

論文 2003-40TC-6-6

몬테칼로 유한차분 시간영역 해석기법을 이용한 피어선-모스코위츠 완전도체 표면에서의 전자파 산란 해석

(Analysis of Electromagnetic Wave Scattering From a Perfectly Conducting Pierson-Moskowitz Surface Using a Monte-Carlo FDTD Technique)

崔 東 默 * , 金 彩 英 *

(D.M. Choi and C.Y. Kim)

요 약

본 논문에서는 몬테칼로 유한차분 시간영역 해석법을 이용하여 피어선-모스코위츠 완전도체로 가정된 바다표면에서 산란된 장을 구하였다. 산란해석에 사용된 일차원 표면은 피어선-모스코위츠 모델을 이용하여 생성하였다. 계산된 값은 이 표면의 형상을 결정하는 바람의 속도(U)에 대한 역 방향 산란계수였다. 계산에 사용된 표면의 수는 50개, 표면의 점의 수는 8192개이고, 표면의 길이는 128과장이었다. 계산된 결과의 타당성을 검증하기 위해 소 섭동 근사 기법을 이용하여 계산된 결과와 비교하였다. 그 결과 양자간의 결과는 서로 잘 일치함을 알 수 있었다.

Abstract

In this paper, the scattered field from a Pierson-Moskowitz sea surface assumed as the PEC by the Finite-Difference Time-Domain(FDTD) method was computed. A one-dimensional surface used to analysis scattering was generated by using the Pierson-Moskowitz model. Back scattering coefficients are calculated with different values of the wind speed(U) which determine configuration of the Pierson-Moskowitz sea surface. The number of surface realization for the computed field, the point number, and the width of surface realization are set to be 50, 8192, and 128λ , respectively. In order to verify the computed values these results are compared with those of small perturbation methods, which show good agreement between them.

Keywords : electromagnetic scattering, Pierson-Moskowitz surface, FDTD, Monte-Carlo method

I. 서 론

최근에 자연계에 존재하는 형상과 유사한 표면에 의

한 전자파 산란 연구가 활발하게 진행되고 있다. 이러한 연구내용의 결과는 주로 원격탐사, 행성의 표면, 바다표면 분석, 레이더 영상 분야에 적용되고 있어 큰 관심이 되고 있다^[1]. 피어선-모스코위츠 모델은 해양표면과 매우 유사하기에 많은 연구가 이루어져 왔다^[2]. 이러한 형태를 가진 표면에 의한 전자파의 산란을 계산하기 위한 방법에는 해석적인 방법과 수치적인 방법이 있다. 대표적인 해석적인 방법으로는 키르히호프 근사 기법

* 正會員, 慶北大學校 電子電氣컴퓨터學部

(School of Electrical Engineering and Computer Science, Kyungpook National University)

接受日字:2003年1月28日, 수정완료일:2003年6月7日

(Kirchhoff approximation technique), 소 섭동 기법 (Small perturbation method) 등이 있다^[1, 3, 4]. 위의 두 방법의 장점은 표면의 전자기적인 특성과 기하학적인 특성을 알면 산란된 장을 바로 알 수 있다는 것이다. 하지만 이는 근사해이므로 적용 가능 범위가 제약을 받는 단점이 있다. 즉, 자연적으로 형성된 표면에 대한 전자파의 산란 해석시 이 방법은 적용 한계를 겪게 된다. 따라서 이러한 표면에 의한 장을 계산하기 위해서는 수치적인 방법이 효과적이다. 자연적으로 형성된 표면에 의한 전자파의 산란을 해석하는데 가장 많이 이용되는 수치적인 방법은 유한차분 시간영역 해석방법(FDTD)과 모멘트 방법(Moment Method)이다^[5-7]. 본 논문에서는 유한차분 시간영역 해석방법을 이용하여 피어선-모스코위츠 표면의 형상을 가진 1차원 바다표면에서의 역방향 산란계수를 바람의 속도(U)에 대하여 계산하였다. 그리고 유한차분 시간영역 해석방법에 의한 수치적 결과의 타당성을 확인하기 위해 소 섭동 근사 방법에 의한 해와 비교하였다. 그 결과 유한차분 시간영역 해석방법에 의한 수치적인 결과가 타당함을 알 수 있었다.

II. 임의 형태의 기복을 가진 1차원 프랙탈 표면의 생성

피어선-모스코위츠 바다표면에서의 전자파의 산란을 계산하기 위해서는, 먼저 임의 형태의 기복을 가진 피어선-모스코위츠 표면을 만들어야 한다. 이 표면의 생성은 스펙트럴 방법(Spectral Method)을 이용하여 생성하였다. 생성된 표면은 전체길이 $L = N\Delta x$, 간격 Δx 이고, N 개의 표면수로 구성된다. $x_n = n\Delta x$ 에서의 fBm 프랙탈 표면의 높이는 다음과 같이 생성한다^[3].

$$f(x_n) = \frac{1}{L} \sum_{j=-N/2}^{N/2-1} F(K_j) e^{K_j x_n} \quad (1)$$

여기서, $j \geq 0$ 인 경우에 $F(K_j)$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$F(K_j) = [2\pi L W(K_j)]^{1/2} \begin{cases} [N(0,1) + iN(0,1)]/\sqrt{2}, & j \neq 0, N/2 \\ N(0,1), & j = 0, N/2 \end{cases} \quad (2)$$

$j < 0$ 인 경우에는 $F(K_j)$ 는 다음과 같이 주어진다.

$$F(K_j) = [2\pi L W(K_j)]^{1/2} \begin{cases} [N(0,1) - iN(0,1)]/\sqrt{2}, & j \neq -N/2 \\ N(0,1), & j = -N/2 \end{cases} \quad (3)$$

식 (2), (3)에서 $i = \sqrt{-1}$ 이고, $K_j = 2\pi j/L$ 이다. 그리고 $N(0,1)$ 은 샘플개수가 N 이고, 평균이 0이고, 표준편차가 1인 가우시안 분포를 가지는 임의의 수(random number)이다. 식 (1)은 FFT에 의해 계산되어진다. 그리고 피어선-모스코위츠 파워 스펙트럼 $W(K_j)$ 는 다음과 같이 주어진다^[2].

$$W(K_j) = [a/(4|K_j|^3)] \exp[-(\beta g^2)/(K_j^2 U^4)] \quad (4)$$

여기서 $a = 8.10 \times 10^{-3}$, $\beta = 0.74$, $g = 9.81 [m/s^2]$, 그리고 U 는 19.5m 높이에서의 바람의 속도를 나타낸다. 본 논문에서 사용된 샘플표면의 수는 50개, 샘플길이(L) 값은 128이고, 표면샘플시 사용된 포인트 수는 8192개였다. 사용된 파장의 길이는 1[m]였다. 그리고 평균 제곱 표면 높이(mean square surface height) h^2 와 파워스펙트럼 $W(K)$ 와 관계는 다음과 같다.

$$h^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} W(K) dK = \frac{aU^4}{4\beta g^2} \quad (5)$$

<그림 1>은 바람의 속도에 대한 피어선-모스코위츠 스펙트럼 $W(K_j)$ 의 형상을 보여주고 있다. 바람의 속도가 커질수록 스펙트럼 크기는 커지는데, 이는 바다표면 높이의 분포를 커지게 한다.

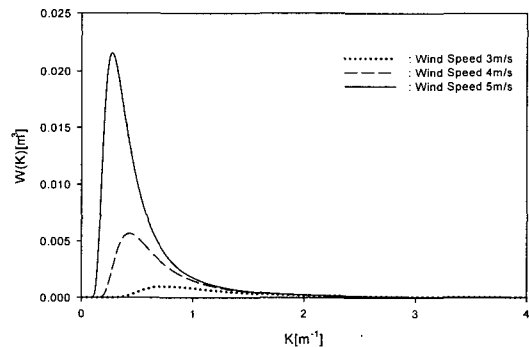


그림 1. 바람의 속도에 따른 1차원 피어선-모스코위츠 스펙트럼

Fig. 1. 1-D Pierson-Moskowitz spectrum for the wind speed.

Ⅲ. 생성된 표면에 의한 산란된 장의 계산 및 고찰

피어선-모스코워츠 형상을 가지는 완전도체 표면에 대한 전자파의 산란문제를 유한차분 시간영역 해석방법으로 구하기 위한 구조가 <그림 2>이다. <그림 2>는 유한차분 시간영역 해석법으로 산란계수를 계산하기 위한 기하학적 구조이다. 이 구조에서 사용된 입사장은 평면파이다. 그리고 사용한 시간 표기법(time convention)은 $e^{j\omega t}$ 이다. 입사장인 전장의 방향은 z축을 향하는 수평편파(horizontal polarization)이다. 입사장이 평면파일 때 유한한 길이의 표면의 양끝에서 회절이 일어나는데, 이것을 가장자리 효과(edge effect)라고 한다^[8]. 가장자리에 의한 산란계수의 패턴(pattern)에 대한 영향은 평면(flat surface)과 임의의 형태를 가지는 표면(random rough surface)은 서로 다르다. 평면에서 가장자리 효과는 산란계수 패턴에 큰 영향을 주지만, 임의의 기복을 가진 표면에서는 그 영향이 약해진다. 왜냐하면 가장자리에서의 장(field)은 표면의 기복으로 인해 부분적으로 차단되고 회절되기 때문이다. 그래서 많은 연구자들이 가장자리 효과에 대한 특별한 언급없이 평면파를 사용하고 있다^[9, 10]. 가장자리 효과를 고려할 것인지 아닌지는 표면크기(patch size)의 크기에 달려있다. 서로 다른 크기를 가진 표면에서 얻어진 산란계수의 패턴들은 원격탐지 응용분야에서 관심이 있다. 표면 크기가 크면 클수록 보다 많은 표면에 대한 정보를 얻을 수 있다. 반면에 표면 크기가 작으면 작을수록 표면에 대한 정보는 줄어든다. 하지만 필요 이상의 표면 크기는 더 이상의 표면에 대한 정보를 제공하지 않는다. 표면 크기의 선택을 기본 공간파수(fundamental spatial wavenumber)보다 크게 한다면, 산란계수의 패턴에는 영향을 주지 않는다^[8]. <그림 2>에서 나타난 각각의 영역에서 전장과 자장은 전체장(Total field)-산란장(Scattered field) 공식을 이용하여 구한다. 산란계수를 구하기 위해서는 유한차분 시간영역 해석영역내의 산란과 영역에서의 근거리 전장과 자장을 계산하여야 한다. 이 근거리 장이 계산되면, 이 값을 근거리-원거리장 변환(Near-to-far field transformation)공식을 써서 원거리장을 구하게 된다^[5, 11]. 그 다음 이 값을 이용하여 산란계수를 구한다. 유한차분 시간영역 해석법을 이용한 전장과 자장을 계산하는 알고리즘은 다음과 같다. 입사장이 수평편파이므로, <그림

2>의 구조에서 전자장은 E_z, H_x, H_y 의 세가지 성분으로 구성된다. 맥스웰 방정식의 회전방정식을 이용하면 다음과 같은 식이 구해진다.

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \left[\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right] \tag{6}$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial y} \tag{7}$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial x} \tag{8}$$

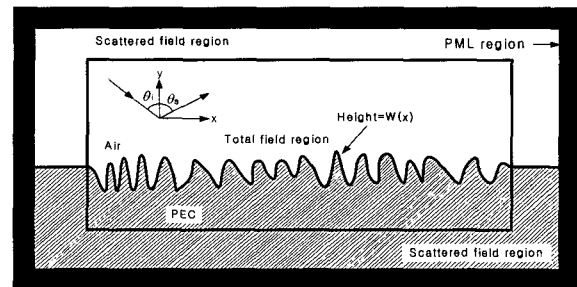


그림 2. 유한차분 시간영역해석법을 위한 기하학적 구조
Fig. 2. Geometry structure for FDTD method.

중앙차분법을 이용하여 식 (6), (7), (8)를 차분 방정식으로 표현한 것이 식 (9), (10), (11)이다.

$$E_z^{(n)}(i, j) = E_z^{(n-1)}(i, j) + \frac{\Delta t}{\epsilon \Delta} [H_y^{(n-1/2)}(i+1/2, j) - H_y^{(n-1/2)}(i-1/2, j) - H_x^{(n-1/2)}(i, j+1/2) - H_x^{(n-1/2)}(i, j-1/2)] \tag{9}$$

$$H_x^{(n+1/2)}(i, j+1/2) = H_x^{(n-1/2)}(i, j+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu \Delta} [E_z^{(n)}(i, j+1) - E_z^{(n)}(i, j)] \tag{10}$$

$$H_y^{(n+1/2)}(i+1/2, j) = H_y^{(n-1/2)}(i+1/2, j) + \frac{\Delta t}{\mu \Delta} [E_z^{(n)}(i+1, j) - E_z^{(n)}(i, j)] \tag{11}$$

여기서 $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ 는 셀간 간격을 나타내고, Δt 는 시간 간격을 나타낸다. 식 (6), (7), (8)의 반복과정을 통하여 파가 진행하게 된다. 임의의 기복을 가진 표면으로부터의 산란해석을 위한 공간은 무한히 펼쳐진 공간(open space)이다. 하지만, 유한차분 시간영역 해석법은 컴퓨터의 저장공간의 한계로 인해 <그림 2>와 같이 계산영역은 유한한 크기로 제한되어야만 한다. 시뮬레이션 영역을 무한대 크기로 확대하기 위해서 계산영역 외곽면에 흡수 경계조건이 주어져야 한다. 흡수경계조건을 구현하는 방법에는 여러 가지가 있지만^[4], 본 논문에서는

완전 정합층(Perfectly Matched Layer)방법을 이용하였다. 완전 정합층에 사용된 층의 수는 16개로 하였다. 그리고 계산영역에서 사용된 표면의 수는 50개로 하였다. 산란계수는 평균 레이다 단면적에 샘플 표면길이(L)를 나눈 것으로 다음과 같이 정의한다^[5, 12].

$$\alpha(\theta_i, \theta_s) = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{2\pi r}{L} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left| \frac{\tilde{E}_s^n}{E_i} \right|^2 \quad (12)$$

여기서 r는 좌표의 원점에서 관측점까지의 거리이고, \tilde{E}_s^n 는 n번째 표면에 의한 관측점에서의 산란장 E_s^n 의 페이저(phasor)양을 나타낸다. E_i 는 입사장 E_i 의 페이저 양을 나타내며, N은 샘플표면의 개수이다. 그리고 역방향 산란계수를 계산시 산란각 θ_s 는 $-\theta_i$ 로 주어진다. 각각의 표면에 의해 생성된 \tilde{E}_s^n 는 다음과 같이 구할 수 있다^[5].

$$\tilde{E}_s^n(r) = \frac{e^{-jkr}}{\sqrt{r}} \frac{e^{j(\pi/4)}}{\sqrt{8\pi k}} \oint_{C_a} \{ \omega\mu_0 \hat{z}' \cdot [\hat{n}_a \times \tilde{H}(r')] + k \hat{z}' \times [\hat{n}_a \times \tilde{E}(r')] \cdot \hat{r}' \} e^{jk \hat{r}' \cdot r'} dC \quad (13)$$

여기서 \hat{r}' 은 원점에서 전원점을 향하는 단위벡터이고, k는 진행파의 파수이고, r' 는 원점에서 관측점까지의 벡터를 나타낸다. \hat{n}_a 는 적분경로 C_a 에 대하여 바깥으로 향하는 단위벡터이다. 그리고 $\tilde{E}(r')$, $\tilde{H}(r')$ 는 각각 전원점에서의 전장과 자장의 페이저양을 나타낸다. 이 페이저양은 이산 푸리에 변환(Discrete Fourier Transform)을 이용하여 구할 수 있다^[5]. <그림 3>은 \tilde{E}_s^n 를 계산하기 위한 적분경로를 보여준다. 산란장 영역에서 존재하는 전자장의 페이저를 계산한 다음 그 값을 적분함

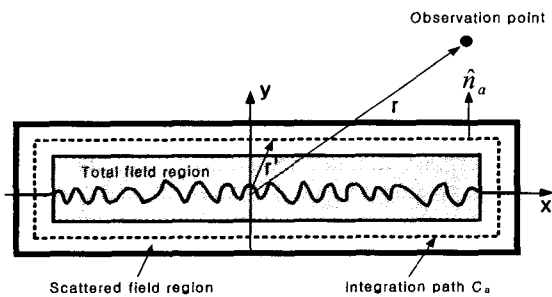
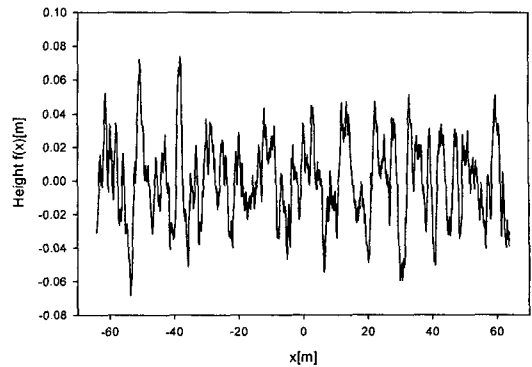
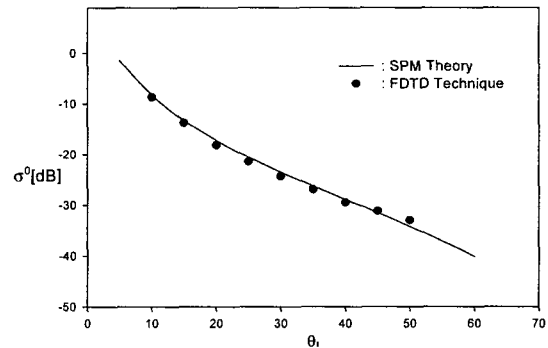


그림 3. 근거리장인 산란장으로 부터 원거리장을 구하기 위한 적분경로
Fig. 3. Integration path to obtain far-field from near field.



(a)



(b)

그림 4. $U=3[m/s]$ 일 때 (a) 생성된 샘플표면 (b) 역방향 산란계수
Fig. 4. In case $U=3[m/s]$ (a) Sample Surface (b) Back scattering coefficient.

으로써 원거리영역에서의 페이저 양인 \tilde{E}_s^n 를 계산할 수 있다.

유한차분 시간영역 해석법으로 계산된 산란계수 값의 타당성을 확인하기 위해 소 섭동 근사값과 비교하였다. 1차원 표면일 때 소 섭동 근사법에 의한 역방향 산란계수 (σ_{pp})를 구하는 방법은 다음과 같다^[7].

$$\sigma_{pp} = 4k^3 \cos^4 \theta_i |\beta_{pp}|^2 W(2k \sin \theta_i) \quad (14)$$

여기서 k는 입사장의 파수를 나타내고, p와 q는 각각 h(수평편파) 또는 v(수직편파)를 나타낸다. β_{pp} 는 반사계수를 나타내는 것으로 β_{hh} 는 수평편파일 때 프레넬 반사계수를 나타내며, β_{vv} 는 다음과 같이 주어진다^[4].

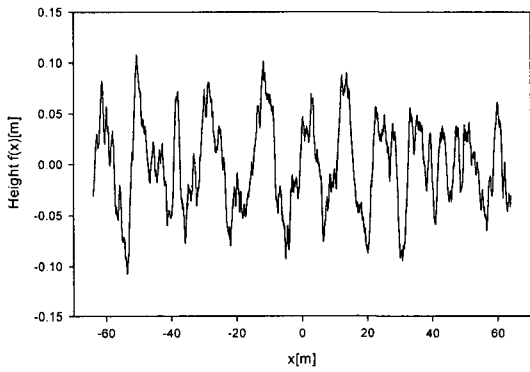
$$\beta_{vv} = (\epsilon_r - 1) \frac{\sin^2 \theta_i - \epsilon_r (1 + \sin^2 \theta_i)}{[\epsilon_r \cos \theta_i + (\epsilon_r - \sin^2 \theta_i)^{1/2}]^2} \quad (15)$$

식 (14)는 입사각이 작지 않고, 다음의 조건을 만족시

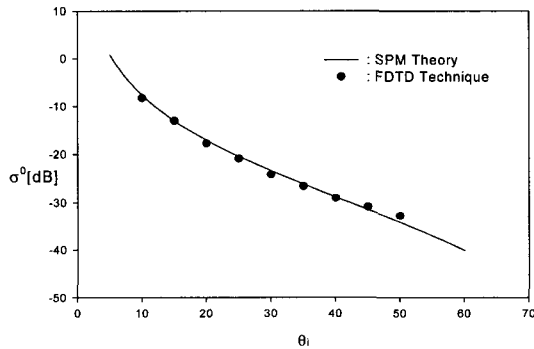
킨다는 가정하에서 도출된 식이다^[7].

$$k^2 h^2 = \frac{k^2 \alpha U^4}{4\beta g^2} \ll 1 \quad (16)$$

<그림 4, 5, 6>은 파장(λ)이 1[m], 바람의 속도가 3, 4, 5[m/s]로 가변 시켰을 때 생성된 샘플표면과 유한차분 시간영역 해석법에 의한 계산결과와 소 섭동 근사법에 의해 계산된 역방향 산란계수 $\sigma(\theta_i, -\theta_i)$ 을 보여주고 있다. 소 섭동 근사법에 의한 값과 FDTD 방법에 의해 계산된 값들이 잘 일치하고 있음을 보여주고 있다.



(a)

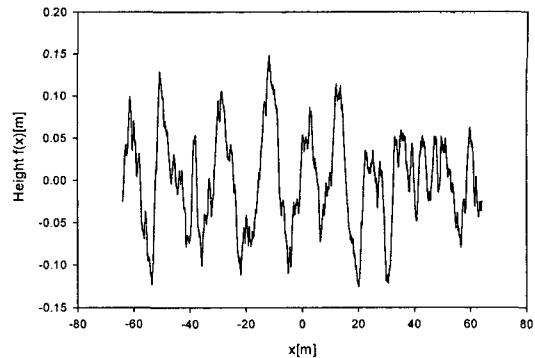


(b)

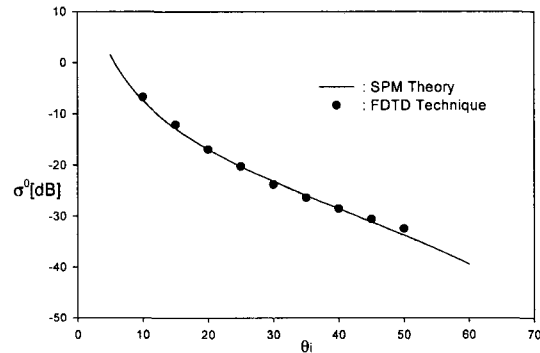
그림 5. $U=4$ [m/s] 일 때 (a) 생성된 샘플표면 (b) 역방향 산란계수

Fig. 5. In case $U=4$ [m/s] (a) Sample Surface (b) Back scattering coefficient.

<그림 7>은 바람의 속도에 대한 역방향 산란계수를 보여주고 있다. 예측한대로 바람의 속도가 클수록 역방향 산란계수의 값이 커짐을 알 수 있다. 이것은 바람의 속도가 증가할수록 표면의 높이의 분포가 커진다는 것을 의미한다. 즉, 역방향 산란계수의 경향으로부터 표면의 높이 분포를 예측할 수가 있다.



(a)



(b)

그림 6. $U=5$ [m/s] 일 때 (a) 생성된 샘플표면 (b) 역방향 산란계수

Fig. 6. In case $U=5$ [m/s]. (a) Sample Surface (b) Back scattering coefficient

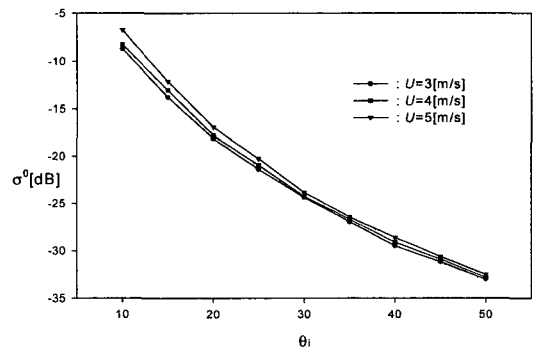


그림 7. 바람의 속도에 대한 역방향 산란계수

Fig. 7. Back scattering coefficient versus wind speed (U).

VI. 결 론

본 논문에서는 몬테카를로 유한차분 시간영역법을 이용하여 피어선-모스크워츠 형상을 가지는 완전도체 표면

으로부터의 역방향 산란계수를 바람의 속도(U)에 대하여 계산하였다. 예측한대로 바람의 속도가 커짐에 따라 역방향 산란계수의 크기가 증가하였다. 바람의 속도 변화에 따른 역방향 산란계수의 경향으로부터 표면의 높이 분포를 유추할 수가 있었다. 입사파의 편파로는 수평 편파 사용하였고, 수치해석기법은 유한 차분 시간 영역법을 사용하였다. 계산에 사용된 표면의 개수는 50개, 샘플사이즈는 128 λ , 샘플의 개수는 8192개이었다. 계산된 수치해의 타당성을 검증하기 위해 소 섭동 근사법을 이용하여 그 결과의 타당성을 확인하였다. 그 결과 양자간의 결과는 서로 잘 일치하였다. 본 논문의 결과는 해수면의 해석에 도움을 주리라고 생각된다.

참 고 문 헌

[1] J. A. Ogilvy, Theory of Wave Scattering from Random Rough Surfaces, IOP Publishing pp. 1~117, 1991.

[2] E. I. Thorsos, "Acoustic scattering from a Pierson-Moskowitz sea surface," J. Acoust. Soc. Am., vol. 88, no. 1, pp. 335~349, July 1990.

[3] E. I. Thorsos, "The validity of the Kirchhoff approximation for the rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum," J. Acoust. Soc. Am., vol. 83, no. 1, pp. 78~92, January 1989.

[4] E. I. Thorsos and D. R. Jackson, "The validity of the perturbation approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum," J. Acoust. Soc. Am., vol. 86, no. 1, pp. 261~277, July, 1989.

[5] Allen Taflove, Computational Electrodynamics The Finite-Differenc Time-Domain Method: Artech House, U.S.A, pp. 51~226, 1995.

[6] R. Harrington, Field Computation by Moment Methods. New York: IEEE Press, 1993, Ch 3.

[7] 최동묵, 김채영, "몬테칼로 모멘트방법을 이용한 1

차원 프랙탈 완전도체 표면에서의 전자파 산란 해석", 대한전자공학회 논문지, 제39권 TC편 제12호, pp. 54~62, 2002년 12월

[8] N. Lin, H. P. Lee, S. P. Lim and K. S. Lee, "Wave scattering from fractal surface," J. of Modern Opt. 42, pp. 225~241, 1995.

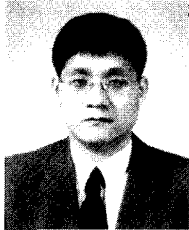
[9] T. Dogaru and L. Carin, "Time-Domain sensing of targets buried under a rough air-ground interface," IEEE Trans. Antennas and Propagat., vol. 46, no. 3, pp. 360~372, Mar. 1998.

[10] A. W. Morgenthaler and C. M. Rappaport. "Scattering from lossy dielectric objects buried beneath randomly rough ground: Validating the semi-analytic mode matching algorithm with 2-D FDTD," IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, vol. 39, no. 11, pp. 2421~2428, Nov. 2001.

[11] K. Demarest, Z. Huang, R. Plumb, "An FDTD near-to far-zone transformation for scatterers buried in stratified grounds," IEEE Trans. Antennas and Propagat., vol. 44, no. 8, pp. 1150~1157 Aug. 1996.

[12] R. M. Axline, and A. K. Fung, "Numerical computation of scattering from a perfectly conducting random surface," IEEE Trans. Antennas and Propagat., vol. 26, pp. 482~488, May 1978.

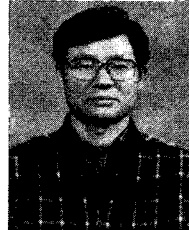
저 자 소 개



崔 東 默(正會員)

1988년 2월 : 경북대학교 전자 공학과(공학사). 1991년 2월 : 경북대학교 전자 공학과(공학석사). 1991년 3월~1992년 4월 : 금성사 연구원. 1993년 4월~1998년 10월 : 국방품질관리연구소 연구원. 1999년3월~

현재 : 경북대학교 전자공학과 박사과정. <주관심분야 : 전자파 수치해석, 원격탐사, 이동통신 전파환경>



金 彩 英(正會員)

1976년 2월 : 경북대학교 전자 공학과(공학사). 1978년 2월 : 한국과학기술원 전기 및 전자공학과(공학석사). 1990년 2월 : 한국과학기술원 전기 및 전자공학과(공학박사). 1985년 9월~1986년 8월 : 미국

Syracuse 대학 방문연구원. 1991년 9월~1993년 2월 : 미국 MIT 공대 연구 과학자. 1979년 4월~1992년 9월 : 경북대학교 전자공학과 전임강사, 부교수. 1992년 10월~현재 : 경북대학교 공과대학 전자·전기 공학부 전자파 연구실 교수. <주관심분야 : 이동통신 전파환경, 무선망설계, 전자파의 인체영향, 전자파 이론 및 응용>