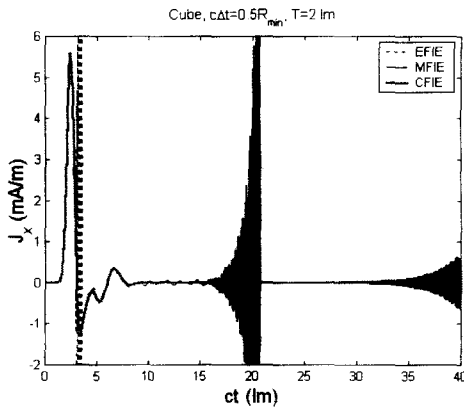


그림 4 정육면 도체 윗면 중심의 x 방향 전류의 지연 응답.
 Fig. 4 Transient response of x -directed current at the center of top face on a conducting cube.

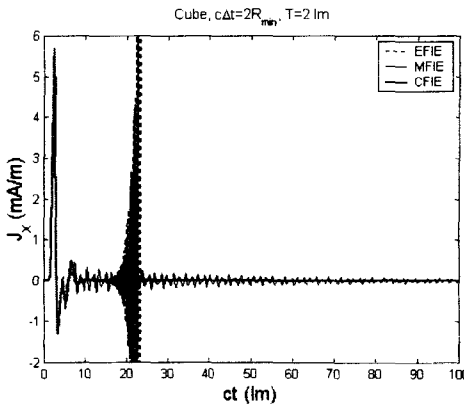


그림 5 정육면 도체 윗면 중심의 x 방향 전류의 지연 응답.
 Fig. 5 Transient response of x -directed current at the center of top face on a conducting cube.

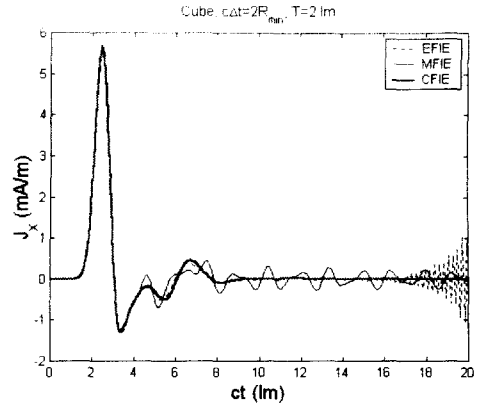


그림 6 20 lm까지 보인 그림 5.
 Fig. 6 Solutions in Fig. 5 are plotted till 20 lm.

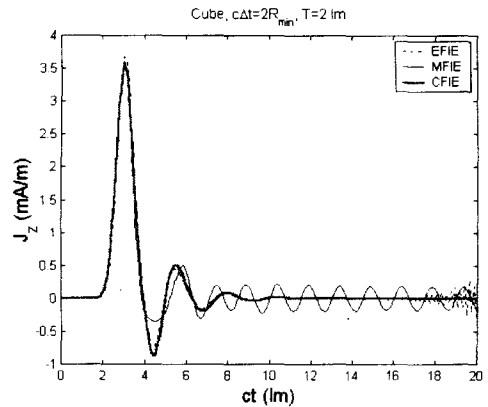


그림 7 정육면 도체 옆면 중심의 z 방향 전류의 지연 응답.
 Fig. 7 Transient response of z -directed current at the center of side face on a conducting cube.

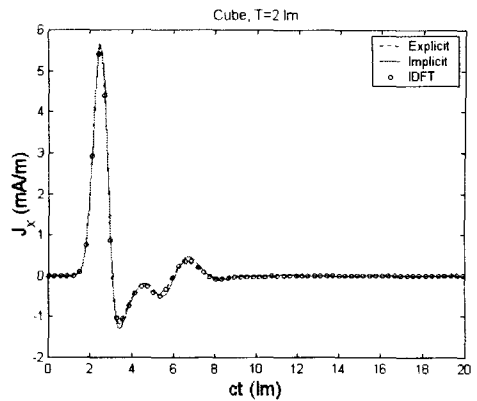


그림 8 정육면 도체 윗면 중심의 x 방향 전류에 대한 CFIE의 시간 영역 해와 IDFT의 비교.
 Fig. 8 Comparison of time-domain and IDFT solution of CFIE for x -directed current at the center of top face on a conducting cube.

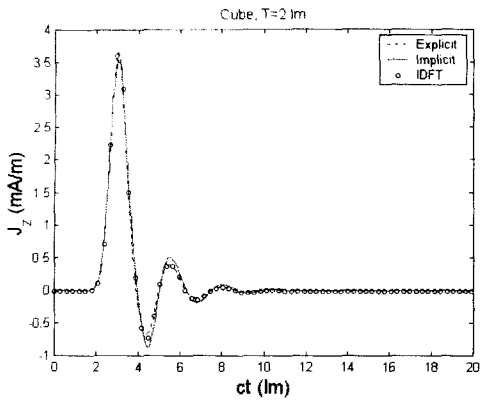


그림 9 정육면 도체 옆면 중심의 z 방향 전류에 대한 CFIE의 시간 영역 해와 IDFT의 비교.
 Fig. 9 Comparison of time-domain and IDFT solution of CFIE for z-directed current at the center of side face on a conducting cube.

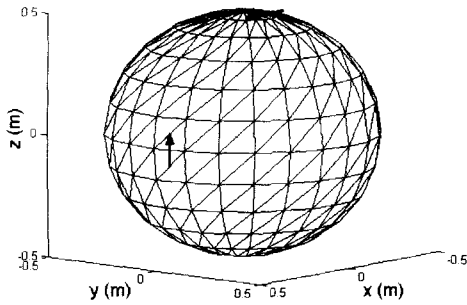


그림 10 도체구의 삼각형 분할.
 Fig. 10 Triangle patching of a conducting sphere.

그림 8은 지금까지 계산된 정육면체 윗면 중심의 x 방향 전류에 대하여 $c\Delta t < R_{\min}$ (explicit solution)와 $c\Delta t \geq R_{\min}$ (implicit solution)의 해를 주파수 영역에서 CFIE로부터 얻은 IDFT의 결과와 함께 보이고 있다. 또한 그림 9는 정육면체 옆면의 z 방향 전류에 대한 시간 영역 CFIE의 해를 IDFT의 결과와 비교하고 있다. 그림 8과 9에서 보듯이 세 가지 경우의 해 모두 잘 일치하고 있으며, $c\Delta t < R_{\min}$ 일 때의 해 (explicit solution)가 IDFT와 더 잘 일치함을 볼 수 있다.

두 번째 산란체의 예는 그림 10에 보인 반지름이 0.5 m이고, 중심이 좌표계의 원점에 있는 도체구이다. 이 산란체의 내부 공진 주파수는 262, 369, 429 MHz 등이다. 구표면에 대하여 θ 와 ϕ 방향을 따라서 15° 간격으로 균등 분할하여 삼각형을 구성하였으며, 그 결과 528 개의 삼각형 조각과 792 개의 공유변을 얻었다. 삼각형의 중심간 거리 중에서 최소 거리는 $R_{\min} = 2.23$ cm이며 삼각형의 평균 면적은 59 cm^2 이다. 그리고 보여질 전류의 위치와 방향을 그림 10에서 $\theta = 90^\circ$ 와 $\phi = 7.5^\circ$, $\theta = 7.5^\circ$ 와 $\phi = 90^\circ$ 의 두 위치에 대하여 구표면에 화살표로 표시하였다. 폭이 $T = 8$ lm인 펄스가 도체구에 입사할 때 지연 응답은 정육면 도체의 경우와 유사하여 결과는 그림으로 보이지 않는다. 그 해의 특성을 간략히

언급한다면 ϕ 및 θ 방향에 대한 전류의 지연 응답은 시간 간격이 $c\Delta t = 0.5R_{\min}$ 일 때 EFIE, MFIE, 그리고 CFIE의 세 가지 해는 모두 불안정하였으며, 정육면 도체의 경우처럼 (그림 2) MFIE는 EFIE보다, CFIE는 MFIE보다 상대적으로 안정됨을 볼 수 있었다. $c\Delta t = 4R_{\min}$ 으로 두고 얻은 전류의 지연 응답 역시 정육면 도체의 결과와 (그림 3) 유사하였으며, EFIE에 의한 해는 조기에 진동하였으며, MFIE와 CFIE의 해는 매우 안정적이며, 서로 잘 일치하고 있었다.

그림 11과 12는 폭이 $T = 2$ lm인 펄스가 도체구에 입사할 때 구도체 상단의 ϕ 방향 전류의 지연 응답이다. 그림 11은 그림 4의 경우와 비슷한 형태를 취하고 있다. 그러나 $c\Delta t = 4R_{\min}$ 인 그림 12에서는 MFIE의 해에 작은 진동이 있음을 볼 수 있다. 이 현상을 자세히 보기 위하여 그림 13에 20 lm까지 그림 12의 해를 다시 그렸다.

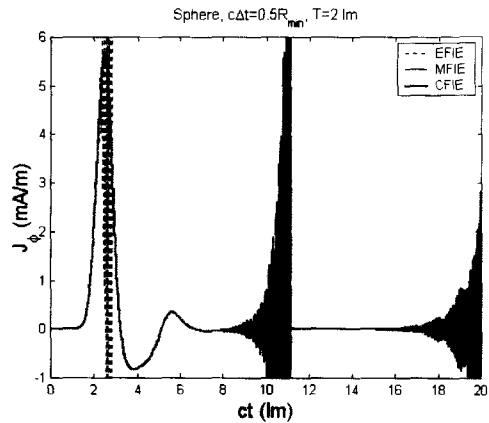


그림 11 도체구 상의 $\theta = 7.5^\circ$ 와 $\phi = 90^\circ$ 에서 ϕ 방향 전류의 지연 응답.
 Fig. 11 Transient response of ϕ -directed current at $\theta = 7.5^\circ$ and $\phi = 90^\circ$ on a conducting sphere.

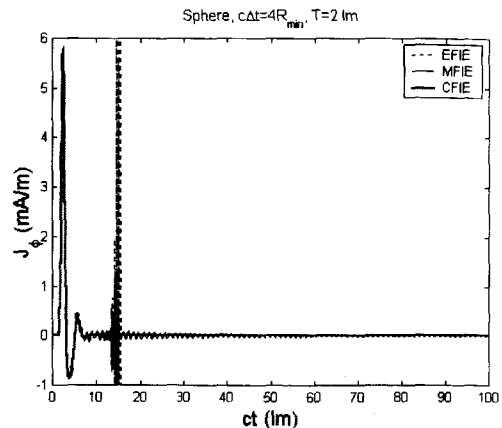


그림 12 도체구 상의 $\theta = 7.5^\circ$ 와 $\phi = 90^\circ$ 에서 ϕ 방향 전류의 지연 응답.
 Fig. 12 Transient response of ϕ -directed current at $\theta = 7.5^\circ$ and $\phi = 90^\circ$ on a conducting sphere).

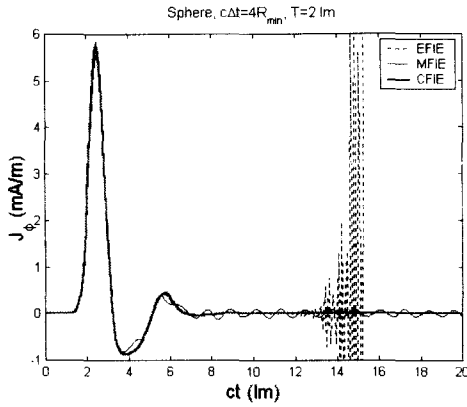


그림 13 20 lm까지 보인 그림 12.
 Fig. 13 Solutions in Fig. 12 are plotted till 20 lm.

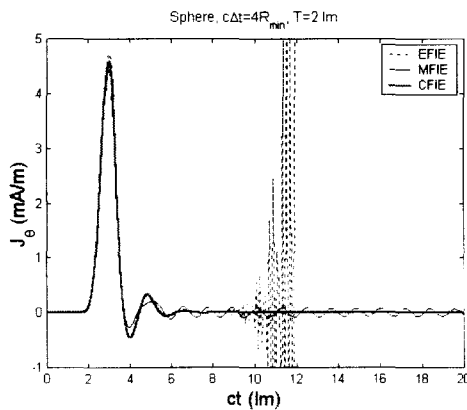


그림 14 도체구 상의 $\theta=90^\circ$ 와 $\phi=7.5^\circ$ 에서 θ 방향 전류의 지연 응답.
 Fig. 14 Transient response of θ -directed current at $\theta=90^\circ$ and $\phi=7.5^\circ$ on a conducting sphere.

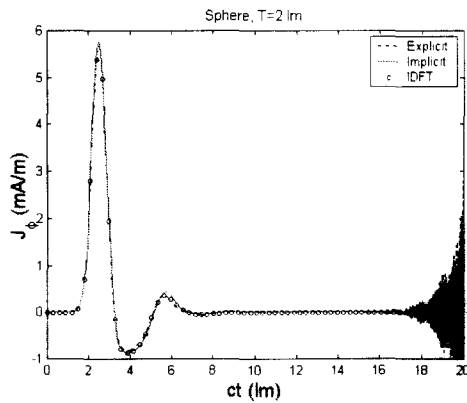


그림 15 도체구 상의 $\theta=7.5^\circ$ 와 $\phi=90^\circ$ 에서 ϕ 방향 전류에 대한 CFIE의 시간 영역 해와 IDFT의 비교.
 Fig. 15 Comparison of time-domain and IDFT solution of CFIE for ϕ -directed current at $\theta=7.5^\circ$, $\phi=90^\circ$ on a conducting sphere.

그림 14는 그림 13의 경우처럼 폭이 $T=2$ lm인 펄스가 입사할 때 구도체 적도상의 θ 방향 전류의 지연 응답을 나

타내었다. 예측한대로 폭이 $T=2$ lm인 펄스의 스펙트럼은 도체구의 내부 공진주파수를 포함하므로, CFIE의 해가 EFIE 나 MFIE의 결과보다 안정적임을 볼 수 있다. 그림 15는 지금까지 계산된 ϕ 방향 전류에 대하여 $c\Delta t < R_{\min}$ (explicit solution)와 $c\Delta t \geq R_{\min}$ (implicit solution)의 해를 주파수 영역에서 CFIE로부터 얻은 IDFT의 결과와 함께 보이고 있다. 또한 그림 16은 θ 방향 전류에 대한 해를 IDFT의 결과와 비교하고 있다. 그림 15와 16에서 보듯이 서로 다른 세 가지 경우의 해는 모두 잘 일치하고 있으며, 정육면 도체의 경우와 마찬가지로 $c\Delta t < R_{\min}$ 일 때의 해(explicit solution)가 IDFT와 더 잘 일치함을 볼 수 있다.

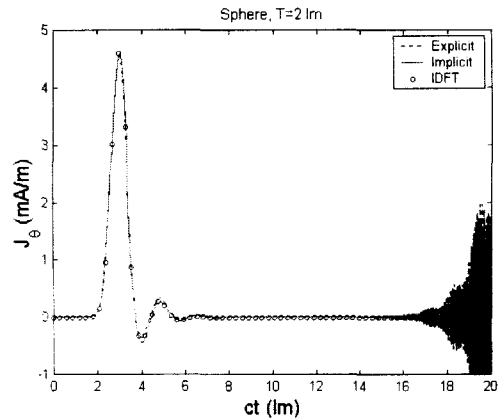


그림 16 도체구 상의 $\theta=90^\circ$ 와 $\phi=7.5^\circ$ 에서 θ 방향 전류에 대한 CFIE의 시간 영역 해와 IDFT의 비교.
 Fig. 16 Comparison of time-domain and IDFT solution of CFIE for θ -directed current at $\theta=90^\circ$, $\phi=7.5^\circ$ on a conducting sphere.

4. 결 론

본 논문에서는 표면이 단혀진 삼차원 임의 도체 구조의 지연 산란 해석을 위하여 시간 영역 결합 적분방정식을 제안하였다. CFIE로부터 계산된 수치결과를 EFIE, MFIE, 그리고 주파수 영역에서 얻어진 IDFT와 비교하였다. 시간 영역 CFIE의 해는 주파수 영역 CFIE로부터 얻은 해의 IDFT와 서로 잘 일치하였으며, 매우 정확하고 안정되었다. 그러나 시간 간격이 삼각형 중심간의 최소 거리보다 작은 경우의 해 (explicit solution)는 조기 진동을 가졌다. 시간 간격이 삼각형 중심간의 최소 거리보다 큰 경우의 해(implicit solution)는 진동이 없었으며, 입사파의 스펙트럼이 산란체의 내부공진 주파수 성분을 가지더라도 시간 영역 CFIE의 해는 진동없이 매우 안정되었다. 그 외에도 주파수 영역 CFIE의 IDFT 해는 시간 간격이 삼각형 중심간의 최소 거리보다 작은 경우의 해 (explicit solution)와 더 잘 일치하였다. 시간 간격이 삼각형 중심간의 최소 거리보다 큰 경우의 해(implicit solution)는 결합 파라미터 κ 의 제한된 범위 내에서 안정적이었으며, 본 논문에서는 $\kappa=0.5$ 로 선택하였다.

참 고 문 헌

[1] S. M. Rao, E. Arvas, and T. K. Sarkar, "Combined field solution for TM scattering from multiple conducting and dielectric cylinders of arbitrary cross section," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 35, pp. 447-451, April 1987.

[2] P. M. Goggans and T. H. Shumpert, "CFIE MM solution for TE and TM incidence on a 2-D conducting body with dielectric filled cavity," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 1645-1649, Oct. 1990.

[3] L. M. Correia, "A comparison of integral equations with unique solution in the resonance region for scattering by conducting bodies," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 41, pp. 52-58, Jan. 1993.

[4] D. A. Vechinski and S. M. Rao, "Transient scattering by dielectric cylinders: E-field, H-field, and combined field solutions," *Radio Sci.*, vol. 27, pp. 611-622, Sept.-Oct. 1992.

[5] 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, pp. 1064-1074, July 2000.

[6] S. M. Rao, *Time Domain Electromagnetics*. Academic Press, 1999.

[7] S. M. Rao and D. R. Wilton, "Transient scattering by conducting surfaces of arbitrary Shape," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 39, pp. 56-61, Jan. 1991.

[8] D. A. Vechinski and S. M. Rao, "A stable procedure to calculate the transient scattering by conducting surfaces of arbitrary shape," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 40, pp. 661-665, June 1992.

[9] S. M. Rao and T. K. Sarkar, "An alternative version of the time-domain electric field integral equation for arbitrarily shaped conductors," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 41, pp. 831-834, June 1993.

[10] P. J. Davies, "On the stability of time-marching schemes for the general surface electric-field integral equation," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 44, pp. 1467-1473, Nov. 1996.

[11] S. M. Rao and T. K. Sarkar, "Time-domain modeling of two-dimensional conducting cylinders utilizing an implicit scheme-TM incidence," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 15, pp. 342-347, Aug. 1997.

[12] S. M. Rao and T. K. Sarkar, "An efficient method to evaluate the time-domain scattering from arbitrarily shaped conducting bodies," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 17, pp. 321-325, April 1998.

[13] S. M. Rao and T. K. Sarkar, "Transient analysis of electromagnetic scattering from wire structures utilizing an implicit time-domain integral-equation technique," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 17, pp. 66-69, Jan. 1998.

[14] S. M. Rao, D. A. Vechinski, and T. K. Sarkar,

"Transient scattering by conducting cylinders-implicit solution for the transverse electric case," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 21, pp. 129-134, April 1999.

[15] 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, pp. 1625-1634, Oct. 2000.

[16] 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.

[17] S. M. Rao, D. R. Wilton, and A. W. Glisson, "Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 30, pp. 409-418, May 1982.

[18] D. R. Wilton, S. M. Rao, A. W. Glisson, D. H. Schaubert, O. M. Al-Bundak, And C. M. Butler, "Potential integrals for uniform and linear source distributions on polygonal and polyhedral domains," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 32, pp. 276-281, March 1984.

[19] S. M. Rao, *Electromagnetic Scattering and Radiation of Arbitrarily-Shaped Surfaces by Triangular Patch Modeling*. PhD Dissertation, Univ. Mississippi, Aug. 1980.

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

[21] A. J. Poggio and E. K. Miller, "Integral equation solutions of three dimensional scattering problems," in *Computer Techniques for Electromagnetics*. New York: Pergamon Press, 1973.

저 자 소 개



정 백 호 (鄭 白 鎭)

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