

# 몬테칼로 유한차분 시간영역 방법을 이용한 프랙셔널 브라운 모션 프랙탈 완전도체 표면에서의 전자파 산란

정회원 최 동 목\*, 김 채 영\*\*

## Electromagnetic Wave Scattering from a Perfectly Conducting Fractional Brownian Motion Fractal Surface Using a Monte-Carlo FDTD Method

Dong-Muk Choi\*, Che-Young Kim\*\* Regular Members

### 요 약

본 논문에서는 몬테칼로 유한차분 시간영역 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(S0), 프랙탈 차원(D)에 대한 역방향 산란계수를 계산하였다. 계산에 사용된 표면의 수는 80개, 표면의 점의 수는 1024개이고, 표면의 길이는 16파장이었다. 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 Finite-Difference Time-Domain(FDTD) method was computed. A 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(S0), 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, 1024, 16λ, respectively. In order to verify the computed results these results are compared with those of small perturbation methods, which show good agreement between them.

### I. 서 론

최근에 자연계에 존재하는 형상과 유사한 표면에 의한 전자파 산란 연구가 활발하게 진행되고 있다. 이러한 연구내용의 결과는 주로 원격탐사, 행성의 표면, 바다표면 분석, 레이다 영상 분야에 적용되고 있어 큰 관심이 되고 있다<sup>[1]</sup>. 특히 fBm(fractional Brownian motion) 프랙탈 모델은 자연계에 존재하는 표면의 형상과

매우 유사하기에 많은 연구가 이루어져 왔다<sup>[2,3]</sup>. 이러한 형태를 가진 표면에 의한 전자파의 산란을 계산하기 위한 방법에는 해석적인 방법과 수치적인 방법이 있다. 대표적인 해석적인 방법으로는 키르히호프 근사 기법(Kirchhoff approximation technique), 소 섭동 기법(Small perturbation method)등이 있다<sup>[2,3]</sup>. 위의 두 방법의 장점은 표면의 전자기적인 특성과 기하학적인 특성을 알면 산란된 장을 바로 알 수 있다는 것이

\* 경북대학교 공과대학 전자공학과 박사과정, \*\* 경북대학교 공과대학 전자공학과 교수  
논문번호 : 020334-0730, 접수일자 : 2002년 7월 30일

다. 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<sup>[4,5]</sup>. 본 논문에서는 유한차분 시간영역 해석방법을 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 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

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<sup>[7-9]</sup>. 본 논문에서는 첫 번째 방법을 이용하여 프랙탈 표면을 생성하였다. 생성된 표면은 전체길이  $L = N\Delta x$ , 간격  $\Delta x$ 이고,  $N$ 개의 표면수로 구성된다.  $x_n = n\Delta x$ 에서의 fBm 프랙탈 표면의 높이는 다음과 같이 생성한다<sup>[10]</sup>.

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

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

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

$m < 0$ 인 경우에는  $F(K_m)$ 는 다음과 같이 주어

진다.

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

식(2), (3)에서  $j = \sqrt{-1}$ 이고,  $K_m = 2\pi m/L$ 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 계산되어 진다. 그리고 전력 스펙트럼  $W(K_m)$ 는 다음과 같이 주어진다<sup>[11]</sup>.

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

$S_0$ 는 스펙트럼 변수(spectral parameter)로 다음과 같이 주어진다<sup>[12]</sup>.

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

그리고  $\alpha$ 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 평균 제곱 기울기는 커지게 된다. 그리고  $\Gamma$ 는 감마함수(Gamma function)를 나타낸다.

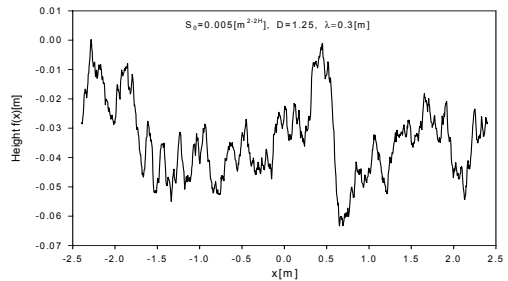


그림 4. fBm 프랙탈 형상을 가진 표면  
Fig 1. Surface realization with fBm fractal structure

그림 1은  $S_0=0.001[m^{-2H}]$ ,  $D=1.25$ , 파장( $\lambda$ )이  $0.3[m]$ 일때 생성된 fBm 프랙탈 표면의 형상을 보여주고 있다. 본 논문에서 사용된 샘플길이( $L$ )값은  $16\lambda$ 이고, 샘플표면을 사용된 포인트 수는 1024개 였다.

## III. 생성된 표면에 의한 산란된 장의 계산 및 고찰

프랙탈 형상을 가진 표면에 대한 전자파의 산란문제를 유한차분 시간영역 해석방법으로

구하기 위해 필요한 구조는 그림 2이다. 그림 2는 유한차분 시간영역 해석법으로 산란계수를 계산하기 위한 기하학적 구조이다. 이 구조에서 사용된 입사장은 평면파이다. 입사장인 전장의 방향은 z축을 향하는 수평편파(horizontal polarization)이다. 우선, 전체장(Total field)-산란장(Scattered field) 공식을 이용하여 각각의 영역에서 전장과 자장을 구한다. 산란계수를 구하기 위해서는 유한차분 시간영역 해석영역내의 산란파 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<sup>[5,6]</sup>. 그 다음 이 값을 이용하여 산란계수를 구한다. 유한차분 시간영역 해석법을 이용한 전장과 자장을 계산하는 알고리즘은 다음과 같다. 입사장이 수평편파이므로, 그림 2의 구조에서 전자장은  $E_z, H_x, H_y$ 의 세가지 성분으로 구성된다. 맥스웰 방정식의 회전방정식을 이용하면 다음과 같은 식이 구해진다.

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

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (7)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (8)$$

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

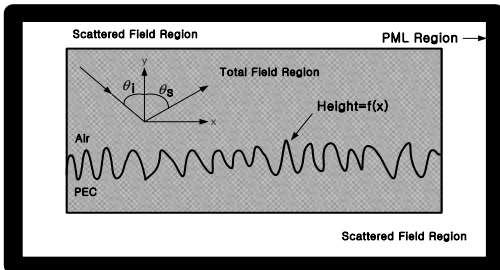


그림 6. 유한차분 시간영역 해석법을 위한 기하학적 구조

Fig 2. Geometry structure for FDTD method

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

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

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

여기서  $\Delta x = \Delta y = \Delta z$ 는 셀간 간격을 나타내고,  $\Delta t$ 는 시간 간격을 나타낸다. 식(6),(7),(8)의 반복과정을 통하여 파가 진행하게 된다. 임의의 기복을 가진 표면으로부터의 산란은 경계가 없는 문제이다. 하지만, 유한차분 시간영역 해석법은 컴퓨터의 저장공간의 한계로 인해 그림 2와 같이 계산영역은 유한한 크기로 제한되어야만 한다. 시뮬레이션 영역을 무한대 크기로 확대하기 위해서 계산영역 외곽면에 흡수 경계조건이 주어져야 한다. 흡수경계조건을 구현하는 방법에는 여러 가지가 있지만<sup>[5]</sup>, 본 논문에서는 완전 정합층(Perfectly Matched Layer)방법을 이용하였다. 완전 정합층에 사용된 층의 수는 16개로 하였다. 그리고 계산영역에서 사용된 표면의 수는 80개로 하였다. 산란계수는 평균 레이다 단면적에 샘플 표면길이(L)를 나눈 것으로 다음과 같이 정의한다<sup>[5,13]</sup>.

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

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

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

여기서  $\widehat{r}'$ 은 원점에서 전원점을 향하는 단위벡터이

고,  $k$ 는 진행파의 파수이고,  $x$ 는 원점에서 관측점까지의 벡터를 나타낸다.  $\hat{n}_a$ 는 적분경로  $C_a$ 에 대하여 바깥으로 향하는 단위벡터이다. 그리고  $\vec{E}(x')$ ,  $\vec{H}(x')$ 는 각각 전원점에서의 전장과 자장의 페이지양을 나타낸다. 이 페이지양은 이산 푸리에 변환 (Discrete Fourier Transform)을 이용하여 구할 수 있다<sup>[5]</sup>.

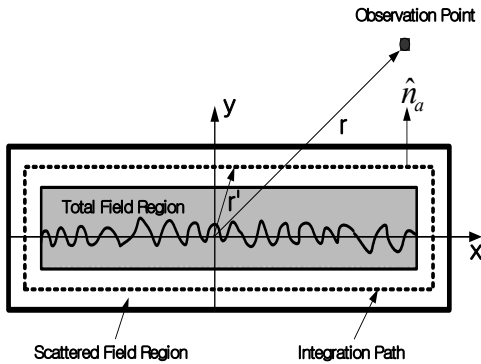


그림 8. 근거리장인 산란장으로 부터 원거리장을 구하기 위한 적분경로  
Fig 3. Integration path to obtain far-field from near field

그림 3은  $\vec{E}_s^n$ 를 계산하기 위한 적분경로를 보여준다. 산란장 영역에서 존재하는 전자장의 페이지를 계산한 다음 그 값을 적분함으로써 원거리영역에서의 페이지양인  $\vec{E}_s^n$ 를 계산할 수 있다. 유한차분 시간영역 해석법으로 계산된 산란계수 값의 타당성을 확인하기 위해 소 섭동 근사값과 비교하였다. 소 섭동 근사법에 의한 역방향 산란계수 ( $\sigma_{pq}^0$ )를 구하는 방법은 다음과 같다<sup>[12]</sup>.

$$\sigma_{pq}^0 = 4 k^3 \cos^4 \theta_i \beta_{pq} \frac{S_0}{(2 k \sin \theta_i)^{(1+2H)}} \quad (14)$$

식(14)는 입사각이 작지않고, 다음의 조건을 만족시킨다는 가정하에서 도출된 식이다<sup>[12]</sup>.

$$k^2 \sigma^2 = \frac{k^2 S_0}{2\pi H K_{\min}^{2H}} \ll 1 \quad (15)$$

여기서  $p$ 와  $q$ 는 각각  $h$ (수평편파) 또는  $v$ (수직편파)를 나타낸다.  $\beta_{hh}$ 는 수평편파일 때 프레넬 반사계수를 나타낸다. 그리고  $\beta_{vv}$ 는 다음과 같이 주어진다<sup>[3]</sup>.

$$\beta_{vv} = (\epsilon_r - 1) \frac{\sin^2 \theta_i - \epsilon_r (1 + \sin^2 \theta_i)}{[\epsilon_r \cos \theta_i + (\epsilon_r - \sin^2 \theta_i)^{1/2}]^2} \quad (16)$$

그림 4,5,6는 파장( $\lambda$ )이 0.3[m], 프랙탈 차원( $D$ )가 1.25일 때 스펙트럼 변수( $S_0$ )를 0.005, 0.0075, 0.01으로 가변 시켰을 때, 유한차분 시간영역 해석법에 의한 계산결과와 소 섭동 근사법에 의한 계산된 역방향 산란계수  $\sigma(\theta_i, -\theta_i)$ 을 보여주고 있다. 소 섭동 근사법에 의한 값과 FDTD 방법에 의한 계산된 값들이 잘 일치하고 있음을 보여주고 있다.

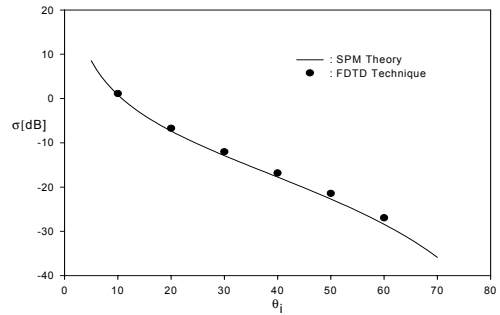


그림 9.  $S_0=0.005[m^{-2.2H}]$ ,  $D=1.25$ ,  $\lambda=0.3[m]$ 일 때 역방향 산란계수  
Fig 4. Back scattering coefficient for  $S_0=0.005[m^{-2.2H}]$ ,  $D=1.25$ ,  $\lambda=0.3[m]$

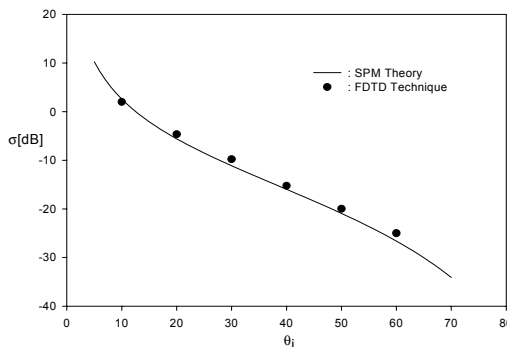


그림 5.  $S_0=0.0075[m^{-2.2H}]$ ,  $D=1.25$ ,  $\lambda=0.3[m]$ 일 때 역방향 산란계수  
Fig 5. Back scattering coefficient for  $S_0=0.0075[m^{-2.2H}]$ ,  $D=1.25$ ,  $\lambda=0.3[m]$

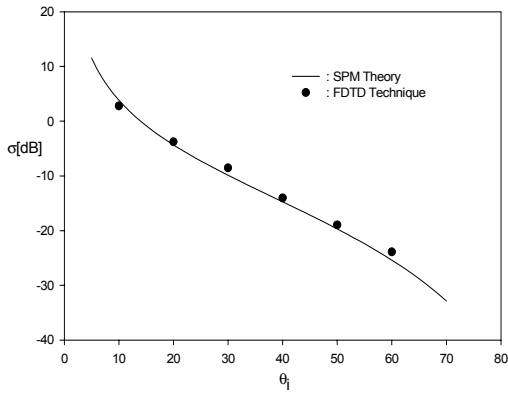


그림 6.  $S_0=0.01[m^{2-2H}]$ ,  $D=1.25$ ,  $\lambda=0.3[m]$ 일 때 역방향 산란계수

Fig 6. Back scattering coefficient for  $S_0=0.01[m^{2-2H}]$ ,  $D=1.25$ ,  $\lambda=0.3[m]$

그림 7, 8는 파장( $\lambda$ )이 0.3[m], 스펙트럼 변수( $S_0$ )를 0.0075일때 프랙탈 차원( $D$ )가 1.35, 1.45로 가변 시켰을 때, 유한차분 시간영역 해석법에 의한 계산결과와 소 섭동 근사법에 의해 계산된 역방향 산란계수  $\sigma(\theta_i, -\theta_i)$ 을 보여주고 있다. 마찬가지로 소 섭동 근사법에 의한 값과 FDTD 방법에 의해 계산된 값들이 잘 일치하고 있음을 보여주고 있다.

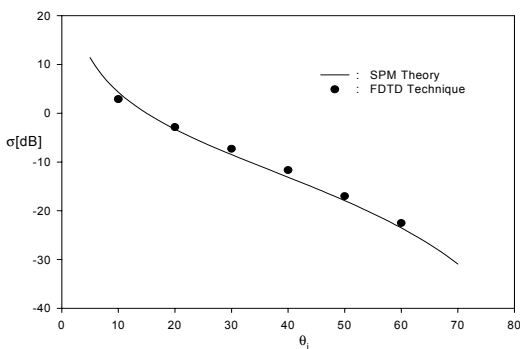


그림 7.  $S_0=0.0075[m^{2-2H}]$ ,  $D=1.35$ ,  $\lambda=0.3[m]$ 일 때 역방향 산란계수

Fig 7. Back scattering coefficient for  $S_0=0.0075[m^{2-2H}]$ ,  $D=1.35$ ,  $\lambda=0.3[m]$

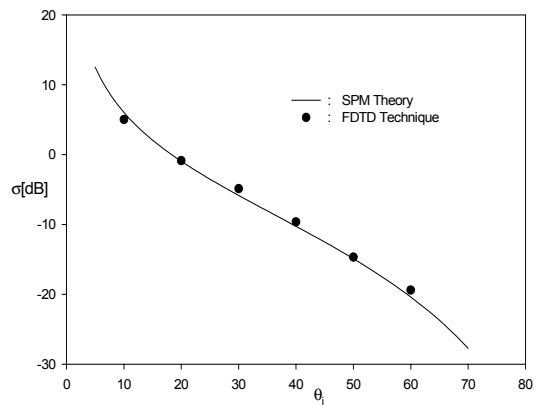


그림 8.  $S_0=0.0075[m^{2-2H}]$ ,  $D=1.45$ ,  $\lambda=0.3[m]$ 일 때 역방향 산란계수

Fig 8. Back scattering coefficient for  $S_0=0.0075[m^{2-2H}]$ ,  $D=1.45$ ,  $\lambda=0.3[m]$

그림 9은 프랙탈 차원( $D$ )를 고정시켜 두고 스펙트럼 변수( $S_0$ )을 가변 시켰을 때 FDTD 방법에 의한 역방향 산란계수를 보여주고 있다.

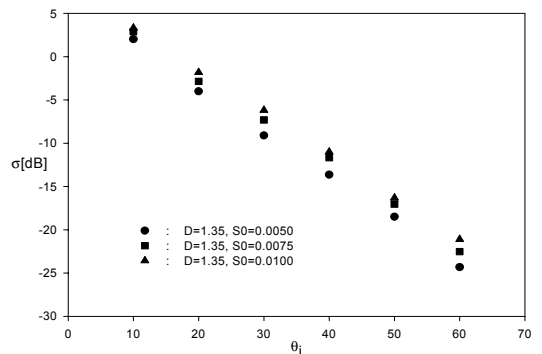


그림 9.  $D=1.35, \lambda=0.3[m]$ ,  $S_0=0.005, 0.0075, 0.01[m^{2-2H}]$ 일 때 역방향 산란계수

Fig 9. Back scattering coefficient for  $D=1.35$ ,  $\lambda=0.3[m]$ ,  $S_0=0.005, 0.0075, 0.01[m^{2-2H}]$

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 산란

계수의 증가하게 된다.  $S_0$ 에 대한 역방향 산란 계수의 경향을 알면 그것으로부터 fBm 표면의 기울기를 예측할 수가 있게된다. 그림 10은  $S_0$ 를 고정시켜 두고 프랙탈 차원(D)를 가변시켰을 때 역방향 산란계수의 경향을 보여주고 있다.

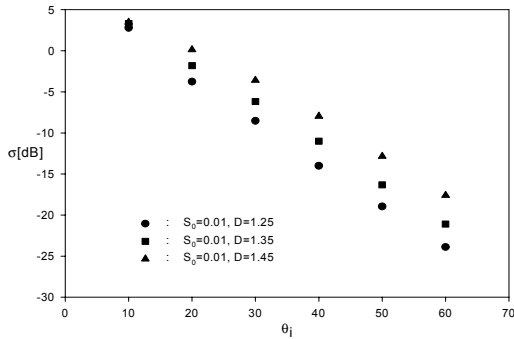


그림 10.  $S_0=0.01[m^{-2.2H}]$ ,  $\lambda=0.3[m]$ ,  $D=1.25, 1.35, 1.45$  일 때 역방향 산란계수

Fig 10. Back scattering coefficient for  $S_0=0.01[m^{-2.2H}]$ ,  $\lambda=0.3[m]$ ,  $D=1.25, 1.35, 1.45$

그림 10에서 보는바와 같이  $D$ 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 증가하게된다. 표면의 거칠기가 증가하면 할수록 역방향 산란계수의 값도 커지게 된다.  $D$ 에 대한 역방향 산란계수의 경향을 알면 그것으로부터 fBm 표면의 거칠기를 예측할 수가 있다.

#### IV. 결 론

본 논문에서는 몬테칼로 유한차분 시간영역법을 이용하여 fBm 프랙탈 표면으로부터의 역방향 산란계수를 스펙트럼 변수( $S_0$ ), 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 사용하였고, 수치해석기법은 유한 차분 시간 영역법을 사용하였다. 계산에 사용된

샘플사이즈는  $16\lambda$ , 샘플의 개수는 1024개이었다. 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.

#### 참고문헌

- [1] J. A. Ogilvy, Theory of Wave Scattering from Random Rough Surfaces, New York, p. 1-117, 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. Harrington, Field Computation by Moment Methods. New York : IEEE Press, 1993.
- [5] Allen Taflove, Computational Electrodynamics The Finite-Difference Time-Domain Method : Artech House, U.S.A, pp. 51-226, 1995.
- [6] 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.



[7] K. Falconer, Fractal Geometry. London, U.K : Wiley, 1990, Ch 16.

[8] R. F. Voss, "Random Fractal Forgeries," in Fundamental Algorithms for Computer Graphics, R. A. Earnshaw, Ed. Berlin, Germany : Springer-Verlag, pp. 805-835, 1985.

[9] Dwight L. Jaggard and Xiaoguang Sun, "Scattering from bandlimited fractal fibers," IEEE Trans. Antennas and Propagat., vol. 37, no. 12, pp. 1591-1597, Dec. 1989.

[10] Ericl. 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.

[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] 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.

최 동 목(Dong-Muk Choi)

정회원



1988년 2월 : 경북대학교 전자공학과(공학사)

1991년 2월 : 경북대학교 전자공학과(공학석사)

1991년 3월 ~ 1992년 4월: 금성사 연구원

1993년 4월 ~ 1998년 10월:

국방품질관리연구소 연구원

1999년3월~현재 : 경북대학교 전자공학과 박사과정

<관심분야> 전자파 수치해석, 원격탐사, 이동통신 전파환경

김 채 영(Che-Young Kim)

정회원



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

<관심분야> 이동통신 전파환경, 무선망설계, 전자파의 인체영향, 전자파 이론 및 응용