지하물체 탐지를 위한 FMM 기반의 효율적인 수치 해석 연구

논 문
58-9-22

Numerical Experiments using Efficient FMM for the EM Scattering by Underground Object

김 승 환* · 안 창 회†
(Sung-Hwan Kim · Chang-Hoi Ahn)

Abstract - For GPR(Ground Penetrating Radar) applications, an accurate analysis of the scattered field is necessary to identify the unknown target. Dyadic Green's function of the multilayered medium is developed and applied to analysis of the underground conducting object. We used method of moment(MOM) with dyadic Green's function, and Discrete Complex Image Method(DCIM). To reduce the computational complexity, fast multipole method is introduced and we showed the accuracy of the method comparing with the conventional method of moment. For investigating the underground conducting target, several numerical experiments were accomplished using this method.

Key Words : Fast multipole method, GPR, Electromagnetic scattering

1. 서 론

지하에 매설된 3차원 물체에 대한 탐지는 매설 지뢰 탐지 등 군사적인 목적에 많이 이용될 수 있는데, 금속성 지뢰 뿐 아니라 최근에는 플라스틱과 같은 비금속성 물질도 지뢰에도 많이 사용되고 있다. 금속체에 비해 산란단면적이 작은 비금속물체에 대한 탐지를 위해서는 보다 정밀한 산란파 계산과 측정이 요구되어진다. 지하나 다층 매질 내에 매장된 물체에 대한 탐지 기술은 군사적인 목적이외에도 여러 민간 분야에서도 요구가 발생하여 지하에 매설된 수도관 같은 파이프 매설 위치 파악, 지하의 공동 탐지, 건축물의 경우 크랙과 같은 결점 추적 등에 무선 탐지 기술이 연구되고 일부는 적용되어 사용되고 있다. 그러므로 다층 매질에 존재하는 물체에 대한 산란파의 정확한 계산은 지하의 물체 탐지를 위한 GPR(Ground Penetrating Radar)뿐 아니라 지상위의 물체 탐지를 대한 공대지 레이더의 응용에 있어서도 필수적으로 선행되어야 하는 연구 분야라고 할 수 있다.[1,2]

근래의 컴퓨터의 빠른 성능 향상과 더불어 전자장의 수치해석법이 많이 연구됨에 힘입어 GPR에 관련된 산란전자장 연구도 선진국을 중심으로 많은 연구가 이루어지고 있다. 자유공간에서의 전파 산란의 계산을 위해서는 모멘트법(Method Of Moment)[3,4]을 비롯하여 FDTD (Finite-Difference Time-Domain)[5]등 여러 가지 적분방정식과 미분방정식에 기초한 수치해석법들이 사용되어 왔다. 특히 모멘트법은 계산의 정확성과 열린 경계 문제(open boundary problem)에 적합함으로 인하여 전파 산란의 계산에 주로 사용되어 오고 있다. 그러나 다층매질 하에서의 전파 산란 계산을 위해 모멘트법을 사용하기 위해서는 자유공간그린함수가 아닌 다층매질에 적합한 그린함수를 사용해야하는데, 이 경우 산란 메커니즘의 복잡성으로 인하여 공간영역에서의 그린함수가 closed-form으로 존재하지 않고 Sommerfeld 적분형태로 나타나게 된다.[6-8] 이 적분의 효율적인 계산을 위해서 DCIM(Discrete Complex Image Method)등을 이용한 연구가 이루어져 왔다.

본 연구에서는 다층매질 내부에 존재하는 3차원 물체에 의한 전파 산란을 계산하기 위해 다층매질 그린함수를 효율적으로 계산하고, 이를 바탕으로 모멘트법에 적용한다. 다음으로 3차원 산란체인 경우 발생하는 방대한 계산시간을 줄이기 위해서 고속화 알고리듬인 FMM(Fast Multipole Method)를 도입하여 효율적인 계산이 되도록 한다.[9] FMM은 산란체가 전기적으로 큰 경우 미지수의 개수가 증가함에 따라 행렬방정식의 계산시간이 급격하게 증가하므로 이의 계산시간을 단축하기 위하여 사용된다. 이 경우 고전적인 모멘트법의 계산시간이 미지수 개수의 3승에 비례하는 데 비해서 미지수 개수의 1~2승정도로 낮아지게 되어 매우 빠른 계산이 가능하게 된다.

본 연구에서는 지하매질에 대한 산란전계를 효율적으로 구하기 위한 FMM 수치해석법을 개발하고 이를 이용하여 지하의 원통형 도전체에 대한 다양한 산란전계 및 레이더 단면적(RCS)를 계산하여 지하에 매설된 지뢰등의 탐지를 위한 기초연구를 수행하였다.

2. 다층매질내의 산란체에 대한 전파 산란 수식 전개

2.1 다층매질 그린함수

그림 1과 같이 다층매질내의 물체에 대한 전파산란을 계산하기 위해서는 자유공간이 아닌 dyadic 그린함수가 필요하

* 준 회 원 : 영남대 전자정보공학부 대학원
† 교신저자, 정회원 : 영남대 전자정보공학부 교수 · 공박
E-mail : chahn@yu.ac.kr
접수일자 : 2009년 7월 5일
최종완료 : 2009년 8월 17일

게 된다. 다층매질 dyadic 그린함수는 스펙트럼 영역으로 변환하여 전송선로 문제로 모델링을 하여 구해질 수 있는데, 그렇게 구해진 그린함수는 각각 매질의 유전율, 투자율, 두께에 의해서 결정되어진다.[6,7]

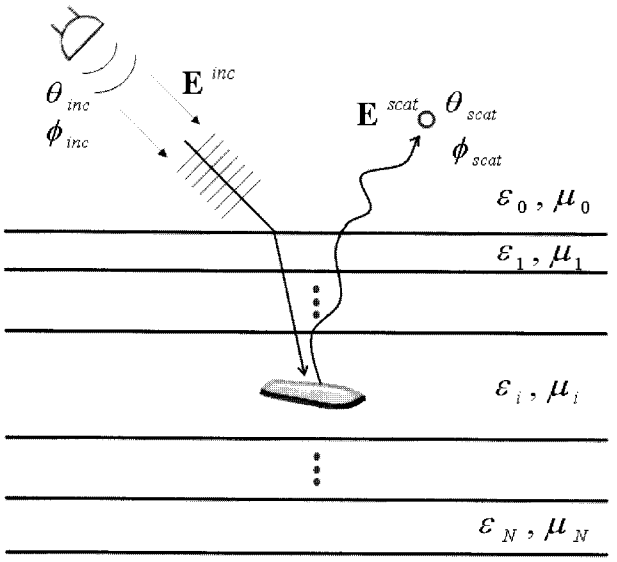

그림 1 다층매질 안에 있는 산란체에 의한 전파산란
Fig. 1 EM scattering by an underground object in the multi-layered media

매질 내에 있는 등가 전류에 의해서 생성되는 전계를 혼합 포텐셜 형태로 표현하면 식(1)과 같다.

$$E = -j\omega\mu_0 < \overline{G^A}, J > + \frac{1}{j\omega\epsilon_0}\nabla < G^{\Phi}, \nabla' \cdot J > \tag{1}$$

여기서 J는 등가 전류이고 $\overline{G^A}$와 G^{Φ}는 각각 공간 영역의 Dyadic 그린함수와 스칼라 포텐셜 그린함수이다. 여기서 $\overline{G^A}$는 한 가지 형태로 정해져 있지 않다. 여기서는 많이 사용되는 식(2)의 그린함수 형태, $\overline{G^A}$을 사용한다.

$$\overline{G^A} = \begin{bmatrix} G^A_{xx} & 0 & G^A_{xz} \\ 0 & G^A_{yy} & G^A_{yz} \\ G^A_{zx} & G^A_{zy} & G^A_{zz} \end{bmatrix} \tag{2}$$

위 식에서 공간 영역의 dyadic 그린함수의 각각 요소들은 다음과 같은 Sommerfeld 적분으로 표현되어 진다.

$$G(\rho, z|z') = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\infty} \tilde{G}(K_\rho, z|z') J_0(K_\rho \rho) K_\rho dK_\rho \tag{3}$$

여기서 $\tilde{G}$는 스펙트럼 영역 그림함수이다. 스펙트럼 영역 그림함수는 전송선로 문제로 모델링해서 구해진다.[8]

2.2 DCIM(Discrete Complex Image Method)

Sommerfeld 적분은 피적분 항이 매우 급격히 변하고 천천히 크기가 감소하기 때문에 계산시간이 많이 걸린다. 그동안 이 적분을 빠르게 하기 위해서 많은 기술들이 개발되었지만 여전히 다른 부분의 계산에 비해서 현저히 느려 다층매질에 대한 모멘트법의 실용화를 막고 있었다. 최근에 DCIM(Discrete Complex Image Method)은 이 문제를 해결함으로서 다층매질에 대한 모멘트법을 보다 빨리 구현할 수 있게 되었다.[10]

DCIM은 스펙트럼 영역의 그린함수에서 준정전장(Quasi-static)부분과 표면파의 부분을 제거한 후에 Prony법(Prony method)와 같은 파라메터 알고리즘(parametric algorithm)을 사용해서 복소수 지수함수들의 합의 형태로 근사함으로써 Sommerfeld 적분을 closed-form으로 바꾼다. 이 방법은 일정한 형태의 지수함수의 Sommerfeld 적분이 자유공간 그린함수로 나온다는 것을 알고 있으므로, 피적분항을 일정한 형태의 지수함수만의 항의 합으로 표현함으로써 실제 적분을 하지 않고 Closed-form을 구하는 것이다. 이 방법은 Sommerfeld 적분을 수행하지 않아 비약적인 계산속도의 향상을 가져온다. 이때, 준정전장과 표면파의 기여 부분을 제거한 부분을 복소이미지(Complex Image)라고 한다. 이 복소이미지 부분은 복소수 값을 가지는 가상의 위치에 소스가 있을 때의 자유공간 그린함수들의 합으로 표현되어진다.

2.3 반공간 안에 있는 실린더 해석을 위한 모멘트법

반공간 그림함수는 다층매질 그린함수에서 N=2인 경우의 그린함수로써 유전율과 투자율에 대한 함수이다. 다층매질 안에 있는 도전체의 산란계산을 위한 EFIE(Electric Field Integral Equation)는 다음 식(4)와 같이 유도될 수 있다.

$$\begin{aligned} E^{\in c}_{\tan} &= -jw\mu_i\left(\bar{I} + \frac{\nabla\nabla}{k_i^2}\right) \cdot < \overline{G^A}, J > \\ &= jw\frac{\mu}{4\pi}\int \overline{\boldsymbol{K^A}} \cdot J dS' + \frac{\nabla}{jw}\frac{\mu}{4\pi}\int K^{\phi}\nabla' \cdot J dS' \end{aligned} \tag{4}$$

여기서, $\overline{\boldsymbol{K^A}}$와 K^{ϕ}는 각각 벡터포텐셜 $\boldsymbol{A}$와 스칼라포텐셜 ϕ에 대한 dyadic 그린함수이다. 마찬가지로 MFIE(Electric Field Integral Equation)를 구하고 이를 EFIE와 함께 적용하면 CFIE(Combined Field Integral Equation)으로도 표현할 수 있다. 도전체 표면의 전류에 대해서 식(5)와 같이 RWG 기저함수로 전개하고 Galerkin법을 적용하면 다음 (6)과 같은 행렬방정식을 얻는다.

$$J_s(x') = \sum_{n=1}^{N} I_n b_n(x') \tag{5}$$

$$V = ZI \tag{6}$$

위의 식에서 임피던스행렬 요소, Z_{mn}와 여기(excitation) 벡터요소 V_m는 다음과 같이 표현된다.

$$Z_{mn} = \alpha j\omega\mu_i \iint_{x\in s_m}\iint_{x'\in s_n} w_m(x)\cdot \overline{K}_{Aii}(x,x')\cdot b_n(x')dS'dS$$
$$+\frac{\alpha}{j\omega\varepsilon_i}\iint_{x\in s_m}\iint_{x'\in s_n}[\nabla\cdot w_m(x)]K^{ii}_{oe}(x,x')[\nabla_s'\cdot b_n(x')]dS'dS$$
$$+\eta(1-\alpha)\iint_{x\in s_m} w_m(x)\left[b_n(x)-\hat{n}\times\iint_{x'\in S_n}\nabla\times\overline{G}_{Aii}(x,x')\cdot b_n(x')dS'\Big|_{x\in S_m^+}\right]dS \tag{7}$$

$$V_m = \alpha\iint_{x\in s_m} w_m(x)\cdot E^{inc}(x)dS$$
$$+\eta(1-\alpha)\iint_{x'\in s_n} w_m(x)\cdot\hat{n}\times H^{inc}(x)dS \tag{8}$$

여기서 α는 EFIE(Electric Field Integral Equation)와 MFIE(Magnetic Field Integral Equation)에 대한 가중치 상수이며, $\overline{G_{Aii}}$는 $\boldsymbol{A}$ 포텐셜에 대한 dyadic 그린함수, $\overline{K_{Aii}}$는 $\boldsymbol{E}$ 필드에 대한 dyadic 그린함수, K^{ii}_{oe}는 스칼라 포텐셜 그린함수이다.

3. FMM 알고리즘의 적용

산란체의 산란계산에 있어서 모멘트법은 널리 사용되어지고 있지만, 산란체의 크기에 제한을 받는다. N개의 미지수를 가지는 산란계산을 위해 모멘트법을 사용시에 임피던스 행렬을 저장하기 위해 $O(N^2)$의 메모리 공간을 필요로 하고 임피던스 행렬을 만들기 위해서 $O(N^2)$의 연산을 요구한다. 또한, 이 임피던스 행렬로 이루어진 선형방정식을 계산하기 위해서는 더 많은 연산을 요구한다. LU 분해법(LU decomposition method)과 같은 직접행렬 해법으로는 $O(N^3)$, conjugate gradient와 같은 반복행렬 해법으로는 $O(PN^2)$의 연산을 요구한다 (P는 연산이 수렴할 때까지 필요로 하는 반복횟수). 이때 미지수의 개수 N은 타켓의 크기와 입사파의 파장에 의해서 결정되므로 파장에 비해서 산란체의 크기가 크면 기하급수적으로 계산시간과 용량이 증가하게 된다. 이러한 대용량의 문제를 해결하기 위해서 많은 방법들이 연구되어 왔다. 최근에는 수치해석적인 방법으로 FMM 방법이 많이 사용되고 있다. FMM은 메모리와 연산의 복잡도가 $O(N^{3/2})$이 되고, MLFMM(Multi-level FMM)인 경우에는 $O(N\log N)$으로 이는 N이 커질 경우 $O(N)$으로 수렴한다.[9]

3.1 자유공간에서의 FMM

3차원 자유공간 그린함수에 addition 정리를 이용하면 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{e^{jk|X+d|}}{|X+d|} = \frac{ik}{4\pi}\sum_{l=0}^{\infty} i^l(2l+1)h_l^{(1)}(kX)\int_s e^{ik\cdot d}P_l(\hat{k}\cdot\hat{X})d^2\hat{k}$$
$$\approx \frac{ik}{4\pi}\int_S e^{ik\cdot d}\sum_{l=0}^{L} i^l(2l+1)h_l^{(1)}(kX)P_l(\hat{k}\cdot\hat{X})d^2\hat{k}$$
$$= \frac{ik}{4\pi}\int_S e^{ik\cdot d}T_k^L(k\cdot X)d^2\hat{k}$$
$$= \frac{ik}{4\pi}\int_S e^{ik\cdot(x-X_m)}T_k^L(k\cdot X)e^{ik\cdot(X_m'-x')}d^2\hat{k} \tag{9}$$

Addition 정리는 위 식(9)의 3차원 그린함수식을 우변처럼 Bessel 함수, spherical Hankel 함수, 그리고 Legendre 다항식의 항으로 표현 할 수 있다는 정리이다. 이를 이용하여 그림 2에서 나타낸 것 처럼 전원점, x'와 관측점, x의 관계식인 그린 함수를 전원점 그룹의 중심점, x'_m과 관측점 그룹의 중심점, x_m과의 관계로 표현 할 수 있게 된다

EFIE식에 식(9)을 넣고 RWG기저함수와 Galerkin 시험법을 사용하여 식을 정리하면 다음처럼 된다.

$$Z^{far} \approx \frac{\omega\mu_i k_i}{(4\pi)^2}\int_s W_m\,T_k^L(k, x_m - x'_m)B_{m'}d^2\hat{k}$$
$$W_m = [\overline{I}-\hat{k}\hat{k}]\cdot\iint_{x\in S_n} w_n(x)e^{-ik\cdot(x-x_m)}dS$$
$$B_{m'} = [\overline{I}-\hat{k}\hat{k}]\cdot\iint_{x\in S_n} b_{n'}(x)e^{ik\cdot(x'-x'_m)}dS' \tag{10}$$

이때 마지막 결과가 3개의 항으로 나누어지는데. W 부분은 관측점과 관측점 그룹의 중심점과의 관계를 나타내는 dis-aggregation 부분이고, 다음 항인 T부분은 그룹간의 관계를 표현하는 translation 부분이다. 마지막 항인 B부분은 전원점과 전원점 그룹의 중심점과의 관계인 aggregation 부분이다.

Addition 정리에 의해서 $(x-x_m)+(x'-x'_m) < (x_m-x'_m)$ $(k_d < k_X)$ 가 만족하므로, 위의 Z 임피던스 행렬이 성립되는 부분은 이웃하는 그룹이 아닌 멀리 떨어져 있는 그룹 사이에서만 성립되는 것을 알 수 있다. 따라서 자기 자신의 그룹과 이웃한 그룹간의 상호 관계는 일반 모멘트법의 수식을 사용하고 멀리 떨어진 그룹간의 관계인 경우에는 식(10)인 FMM 부분을 사용해서 다음 식 (11)과 같이 전체 Z임피던스 행렬이 구성되게 된다.

$$[Z] = [Z^{near}] + [Z^{far}] \tag{11}$$

3.2 반공간에서의 FMM

반공간에서 멀리 떨어진 그룹에 관해서는 그림 2와 같이 한 개의 전원에 대해서 1개의 실수 영역에 있는 이미지가 생성되는 것으로 생각 할 수 있다. 따라서 자유공간에서 유도된 FMM 표현식 (10)에 전원 이미지에 의한 영향 부분만

추가하여 반공간에 대한 고려를 할 수 있다. 아래 식(12)은 전원이미지를 고려하여 반공간의 경우에 수정된 FMM 표현식이다.

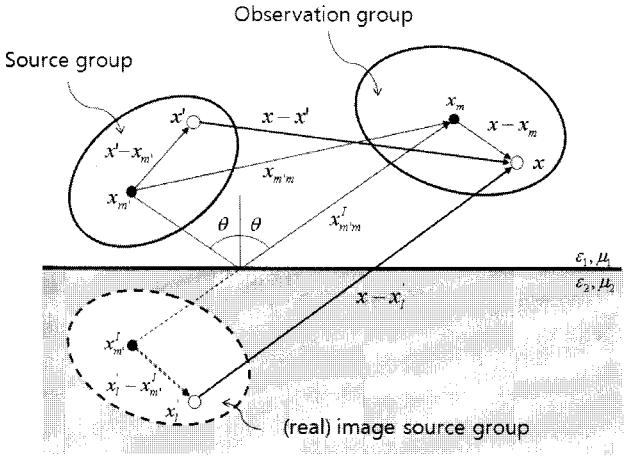

그림 2 반공간에서의 산란체의 그룹에 관한 도식도
Fig. 2 Description of groups in the half-space

$$Z^{far} \approx \frac{\omega\mu_i k_i}{(4\pi)^2}\int_s W_m\, T_k^L(k, x_m - x'_{m'}) B_{m'} d^2\hat{k}$$
$$\approx \frac{\omega\mu_i k_i}{(4\pi)^2}\int_s W_m\, T_k^L(k, x_m - x'_{m'}) R_{mm'} B^{I_{m'}} d^2\hat{k} \tag{12}$$

$$T_L(k_i X^I_{m'm}, \hat{k}\bullet \widehat{X^I_{m'm}}) = \sum_{l=0}^{L}(-j)^l(2l+1)h_l^{(2)}(k_i X^I_{m'm}) P_l(\hat{k}\bullet \widehat{X^I_{m'm}}) \tag{13}$$

$$B^I_{m'\alpha'}(\hat{k}) = [\bar{I}-\hat{k}\hat{k}] \bullet \iint_{x'\in S_{n'}} \frac{[\bar{I}-2\hat{z}\hat{z}]\bullet b_{n'(m',\alpha')}(x')}{e^{+jk_i\hat{k}\bullet[\bar{I}-2\hat{z}\hat{z}]\bullet(x'-x_{m'})}} dS' \tag{14}$$

$$R(x,x') = \hat{h}\hat{h}\overleftrightarrow{\Gamma}_i^{TE}(\theta) + [\bar{I}-\hat{h}\hat{h}]\overleftrightarrow{\Gamma}_i^{TM}(\theta)$$
$$\text{with } \hat{h} = \frac{\hat{z}\times(x-x')}{|\hat{z}\times(x-x')|} \tag{15}$$

여기서 R은 각 소스에서 관측점으로 향할 때 반공간의 경계면에서의 반사계수를 나타낸다.

4. 수치계산 결과

본 논문에서는 수치 계산한 구조는 그림 3에 나타낸 바와 같이, 위 부분의 매질은 자유공간이고 아래 매질은 손실이 있는 유전체인 반공간 안에 있는 길이가 유한한 3차원 원통형 도전체에 대한 것이다. 이는 지하에 매설된 M20 대전차 지뢰를 모델링한 것으로, 도전체는 지름 2a=33 cm, 높이 h=16 cm이고 경계면으로부터 12 cm 아래에 위치해 있다. 유전체의 비유전율과 도전율은 $\epsilon_r = 4$, $\sigma = 0.005\,[s/m]$을 사용하였다. 이 때 입사 평면파 전계가 $\theta_{inc} = 60^o$, $\phi_{inc} = 0^o$ 로 입사할 때 $\theta_S = 60^0$, $\phi_S = 120^o$ 방향으로 산란되어지는 원거리 전계를 계산하였다. 이 때 중심 주파수 $f_c = 500\,MHz$인 다음 식(16)와 같은 Blackman-Harris 펄스를 사용하였다.

$$P(\omega) = 0.42 - 0.5\cos(\pi\frac{|\omega|}{\omega_c}) + 0.08\cos(2\pi\frac{\omega}{\omega_c}) \tag{16}$$

이 때, $|\omega| \le \omega_c$, 나머지 영역은 0 이다.

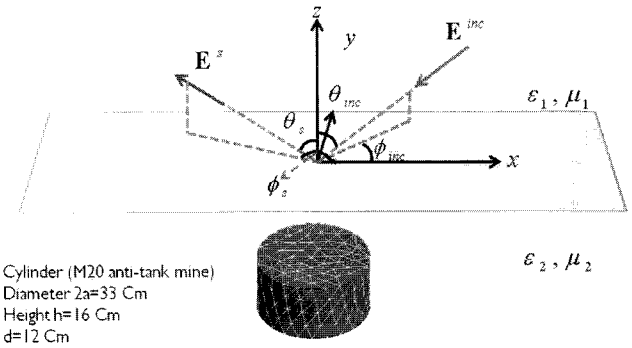

그림 3 반공간내의 산란체에 의한 전파산란
Fig. 3 Description of EM scattering by an undergorund object in the half-space

그림 4는 시간영역에서의 입사한 필드로 정규화한 산란 전계를 수치 해석한 결과이고, 그림 5는 주파수상에서의 산란단면적(RCS) 값를 상용 수치해석 프로그램인 FEKO의 결과와 비교한 그래프이다. 해석 결과는 상용프로그램과 잘 일치함을 확인할 수 있다. 그림 6은 땅을 Yuma soil (물 0%)과 Yuma soil (물 5%)로 모델링한 경우의 모멘트법과 FMM의 back-RCS을 나타내었다. 이 때 입사전계는 $\theta_{inc} = 45^o$, $\phi_{inc} = 0^o$ 로 입사하고, $\theta_S = 45^0$로 두고 ϕ_S를 변화시키면서 산란단면적을 계산하였다. 결과에서 나타나듯이 모멘트법과 FMM의 결과는 잘 일치하고 있으며, 물의 함유량이 증가함에 따라 감쇄량이 커지므로 산란 단면적의 크기가 줄어든다는 것을 확인할 수 있다.

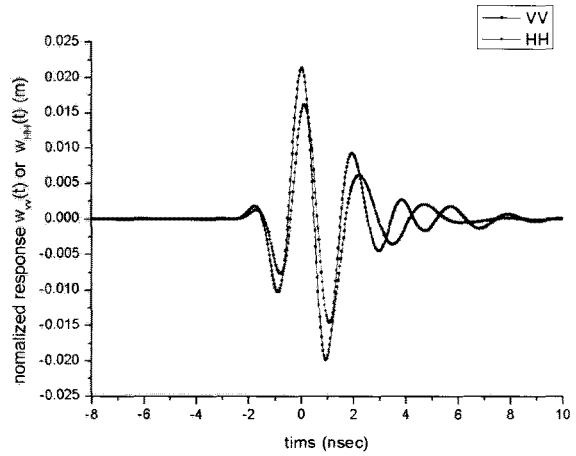

그림 4 시간영역에 대한 가우시안 펄스의 응답특성
Fig. 4 EM scattering by an underground object in the half-space

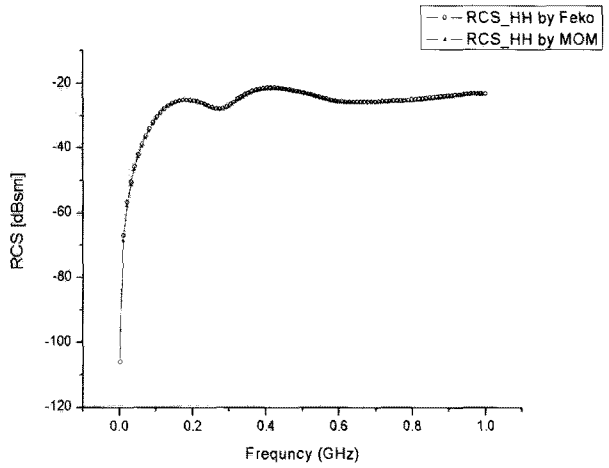

그림 5 반공간하의 도체실린더에 대한 산란단면적(RCS)
Fig. 5 RCS by an undergorund object in the half-space

다음으로는 원통형 도전체의 방향과 위치에 따른 산란단면적을 계산해 보았다. 이때 입사전계는 $\theta_{inc}=45^{o}$, $\phi_{inc}=0^{o}$ 방향으로 입사하고, 되산란(Back scattering) 방향($\theta_S=135^{0}$, $\phi_s=0^{o}$)의 되산란 단면적(Back scattering RCS)을 계산하였다. 그림 7에서는 원통형 도체의 기울어진 각에 따른 수치계산결과이다. 산란단면적이 크게 나타나는 기울기 각도는 약 25° 정도에서 나타나는데 이는 입사파가 지면을 통과하여 원통의 윗면에 거의 직각으로 입사하는 방향에 해당된다. 그림 8에서는 원통형 도체가 묻힌 깊이에 따른 되산란 단면적을 계산하였다. 이 경우 역시 입사전계는 $\theta_{inc}=45^{o}$, $\phi_{inc}=0^{o}$ 방향이고 원통의 기울기가 없이 바로 서있는 경우이다. 깊이가 증가함에 따라 전반적으로 감쇄하나 주기적으로 진동하면서 크기가 줄어든다는 것을 알 수 있다.

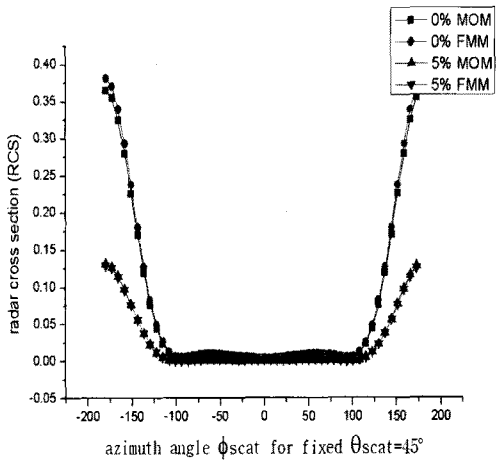

그림 6 땅을 Yuma soil (물 0%)과 Yuma soil (물 5%)로 모델링한 경우의 MOM과 FMM의 RCS 비교
Fig. 6 RCS of MOM and FMM with different ground modeling (Yuma soil of 0% and 5% water)

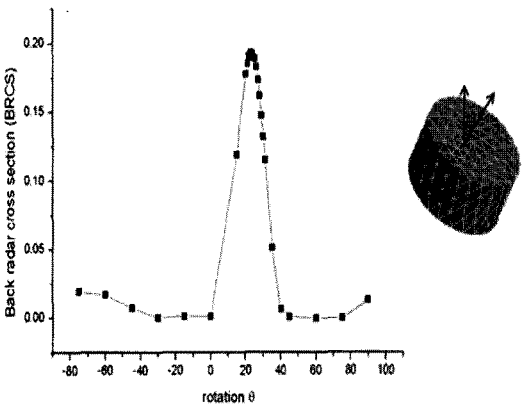

그림 7 산란체의 기울기에 따른 되산란 단면적
Fig. 7 Back scattering RCS with respect to the azimuthal angle of the burried object

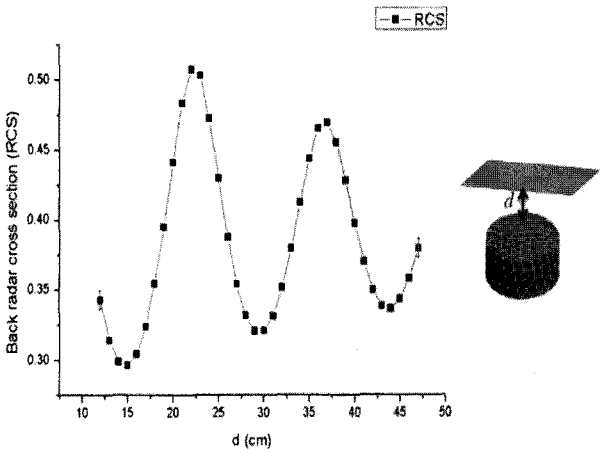

그림 8 산란체의 깊이에 따른 되산란 단면적
Fig. 8 Back scattering RCS with respect to the depth of the burried object

6. 결 론

지하에 매설된 지뢰등과 같은 구조물들을 탐지하기 위해서 전자파 산란 수치해석을 수행하였다. 이 다층매질에 대한 dyadic 그린함수를 효율적이고 빠르게 구하기 위해서 DCIM 방식을 적용하여 지하에 매설된 원통형 물체에 대한 산란단면적을 주파수 영역에서 구하고, GPR에서 주로 사용되는 입력신호인 가우시안펄스에 대한 산란파를 시간영역에서 계산하였다. 또한 모멘트법의 효율적인 계산과 기억용량을 줄이기 위해서 FMM을 지하 물체 산란에 대해 적용하였다. 개발된 프로그램을 이용하여 대전차 지뢰를 모델링하고 다양한 수치계산을 행하였다. 이러한 수치계산은 앞으로 GPR이나 공대지 레이더의 개발에 필수적이라고 사료된다.

감사의 글

이 논문은 2007년 정부(교육인적자원부)의 재원으로 한국학술진흥재단의 지원을 받아 수행된 연구임 (KRF-2007-521-D00342)

참 고 문 헌

[1] J. He, N. Geng, L. Nguyen, and L. Carin, ""Rigorous Modeling of Ultra-Wide-band VHF Scattering from tree Trunks Over Flat and Sloped Terrain," IEEE Trans. Geo. and Rem. Sens., vol.39, no.10, pp.2182-2193, October, 2001

[2] 김동호, 이승학, 김채영, "지하 탐사 레이더를 이용한 누수탐지 가능성 연구," 대한전자파학회, pp565-574, November, 2000

[3] S. M. Rao, D. R. Wilton, A.W. Glisson, "Electromagnetic scattering from surfaces of arbitrary shape," IEEE Trans. Ant. and Prop., vol 30, pp. 409-418, May 1982

[4] A. F. Peterson, S. L. Ray, R. Mittra, *Computational Methods for Electromagnetics*, IEEE Press, 1998

[5] A. Taflove (ed.), *Advances in Computational Electromagnetics - The Finite-Difference Time-Domain Method*, Artech House, Boston, London, 1998

[6] K. A. Michalski and D. Zheng, "Electromagnetic scattering and radiation by surfaces of arbitrary shape in layered media, Parts I and II", IEEE Trans. Ant. and Prop., vol.38, pp. 3350352, March 1990

[7] W. C. Chew, *Waves and Fields in Inhomogeneous Media*, IEEE Press, 1995

[8] L. B. Felsen, N. Marcuvitz, *Radiation and Scattering of Waves*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1973

[9] W. C. Chew, J. M. Jin, E. Michielssen, and J. Song., *Fast and efficient algorithms in computational electromagnetics*, Artech House, 2001

[10] J. R. Mosig, "Integral equation techniques," in Numerical Techniques for microwave and Millimeter-Wave Passive Structures, T. Itoh, Ed. New York: Wiley, 1988

저 자 소 개

김 승 환 (金 承 煥)

2006년 영남대 전자정보공학부 졸업,
2008년 영남대학교 대 학원 전자공학과 수료.
주관심분야 : 전자장 이론, 수치해석
E-mail : kfsion@hanmail.net

안 창 희 (安 昌 會)

1985년 서울대학교 공과대학 전기공학과 졸업. 1992년 한국과학기술원 졸업 (공학박사). 1997년 University of Illinois at Urbana-Champaign post-doctorial fellowship, 2004년 Duke university 방문교수. 현재 영남대학교 전자정보공학부 교수
Tel : 053-810-2489
Fax : 053-810-4629
E-mail : chahn@yu.ac.kr