

論文2002-39TC-12-8

몬테칼로 모멘트 방법을 이용한 1차원 프랙탈 완전도체 표면에서의 전자파 산란 해석

(Analysis of Electromagnetic Wave Scattering From a Perfectly Conducting One Dimensional Fractal Surface Using the Monte-Carlo Moment Method)

崔東默*, 金彩英*

(Dong-Muk Choi and Che-Young Kim)

요약

본 논문에서는 몬테칼로 모멘트 해석법을 이용하여 프랙탈 형상을 가진 완전 도체 표면에서 산란된 장을 구하였다. 프랙탈 형상을 가진 1차원 표면은 프랙셔널 브라운 모션 모델을 사용하여 생성하였다. 프랙탈 표면의 형상을 결정하는 스펙트럼 변수(S_0), 프랙탈 차원(D)에 대한 역방향 산란계수를 계산하였다. 계산에 사용된 표면의 수는 80개, 표면의 점의 수는 2048개이고, 표면의 길이는 64파장이었다. 계산된 결과의 타당성을 검증하기 위해 소 섭동 근사기법을 이용하여 계산된 결과와 비교하였다. 그 결과 양자간의 결과는 서로 잘 일치함을 알 수 있었다.

Abstract

In this paper, the scattered field from a perfectly conducting fractal surface by the Monte-Carlo moment method was computed. An one-dimensional fractal surface was generated by using the fractional Brownian motion model. Back scattering coefficients are calculated with different values of the spectral parameter(S_0), and fractal dimension(D) which determine characteristics of the fractal surface. The number of surface realization for the computed field, the point number, and the width of surface realization are set to be 80, 2048, and 64 λ , respectively. In order to verify the computed results these results are compared with those of small perturbation methods, which show good agreement between them.

Keywords : electromagnetic scattering, fractal surface, MoM, Monte-Carlo method.

I. 서론

최근에 자연계에 존재하는 형상과 유사한 표면에 의

한 전자파 산란 연구가 활발하게 진행되고 있다. 이러한 연구내용의 결과는 주로 비파괴검사, 바다표면 및 행성의 표면 분석, 레이더 영상 분야에 적용되고 있어 큰 관심이 되고 있다^[1]. 특히 fBm(fractional Brownian motion) 프랙탈 모델은 자연계에 존재하는 표면의 형상과 매우 유사하기에 많은 연구가 이루어져 왔다^[2-3]. 이

* 正會員, 慶北大學校 電子電氣工學部

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

接受日字:2001年8月16日, 수정완료일:2002年11月15日

러한 형태를 가진 표면에 의한 전자파의 산란을 계산하기 위한 방법에는 해석적인 방법과 수치적인 방법이 있다. 대표적인 해석적인 방법으로는 소 섭동 기법(Small perturbation method), 키르히호프 근사 기법(Kirchhoff approximation technique) 등이 있다^[2-3]. 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 모멘트 방법(Moment Method)과 유한차분 시간영역 해석방법(FDTD)이다^[4-5]. 본 논문에서는 모멘트 방법을 이용하여 프랙탈 형상을 가진 임의 형태의 기복을 가진 완전 도체 표면에 의한 역방향 산란계수를 스펙트럼 변수(S_0), 프랙탈 차원(D)에 대하여 계산하였다. 그리고 모멘트 방법에 의한 수치적 결과의 타당성을 확인하기 위해 소 섭동 근사 방법에 의한 해와 비교하였다. 그 결과 모멘트법에 의한 수치적인 결과가 타당함을 알 수 있었다.

II. 임의 형태의 기복을 가진 1차원 프랙탈 표면의 생성

프랙탈 표면에서의 전자파의 산란을 계산하기 위해서는, 먼저 임의 형태의 기복을 가진 프랙탈 표면을 만들어야 한다. 프랙탈 표면을 생성하는 방법에는 크게 두 가지가 있다. 첫 번째는 fBm(fractional Brownian motion)을 이용하는 방법이고, 다른 한 가지 방법은 대역제한 와이어스트라스(Weierstrass) 함수를 이용하는 방법이다^[6-8]. 본 논문에서는 첫 번째 방법을 이용하여 프랙탈 표면을 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^[9].

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

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 0인 가우시안 분포를 가지는 임의의 수(random number)이다. 식 (1)은 FFT에 의해 계산되어진다. 그리고 전력 스펙트럼 $W(K_j)$ 는 다음과 같이 주어진다^[11].

$$W(K_j) = S_0 K_j^{-\alpha} \quad (4)$$

S_0 는 스펙트럼 변수(spectral parameter)로 다음과 같이 주어진다^[12].

$$S_0 = s^2 \frac{\pi H}{\cos(\pi H)} \frac{1}{\Gamma(1-2H)} \quad (5)$$

그리고 α 는 $1+2H=5-2D$ 로 주어지는 상수이고, $H(0 < H < 1)$ 는 Hurst 계수이고, D 는 프랙탈 차원을 나타낸다. 그리고 s 는 fBm 표면 기울기 나타내는 상수이다. 이 값이 크면 클수록 평균제곱 기울기는 커지게 된다. 그리고 Γ 는 감마함수(Gamma function)를 나타낸다.

III. 프랙탈 표면에 의한 산란된 장의 계산 및 고찰

프랙탈 형상을 가진 표면에 대한 전자파의 산란문제를 모멘트 방법으로 구하기 위해 필요한 구조는 <그림 1>이다. <그림 1>은 모멘트 방법으로 산란계수를 계산하기 위한 기하학적구조이다. 이 구조에서 사용된 입사장은 평면파이다. 입사장인 전장의 방향은 z 축을 향하는 수평편파(horizontal polarization)이다.

표면의 길이가 $L \gg \lambda$ 인 임의의 조각에 의한 산란된 장을 계산하기 위해서는, 그 표면에 유기된 전류 $J(x)$ 를 계산해야 한다. 입사파가 수평편파(TE)인 경우에 대하여, 입사파는 다음과 같이 주어진다.

$$\vec{E}^i = \hat{z} e^{-jk(x \sin \theta_i - f(x) \cos \theta_i)} \quad (6)$$

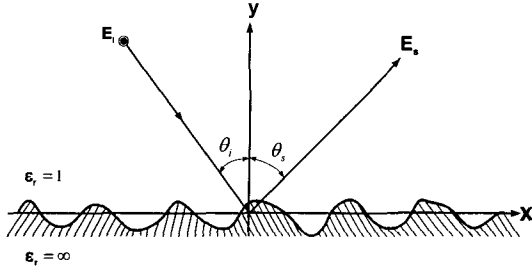


그림 1. 전자파 산란 구조

Fig. 1. Scattering geometry.

전자기파는 다음과 같이 주어지는 맥스웰 방정식을 만족한다.

$$\nabla \times \bar{E} = -j\omega\mu\bar{H}, \quad \nabla \times \bar{H} = j\omega\epsilon\bar{E} + \bar{J} \quad (7)$$

식 (7)로부터 다음과 같은 식을 유도할 수 있다.

$$\nabla^2 E_z + k^2 E_z = j\omega\mu J_z \quad (8)$$

여기서 $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon} = 2\pi/\lambda$ 이다. 식 (8)로부터 전원점 $\bar{r} = x'\hat{x} + y'\hat{y}$ 에 존재하는 전류 J_z 에 의한 장점 $\bar{r} = x\hat{x} + y\hat{y}$ 에서의 산란장 E_z^s 의 해는 다음과 같이 주어진다^[4].

$$E_z^s(\bar{r}) = -\frac{k\eta}{4} \int_c J_z(\bar{r}') H_0^{(2)}(k|\bar{r} - \bar{r}'|) dl' \quad (9)$$

여기서 $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \approx 120\pi$ 이다. 식 (9)에서 구해진 E_z^s 는 전류 J_z 에 의해 생성된 산란된 필드이다.

도체표면에서 경계조건을 적용하면

$$E = E_z^i + E_z^s = 0 \quad \text{on } C \quad (10)$$

여기서 E_z^i 입사장 이고, E_z^s 는 산란장 이다. 식 (10)을 이용하면 도체 표면에서 입사장은 다음과 같이 주어진다.

$$E_z^i(\bar{r}) = \frac{k\eta}{4} \int_c J_z(\bar{r}') H_0^{(2)}(k|\bar{r} - \bar{r}'|) dl' \quad (11)$$

여기서 $dl' = \sqrt{1+f_x'^2(x')} dx'$, $f_x(x) = \frac{\partial f(x)}{\partial x}$, $f_x(x') = \frac{\partial f(x')}{\partial x'}$ 이다. 식 (11)을 다시 쓰면 다음과 같다

$$E_z^i(\bar{r}) = \frac{k\eta}{4} \int_{-L/2}^{L/2} J_z(x') H_0^{(2)}(k|\bar{r} - \bar{r}'|) \sqrt{1+f_x'^2(x')} dx' \quad (12)$$

전류밀도 J_z 를 펄스 전개함수로 전개하고, 시험함수를 임펄스로 하는 점 정합법(point matching)을 이용하면 식 (12)로부터 다음과 같은 식이 유도된다.

$$[Z_{mn}^{TE}] [I_n] = [V_m^{TE}] \quad (13)$$

$$[Z_{mn}^{TE}] = \begin{cases} \frac{k\eta}{4} H_0^{(2)}\{k[(x_m - x_n)^2 + (y_m - y_n)^2]\} \Delta d, & m \neq n \\ \frac{k\eta}{4} [1 - j(\frac{2}{\pi}) \ln(\frac{\gamma k \Delta d}{4e})] \Delta d, & m = n \end{cases} \quad (14)$$

여기서 $\gamma = 1.781$, $e = 2.718$, $\Delta d = \sqrt{1+f_x'^2(x_n)} \Delta x$ 이다.

$$[V_m^{TE}] = E_m^i(x_m) = e^{-jk(x_m \sin \theta_i - f(x_m) \cos \theta_i)} \quad (15)$$

따라서 j번째 조각에 의한 원 거리에서의 산란장은 다음과 같다.

$$E_j^s(\theta_s) = \frac{\eta k e^{-jkR + 3\pi/4}}{\sqrt{8\pi k R}} \int_{-L/2}^{L/2} J_z(x') e^{jk(x' \sin \theta_s + f(x') \cos \theta_s)} \sqrt{1+f_x'^2(x')} dx' \quad (16)$$

여기서 $R = \sqrt{[x - x']^2 + [f(x) - f(x')]^2}$ 이다. 입사파가 수직편파(TM)일 경우 유기전류 J_z 는 다음의 적분방정식을 만족한다^[13].

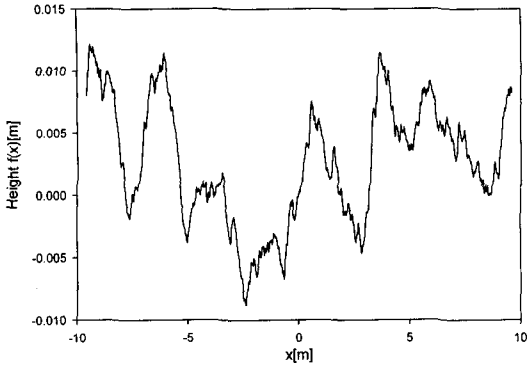
$$H^i(x) = \frac{1}{2} J(x) - \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\partial G(\bar{r}, \bar{r}')}{\partial n'} J(x') \sqrt{1+f_x'^2(x')} dx' \quad (17)$$

여기서 $G(\bar{r}, \bar{r}') = \frac{1}{4j} H_0^{(2)}(k|\bar{r} - \bar{r}'|)$ 이다. 식 (17)을 다시 쓰면 다음과 같다.

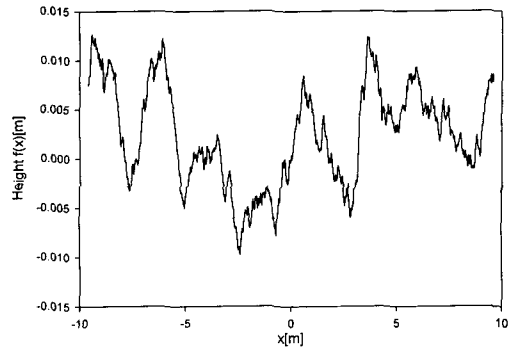
$$H^i(x) = \frac{1}{2} J(x) - \frac{k}{4j} \int_{-L/2}^{L/2} (\hat{n}' \cdot \hat{R}) H_1^{(2)}(kR) J(x') \sqrt{1+f_x'^2(x')} dx' \quad (18)$$

여기서 $\hat{n}' = \frac{-\hat{x}f_x'(x') + \hat{y}}{\sqrt{1+f_x'^2(x')}}$, $\hat{R} = \frac{\hat{x}(x-x') + \hat{y}(f(x)-f(x'))}{\sqrt{(x-x')^2 + (f(x)-f(x'))^2}}$ 이다. 식 (18)을 전류밀도 J_z 를 펄스 전개함수로 전개하고 시험함수를 임펄스로 하는 점 정합법을 이용하면 다음과 같은 식이 유도된다^[14].

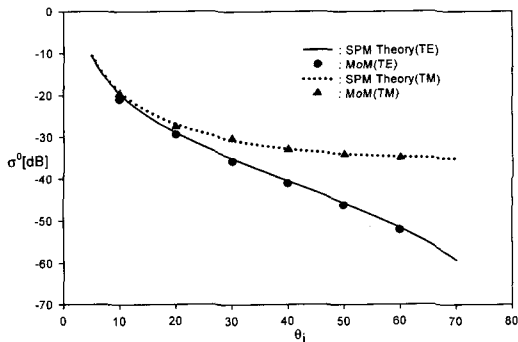
$$[Z_{mn}^{TM}] [I_n] = [V_m^{TM}] \quad (19)$$



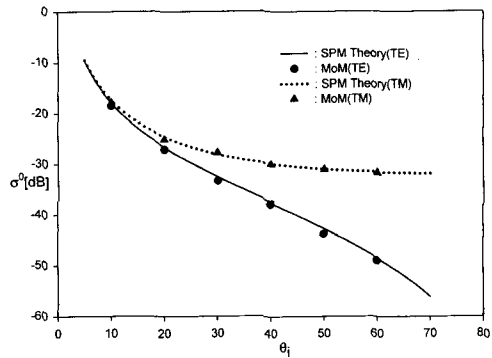
(a)



(a)



(b)



(b)

그림 2. $S_0=0.0001[m^2-2H]$, $D=1.05$, $\lambda=0.3[m]$ 일 때 (a) 생성된 샘플표면 (b) 역방향 산란계수
Fig. 2. In case $S_0=0.0001[m^2-2H]$, $D=1.05$, $\lambda=0.3[m]$ (a) Sample Surface (b) Back scattering coefficient

그림 3. $S_0=0.0001[m^2-2H]$, $D=1.15$, $\lambda=0.3[m]$ 일 때 역방향 산란계수 (a) 생성된 샘플표면 (b) 역방향 산란계수
Fig. 3. In case $S_0=0.0001[m^2-2H]$, $D=1.15$, $\lambda=0.3[m]$. (a) Sample Surface (b) Back scattering coefficient

$$[Z_{mn}^{TM}] = \begin{cases} \frac{jk}{4} \frac{[f(x_m) - f(x_n) - (x_m - x_n)f_x(x_n)]H_1^{(2)}(kR_{mn})}{R_{mn}} \Delta x, & m \neq n \\ \frac{1}{2} - \frac{f_{xx}(x_n)}{4\pi\{1 + f_x^2(x_n)\}} \Delta x, & m = n \end{cases} \quad (20)$$

$$[V_m^{TM}] = H_z^i(x_m) = \frac{1}{\eta} e^{-jk(x_m \sin \theta_i - f(x_m) \cos \theta_i)} \quad (21)$$

여기서 $R_{mn} = \sqrt{(x_m - x_n)^2 + (f(x_m) - f(x_n))^2}$, $f_{xx}(x_n) = \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} |_{x=x_n}$ 이다. 따라서 j번째 조각에 의한 원거리에서의 산란장은 다음과 같다.

$$H_z^i(\theta) = \frac{ke^{-j(kR+3\pi/4)}}{\sqrt{8\pi kR}} \int_{-L/2}^{L/2} f(x') (\hat{n} \cdot \hat{R}) e^{jk(x' \sin \theta + f(x') \cos \theta)} \sqrt{1 + f_x^2(x')} dx' \quad (22)$$

(569)

식 (13)~(15), (19)~(21)에서 구한 전류밀도는 입사장이 평면파일 때 영역 $[-L/2, L/2]$ 에서 구한 값이다. 이 영역의 양 끝점으로부터 산란효과, 즉 가장자리(edge effect) 효과를 없애기 위해서 테이퍼 함수(Taper function)를 입사장에 곱한다. 테이퍼 함수와 곱해진 입사장은 다음과 같이 주어진다^[9].

$$E_z^i(\theta_i) = \exp\{-jk(x \sin \theta_i - f(x) \cos \theta_i)(1 + w(\bar{r})) - (x + f(x) \tan \theta_i)^2 / g^2\} \quad (23)$$

여기서 $w(\bar{r}) = [2(x + f(x) \tan \theta_i)^2 / g^2 - 1] / (kg \cos \theta_i)^2$ 로 주어진다. 여기서 상수 g는 조각의 가장자리에서 입사장의 크기가 1과 비교하여 아주 작은 값이 되도록 선택한다. 산란계수 $\sigma^0(\theta_s)$ 는 평균 레이다 단면적에 샘플 유효표면 길이(L_{eff})를 나눈 것으로 다음과 같이 정의한다^[14,15].

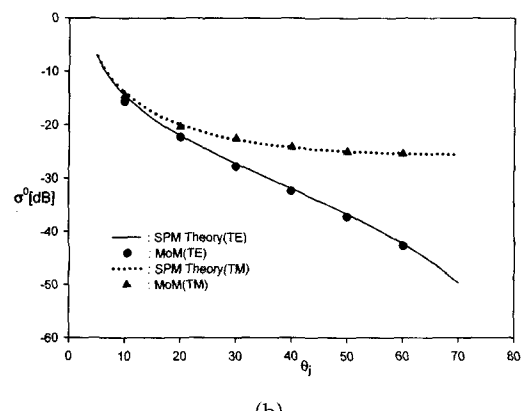
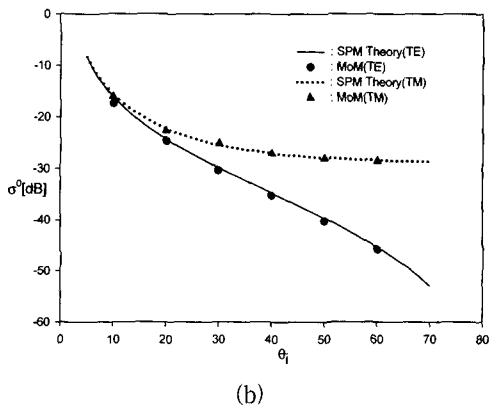
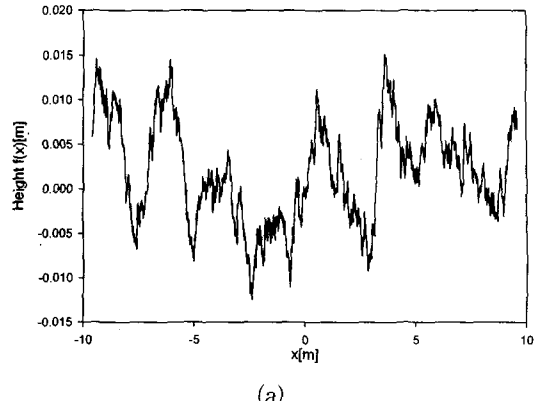
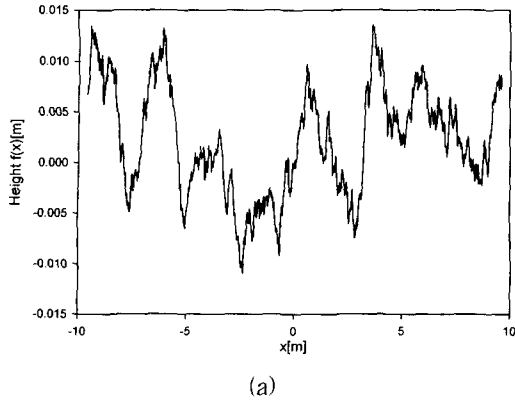


그림 4. $S_0=0.0001[m^2-2H]$, $D=1.25$, $\lambda=0.3[m]$ 일 때 (a) 생성된 샘플표면 (b) 역방향 산란계수
Fig. 4. In case $S_0=0.0001[m^2-2H]$, $D=1.25$, $\lambda=0.3[m]$. (a) Sample Surface (b) Back scattering coefficient

그림 5. $S_0=0.0001[m^2-2H]$, $D=1.35$, $\lambda=0.3[m]$ 일 때 (a) 생성된 샘플표면 (b) 역방향 산란계수
Fig. 5. In case $S_0=0.0001[m^2-2H]$, $D=1.35$, $\lambda=0.3[m]$. (a) Sample Surface (b) Back scattering coefficient

수평편파(TE)인 경우

$$\sigma^0(\theta_s) = \frac{2\pi R}{L_{eff}} \frac{1}{N} \sum_{j=0}^N E_j^s E_j^{*s} \quad (24)$$

으로 주어진다. 여기서 샘플 유효표면길이(L_{eff})는 수평 편파(TE)일 경우 다음과 같이 주어진다.

$$L_{eff} = \int_{-\infty}^{\infty} |E^i(x, 0)|^2 dx \quad (25)$$

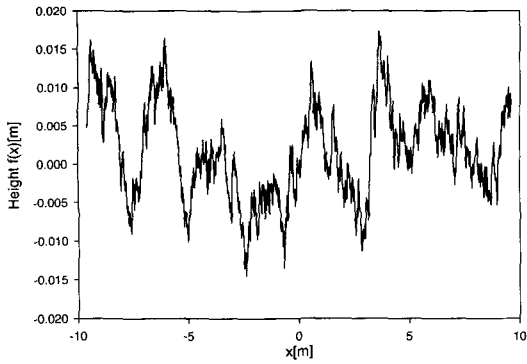
수직편파(TM)일 경우, 산란계수 $\sigma^0(\theta_s)$ 는

$$\sigma^0(\theta_s) = \frac{2\pi R}{L_{eff}} \frac{1}{N} \sum_{j=0}^N H_j^s H_j^{*s} \quad (26)$$

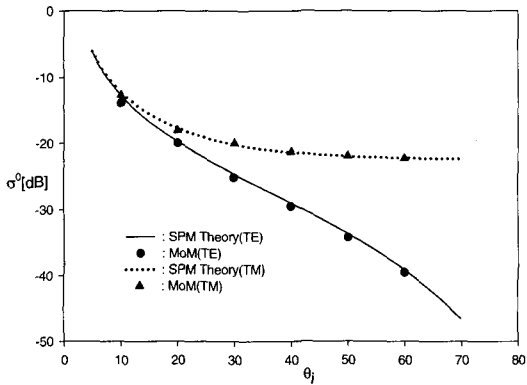
으로 주어지고, 샘플 유효표면길이(L_{eff})는 다음과 같이 표현된다.

$$L_{eff} = \int_{-\infty}^{\infty} |H^i(x, 0)|^2 dx \quad (27)$$

여기서 N 은 표면의 개수이고, * 표시는 공액 복소수를 의미한다. L , N 이 값이 크면 클수록 수치계산된 $\sigma^0(\theta_s)$ 의 정확도가 증가한다. 하지만 계산시간을 고려하여 적절한 값을 선택해야만 한다. 본 논문에서는 $L=64\lambda$ 으로 하고, 샘플표면의 개수 N 은 80으로 하여 역방향 산란계수 $\sigma^0(\theta_s)$ 를 계산하였다. 역방향 산란계수 $\sigma^0(\theta_s)$ 는 산란각 θ_s 가 $-\theta_i$ 일 때 계산한 값이다. 모멘트 방법을 이용하여 계산된 $\sigma^0(-\theta_i)$ 값의 타당성을 확인하기 위하여 소 섭동 이론에 의한 근사값과 비교하였다. 입사장 E^i 가 <그림 1>의 표면으로 입사될 때 전체장 E^{tot} 은 다음과 표시된다.



(a)



(b)

그림 6. $S_0=0.0001[m^2-2H]$, $D=1.45$, $\lambda=0.3[m]$ 일 때
(a) 생성된 샘플표면 (b) 역방향 산란계수
Fig. 6. In case $S_0=0.0001[m^2-2H]$, $D=1.45$, $\lambda=0.3[m]$.
(a) Sample Surface (b) Back scattering coefficient

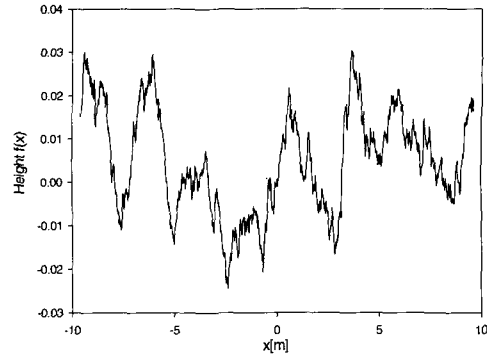
$$E^{tot}(\vec{r}) = E^0(\vec{r}) + E^s(\vec{r}) \quad (28)$$

여기서 $E^0(\vec{r})$ 는 표면이 평면일 때 입사장과 반사장의 합이다. 전체장 E^{tot} 은 다음과 같이 급수전개 할 수 있다^[10].

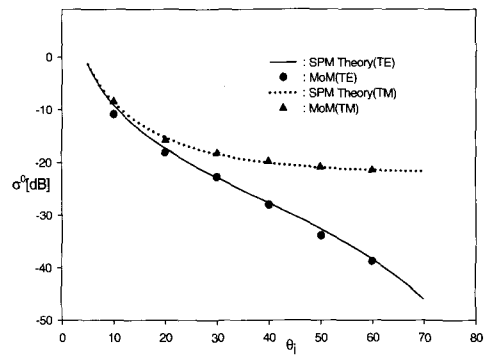
$$E^{tot}(\vec{r}) = E^0(\vec{r}) + (kh)E_1(\vec{r}) + \frac{(kh)^2}{2!}E_2(\vec{r}) + \frac{(kh)^3}{3!}E_3(\vec{r}) + \dots \quad (29)$$

여기서 h 는 표면높이의 표준편차를 나타낸다. 일반적으로 식 (29)에서 급수의 1차항 까지만 고려한 것이 소 섭동 근사식이다. 소 섭동 근사법에 의한 역방향 산란계수 (σ_{M}^0)를 구하는 방법은 다음과 같다^[12].

$$\sigma_{M}^0 = 4k^3 \cos^4 \theta_i \beta_{M} \frac{S_0}{(2k \sin \theta_i)^{(1+2H)}} \quad (30)$$



(a)



(b)

그림 7. $S_0=0.0005[m^2-2H]$, $D=1.25$, $\lambda=0.3[m]$ 일 때
(a) 생성된 샘플표면 (b) 역방향 산란계수
Fig. 7. In case $S_0=0.0005[m^2-2H]$, $D=1.25$, $\lambda=0.3[m]$.
(a) Sample Surface (b) Back scattering coefficient

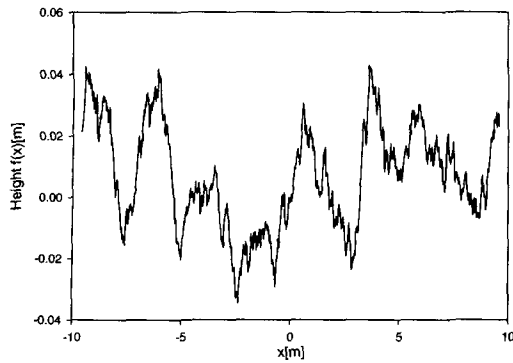
식 (30)은 입사각이 작지않고, 다음의 조건을 만족시킨다는 가정하에서 도출된 식이다^[12].

$$k^2 h^2 = \frac{k^2 S_0}{2\pi H k_{\min}^{2H}} \ll 1 \quad (31)$$

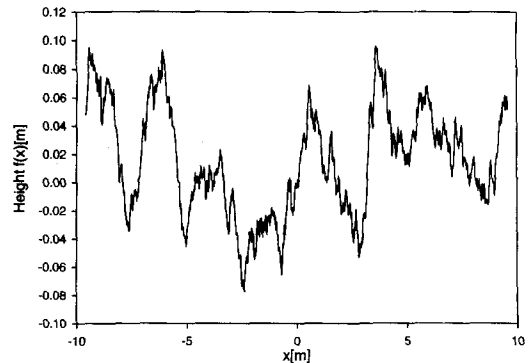
여기서 p 와 q 는 각각 h (수평편파) 또는 v (수직편파)를 나타낸다. β_{hh} 는 수평편파일 때 프레넬 반사계수를 나타낸다. 그리고 β_{vv} 는 다음과 같이 주어진다^[3].

$$\beta_{vv} = (\epsilon_r - 1) \frac{\sin^2 \theta_i - \epsilon_r (1 + \sin^2 \theta_i)}{[\epsilon_r \cos \theta_i + (\epsilon_r - \sin^2 \theta_i)^{1/2}]^2} \quad (32)$$

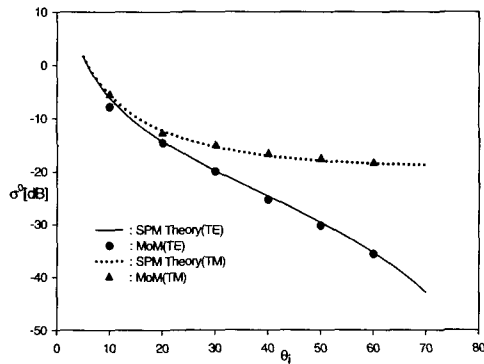
<그림 2~6>은 파장(λ)이 0.3[m], 스펙트럼 변수(S_0)를 0.0001로 고정시켜두고, 프랙탈 차원(D)을 1.05, 1.15, 1.25, 1.35, 1.45로 가변시켰을 때 생성된 샘플표면과 모멘트방법 의한 계산결과와 소 섭동 근사법에 의해 계산



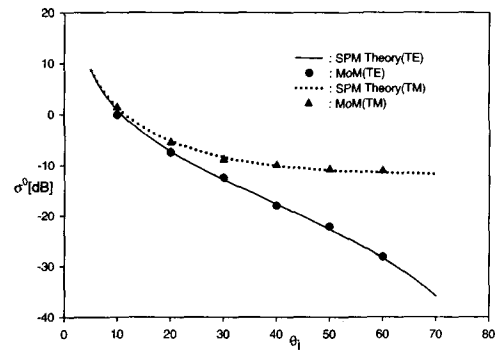
(a)



(a)



(b)



(b)

그림 8. $S_0=0.001[m^2-2H]$, $D=1.25$, $\lambda=0.3[m]$ 일 때 (a) 생성된 샘플표면 (b) 역방향 산란계수

Fig. 8. In case $S_0=0.001[m^2-2H]$, $D=1.25$, $\lambda=0.3[m]$. (a) Sample Surface (b) Back scattering coefficient

그림 9. $S_0=0.005[m^2-2H]$, $D=1.25$, $\lambda=0.3[m]$ 일 때 (a) 생성된 샘플표면 (b) 역방향 산란계수

Fig. 9. In case $S_0=0.005[m^2-2H]$, $D=1.25$, $\lambda=0.3[m]$. (a) Sample Surface (b) Back scattering coefficient

된 역방향 산란계수 $\sigma^0(-\theta_i)$ 을 보여주고 있다. D 값이 커짐에 따라 표면의 거칠기가 커짐을 알 수 있고, 소 섭동 근사법에 의한 값과 모멘트 방법에 의해 계산된 값들이 잘 일치하고 있음을 보여주고 있다.

예측한대로 프랙탈 차원 D 값이 커짐에 따라 역방향 산란계수의 값도 커짐을 알 수 있다. 프랙탈 차원은 표면의 거칠기(roughness)의 정도를 나타내는 변수로써 그 크기가 커질수록 표면 거칠기의 정도는 증가하게 된다. 표면의 거칠기가 증가하면 할수록 역방향 산란계수의 값도 커지게 된다. 즉, D 에 대한 역방향 산란계수의 경향을 알면 그것으로부터 fBm 표면의 거칠기를 예측할 수가 있다.

<그림 7~9>는 파장(λ)이 0.3[m], D 가 1.25일 때 스펙트럼 변수(S_0)를 0.0005, 0.001, 0.005로 가변시켰을 때 생성된 샘플표면과 모멘트방법 의한 계산결과와 소 섭

동 근사법에 의해 계산된 역방향 산란계수 $\sigma^0(-\theta_i)$ 을 보여주고 있다. S_0 가 커짐에 따라 전체적인 표면의 기울기가 커지고, 소 섭동 근사법에 의한 값들과 잘 일치하고 있음을 보여주고 있다. 예측한대로 S_0 가 커짐에 따라 역방향 산란계수가 커짐을 알 수 있다. S_0 가 커진다는 말은 평균제곱 기울기(s^2)가 커진다는 말이다. 즉, 표면의 기울기가 커진다는 것을 의미하는 것이다. 표면의 기울기가 커지면 커질수록 역방향 산란계수의 증가하게 된다. S_0 에 대한 역방향 산란계수의 경향을 알면 그것으로부터 fBm 표면의 기울기를 예측할 수가 있게 된다.

VI. 결 론

본 논문에서는 몬테칼로 모멘트법을 이용하여 fBm 프랙탈 표면으로부터의 역방향 산란계수를 스펙트럼 변

수(S_0), 프랙탈 차원(D)에 대하여 계산하였다. 예측한대로 S_0 와 D 값이 커짐에 따라 역방향 산란계수의 크기가 증가하였다. S_0 와 D 값의 변화에 따른 역방향 산란계수의 경향으로부터 표면의 기울기와 거칠기를 유추할 수가 있었다. 입사파의 편파로는 수평편파(TE), 수직편파(TM)를 사용하였고, 수치해석기법은 모멘트법을 사용하였다. 계산에 사용된 샘플사이즈는 64λ , 샘플의 개수는 2048개이었다. 계산된 수치해의 타당성을 검증하기 위해 소 섭동 근사법을 이용하여 그 결과의 타당성을 확인하였다. 그 결과 양자간의 결과는 서로 잘 일치하였다. 본 논문의 결과는 자연계에 존재하는 토양의 표면, 바다표면, 행성의 표면해석, 광학매질의 표면 분석에 도움을 주리라고 생각된다.

참 고 문 헌

- [1] J. A. Ogilvy, Theory of Wave Scattering from Random Rough Surfaces, New York, pp. 1~37, 1991.
- [2] G. Franceschetti, A. Iodice, M. Migliaccio, D. Riccio, "Scattering from Rough Surfaces Modeled by Fractional Brownian Motion Two-Dimensional Processes," IEEE Trans. Antennas and Propagat., vol. 47, no. 9, pp. 1405~1415, Sept. 1999.
- [3] G. Franceschetti, A. Iodice, M. Migliaccio, D. Riccio, "Fractal and the small perturbation scattering model," Radio Science, vol. 34, no. 5, pp. 1043~1054, 1999.
- [4] R. F. Harrington, Field Computation by Moment Methods. New York : IEEE Press, 1993, Ch 3.
- [5] A. Taflove, Computational Electrodynamics The Finite-Differenc Time-Domain Method : Artech House, U.S.A, pp. 51~226, 1995.
- [6] K. Falconer, Fractal Geometry. London, U.K : Wiley, 1990, Ch 16.
- [7] R. F. Voss, "Random Fractal Forgeries," in Fundamental Algorithms for Computer Graphics, R. A. Earnshaw, Ed. Berlin, Germany : Springer-Verlag, pp. 805~835, 1985.
- [8] D. L. Jaggard and Xiaoguang Sun, "Scattering from bandlimited fractal fibers," IEEE Trans. Antennas and Propagat., vol. 37, no. 12, pp. 1591~1597, Dec. 1989.
- [9] E. I. Thorsos, "The validity of the Kirchoff approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum," J. Acoust. Soc. Am, vol. 83, no. 1, pp. 78~92, Jan. 1988.
- [10] 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.
- [11] P. Flandrin, "On the spectrum of fractional Brownian motions," IEEE Trans. Information Theory, vol. 35, no. 1, pp. 197~199, Jan. 1989.
- [12] G. Franceschetti, A. Iodice, D. Riccio, "Scattering from dielectric random fractal surfaces via method of moments," IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, vol. 38, no. 4, pp. 1644~1654, July, 2000.
- [13] K. K. Mei, and J. G. Van Bladel. "Scattering by perfectly-conducting rectangular cylinders," IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 11, no. 2, pp. 185~192, Mar. 1963.
- [14] J. V. Topokov, R. T. Marchand, G. S. Brown, "On the discretization of the integral equation describing scattering by rough conducting surfaces," IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 46, no. 1, pp. 150~161, Jan. 1998.
- [15] 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 전자공학과(공학사). 1991년 2월 : 경북대학교 전자공학과(공학석사). 1991년 3월~1992년 4월 : 금성사 연구원. 1993년 4월~1998년 10월 : 국방품질관리연구소 연구원. 1999년 3월~

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



金 彩 英(正會員)

1976년 2월 : 경북대학교 전자공학과(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>