

論文95-32A-1-5

거친 표면 레이다 산란 해석을 위한 개선된 Kirchhoff 근사 방법

(An Improved Kirchhoff Approximation for Radar Scattering from Rough Surfaces)

吳 二 錫 *

(Yisok Oh)

요 약

본 논문에서는 거친 표면에서의 마이크로파 산란을 계산하기 위한 새로운 Kirchhoff approximation (KA) 방법을 제안하였다. 델타 함수의 변환 관계와 적분 정리를 이용하여 어떤 근사법도 도입하지 않고 KA를 직접 해석함으로써 새로운 KA 공식을 유도한 후, 이에 따라 정확한 산란 계수를 계산하였다. 수치해석적 방법으로 이 새로운 KA 방법의 정확성이 증명되었고, 이 새로운 KA를 이용하여 기존의 방법들: 즉 0차 및 1차 근사 Physical optics (PO) 모델들의 정확도를 측정할 수 있었다. 낮은 입사각에서는 1차 근사 PO 방법이 0차 근사 PO 모델보다 오차가 적으나, 높은 입사각에서는 이와 반대임을 알 수 있었다. 이 논문에서 얻은 새로운 KA 방법은 거친 표면에서의 레이다 산란 특성을 정확하게 계산하거나, 또는 다른 이론적 산란 모델이나 수치 해석적 모델들의 성능을 검토하는 데 유효하게 이용될 수 있을 것이다.

Abstract

A new Kirchhoff approximation(KA) method was proposed for microwave scattering from randomly rough surfaces. Using the spectral representation of delta function and its sifting theorem, a new KA was formulated directly without any further approximation, and this formulation was used to compute exact backscattering coefficients. The validity of the KA was verified by a numerical method, and this new KA technique was used to evaluate the existing approximated KA methods: i.e., the zeroth-order and the first-order approximated physical optics(PO) models. It was shown that the first-order approximated PO model has small error than the zeroth-order approximated PO model at low incidence angles and the opposite happens at higher incidence angles. This new KA model can be used to compute exact scattering coefficients in the validity regions of KA and to evaluate other theoretical and numerical models for scattering from randomly rough surfaces.

* 正會員, 弘益大學校 電波工學科

(Dept. of Radio Sci. Eng., Hong-Ik Univ.)

接受日字 : 1994年 7月 19日

I. 서론

송신 안테나에서 수신 안테나까지 電波를 傳播할 때나, 레이다 시스템을 이용해서 지상의 목표물을 탐지

할 때는 지표면에서의 반사 및 산란을 고려해 주어야 한다. 저주파 傳播에서는 지표면을 거칠기가 없는 평면으로 간주할 수 있고, 광 傳播에서는 지표면을 아주 거친 표면(Lambertian surface)으로 간주하여 표면 거칠기를 무시할 수 있으나, 마이크로파에서는 지면의 거칠기에 따라 반사 및 산란이 현저하게 변화한다. 특히 마이크로파 레이다를 이용한 위성 원격 탐사시에는 레이다 데이터가 바로 지표면의 산란 특성이므로 표면 거칠기와 물기 함유량등을 변수로 한 거친 표면에서의 산란 특성 해석이 불가피하게 된다. 거친 표면 산란 해석법은 초목이 없는 지표면에서의 레이다 산란 연구에 도움을 줄 뿐만 아니라 초목층이 있는 산림 등에서의 레이다 산란 특성을 연구할 때에도 초목층을 투과하여 지표면에서 산란하는 반사파를 무시할 수 없으므로 본 연구가 도움이 되리라 기대된다.

이러한 거친 표면에서의 산란을 정확한 값으로 얻는 것은 지표면의 복잡성 때문에 불가능하며, Small perturbation method(SPM)와 Kirchhoff approximation(KA) 등의 이론적 산란 모델이나 컴퓨터를 이용한 수치 해석법 등으로 개략적 산란치를 계산한다. SPM은 표면 거칠기가 아주 작아서 평면에 가까운 표면들에만 적용될 수 있고, KA는 표면 거칠기가 비교적 큰 표면들에 널리 이용되고 있다. 이 KA에서는 거친 표면상의 표면 전류(혹은 표면 전계)를 구하는 과정에서 경계면을 일정 점에서의 접선면으로 가정하는 접선면 근사법(Tangent plane approximation)을 이용한다. 접선면 근사법을 이용하더라도 KA를 직접 계산하는 것은 불가능하므로 산란치를 수량적으로 계산하기 위해서는 또 다른 근사법을 도입해야 하며, 이 KA는 Stationary-phase 근사법을 이용하는 Geometrical optics(GO) 모델과 급수를 사용해 적분을 단순화 시키는 스칼라 근사법을 이용하는 Physical optics(PO) 모델로 나눌 수 있다. GO 모델의 적용 범위는 매우 거친 표면에만 한정되어 있고 편파성이 없는 단점이 있는 반면, PO 모델은 실제 지면의 거칠기에 그 적용 범위가 비교적 맞아(마이크로파에서) 많이 이용되고 있다.^[11] PO 모델은 다시 급수를 이용하여 적분을 단순화시키는 과정에 따라 0차 근사 및 1차 근사 PO 모델로 나눌 수 있는데,^[12] 이러한 PO 모델들의 정확도나 효율성등이 검토됨이 없이 사용자들에 따라 임의로 선택되어져 왔다.^[13,4]

이 논문에서는 별도의 근사법을 사용하지 않고 직접 해석하는 계산법을 개발하여 정확한 산란치를 구한 후 이 정확한 산란치를 바탕으로 0차 와 1차 근사 PO 모델들의 정확도를 측정한다. 또한 몇몇 거친 표면들을 선정하여 컴퓨터를 이용한 수치해석법으로 표면 산란

을 해석하여 본 연구에서 개발한 새로운 KA 방법의 타당성을 확인한다. 이 전에 정확한 공식 유도를 시도했던 과학자들이 있었으나, 정확한 산란값들을 계산하지 못했거나,^[5] 아니면 계산 과정에서 또 다른 근사 방법을 도입했으므로,^[6] 이 논문은 기존의 KA 방법을 이해하거나 사용하고자 할 때 또는 정확한 산란치를 얻고자 할 때에 많은 도움을 줄 것으로 사료된다.

II. 유전체 표면에서의 산란

이 장에서는 접선면 근사법외에는 어느 다른 근사 방식도 이용하지 않고 KA를 정확하게 계산할 수 있는 공식을 유도하려 한다. 계산의 단순화를 위하여 거칠기가 한쪽 방향인 일차원적 표면에만 적용한다. 참고로, 실제 지표면은 이차원적인 거친 표면으로 표면 거칠기가 양쪽 방향이므로 훨씬 복잡한 적분식이 얻어진다. 흙과 같은 유전체(또는 불완전 도체)로 구성된 거친 표면의 산란계수 계산 공식을 유도할 것이며, 완전도체로 된 거친 표면에 대해서는 다음 장에서 다룰 것이다. 위성 원격 탐사에 사용되는 레이다 시스템은 Monostatic 안테나 방식이므로, 본 논문에서는 되산란(backscattering)의 경우만을 취급한다. 1차원적 거친 표면의 incoherent 되산란 계수는

$$\sigma_{ba}^o = \lim_{r_s \rightarrow \infty} \frac{2\pi r_s}{(2L)} \cdot \frac{\langle |E_{ba}^s|^2 \rangle - |\langle E_{ba}^s \rangle|^2}{|E_a^i|^2} \quad (1)$$

이므로 주어진 입사파 세기에서 산란파의 평균치 세기(Ensemble average intensity), $\langle |E_{ba}^s|^2 \rangle$, 와 coherent intensity, $|\langle E_{ba}^s \rangle|^2$, 등을 구해야 한다.

산란된 전계를 구하는 공식에서 전계 및 자계 Hertz 벡터인 $\Pi e(r)$ 및 $\Pi h(r)$ 와 자유공간의 스칼라 Green 함수(1차원적 거친 표면의 해석은 2차원적 산란 문제임)인 zero-order first-kind의 Hankel 함수, $Ho(1)$, 의 far-field 근사값을 이용하고 거친 표면의 local slope, Z_x , 을 포함한 국부 좌표 시스템을 도입하여 정리하면 비교적 복잡한 계산과정을 거쳐 다음과 같은 평균치 세기를 얻을 수 있다.^[1,2]

$$\langle |E_{ba}^s|^2 \rangle = |D_{ol}|^2 \int_{z_1}^{z_2} (2L - |u|) \exp[ik_{dx}u] \langle f_{ba}(Z_{z1}) f_{ba}^*(Z_{z2}) \exp[ik_{dz}z_d] \rangle du \quad (2)$$

위식에서 $|D_{ol}|^2 = k_{ol}^2 / (8\pi r_{ol})$, $k_{dx} = 2k_o \sin \theta$, $k_{dz} = -2k_o \cos \theta$, $z_d = z_1 - z_2$, $z_1 = z(x_1)$, $z_2 = z(x_2)$, $Z_{z1} = az(x_1) / \partial x_1$, $Z_{z2} = az(x_2) / \partial x_2$, $u = x_1 - x_2$ 이며 L 은 표면의

적분 한계이고 time convention은 $\exp[-i\omega t]$ 이다. 산란폭(scattering amplitude)이라 불리는 $f_{ba}(Z_x)$ 는 각 편파 특성에 따라 얻어질 수 있는데, 아래첨자 ba는 a-편파 입사에 대한 b-편파 산란의 편파 조합을 의미하며, 예를 들어 vv는 수직편파 (vertical polarization) 입사일 때 수직편파 산란의 편파 조합이다. 산란폭을 구하면

$$\begin{aligned} f_{hh}(Z_x) &= 2R_{hh} (\cos\theta + \sin\theta Z_x), \\ f_{vv}(Z_x) &= 2R_{lv} (\cos\theta + \sin\theta Z_x), \\ f_{hv}(Z_x) &= f_{vh}(Z_x) = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

이고 이때 위 식에 포함된 local Fresnel 계수는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} R_{hh} &= \frac{Z_x \sin\theta + \cos\theta - \sqrt{A(Z_x, \epsilon_r)}}{Z_x \sin\theta + \cos\theta + \sqrt{A(Z_x, \epsilon_r)}}, \\ R_{lv} &= \frac{\epsilon_r(Z_x \sin\theta + \cos\theta) - \sqrt{A(Z_x, \epsilon_r)}}{\epsilon_r(Z_x \sin\theta + \cos\theta) + \sqrt{A(Z_x, \epsilon_r)}} \end{aligned} \quad (4)$$

단, $A(Z_x, \epsilon_r) = \epsilon_r(1 + Z_x^2) - (Z_x \cos\theta - \sin\theta)^2$ 임.

식 (3)에서 알 수 있듯이 1차원적 거친 표면의 cross-polarized 되산란 계수는 0이다.

Local slope을 포함한 산란폭의 평균치를 직접 적분할 수 없으므로, 산란폭, $f_{ba}(Z_x)$, 를 급수로 펼쳐 지역별 기울기가 없는 (no slope) 첫째 항만 이용하여 적분하든지 (0차 근사 PO 모델), 아니면 급수의 1차(선형적) 기울기를 포함한 항도 더 포함하되 적분과정에서 'Edge 항'을 무시하여^[7] (1차 근사 PO 모델) 위 식 (2)를 해석해 왔다.

그러나 델타 함수의 Fourier 변환 및 sifting 정리를 이용하면

$$\begin{aligned} f_{ba}(Z_x) &= \int_{-\infty}^{\infty} f_{ba}(\beta) \delta(\beta - Z_x) d\beta \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} f_{ba}(\beta) \left\{ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[i\alpha(\beta - Z_x)] d\alpha \right\} d\beta \end{aligned} \quad (5)$$

와 같이 되므로 위 식 (2)의 $\langle \dots \rangle$ 항이 다음처럼 바뀐다.

$$\begin{aligned} &\langle f_{ba}(Z_{x1}) f_{ba}^*(Z_{x2}) \exp[ik_{dz} z_d] \rangle \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\beta_1 d\beta_2 f_{ba}(\beta_1) f_{ba}^*(\beta_2) \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha_1 d\alpha_2 \\ &\quad \cdot \exp[i\alpha_1 \beta_1 - i\alpha_2 \beta_2] \langle \exp[-i\alpha_1 Z_{x1}] \cdot \exp[i\alpha_2 Z_{x2}] \\ &\quad \cdot \exp[ik_{dz} z_d] \rangle \end{aligned} \quad (6)$$

위 식 (6)에서 알 수 있듯이 지역별 기울기 Z_{x1}, Z_{x2} 가 β_1, β_2 변수들로 바뀌어서 Ensemble 밖으로 빠져나왔고, 평균치 $\langle \dots \rangle$ 항은 random 벡터가 $\bar{x} = [Z_{x1}, Z_{x2}, z_d]^T$ 이고, parameter vector가 $\bar{w} = [-\alpha_1, \alpha_2, k_{dz}]^T$ 인 Gaussian 특성 함수(characteristic function) 형태이다. 그러므로 Gaussian 특성 함수만 구하면 다른 근사 방식을 사용하지 않더라도 쉽게 적분을 할 수 있게 된다. 실제 지표면 높이 분포 함수는 Gaussian 함수 형태이므로^[2], Gaussian 높이 분포 함수를 가정하는 것이 타당하다.

Random process의 Quadratic-mean derivative와 Taylor 급수 확산을 이용하면 random 벡터 outer product의 평균치인 correlation matrix가 다음처럼 얻어진다^[2].

$$\begin{aligned} \overline{R_1} &= \langle \bar{x} \bar{x}^T \rangle \\ &= -\sigma^2 \begin{bmatrix} \rho_{uu}(0) & \rho_{uw}(u) & \rho_u(u) \\ \rho_{uw}(u) & \rho_{uu}(0) & \rho_u(u) \\ \rho_u(u) & \rho_u(u) & -2[1 - \rho(u)] \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (7)$$

위 식에서 $\rho(u)$ 는 상관계수(correlation coefficient)이고, $\rho_u \equiv \frac{\partial \rho(u)}{\partial u}$, $\rho_{uu} \equiv \frac{\partial^2 \rho(u)}{\partial u^2}$ 이며,

$\sigma^2 = \langle Z^2(x) \rangle$ 는 표면 높이 분포 함수의 variance 이다. Correlation matrix(식 7)와 parameter 벡터를 이용하여 Gaussian 특성 함수를 구하면 아래와 같다.

$$\begin{aligned} &\langle \exp[-i\alpha_1 Z_{x1}] \cdot \exp[i\alpha_2 Z_{x2}] \cdot \exp[ik_{dz} z_d] \rangle \\ &= \langle \exp[i \bar{w}_1^T \bar{x}] \rangle \\ &= \phi_{\bar{x}}(\bar{w}) = \exp\left[-\frac{1}{2} \bar{w}_1^T \overline{R_1} \bar{w}_1\right] \\ &= \exp\left[\frac{\sigma^2}{2} \rho_{uu}(0)(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) - \sigma^2 k_{dz}^2 \{1 - \rho(u)\} - \sigma^2 \rho_{uw}(u) \alpha_1 \alpha_2 - \sigma^2 \rho_u(u) k_{dz} (\alpha_1 - \alpha_2)\right] \end{aligned} \quad (8)$$

위 식에서 볼 수 있듯이 평균치 항이 단순한 대수식으로 바뀌어서 식 (8)을 식 (6)에 대입한 후, 식 (6)을 다시 식 (2)에 대입하면 우리가 원하는 평균치 되산란 세기를 얻을 수 있다. 식 (6)에서 α_1 과 α_2 에 대한 적분을 해석적으로 실행할 수 있고, 따라서 최종적으로 식 (2)는 다음과 같이 3중 적분의 형태로 얻어진다. 이때 그림자 영향(shadowing effect)을 고려하면, 입사파가 접선면의 뒷쪽에서 입사할 수 없으므로

전파 입사각에 따른 최대 또는 최소 표면 기울기의 한계가 $\cot\theta_i$ 또는 $-\cot\theta_i$ 로 주어지므로 국부적 표면 기울기의 적분 한계가 수정되어야 한다.

$$\begin{aligned} \langle |E_{aa}^s|^2 \rangle &= \frac{|D_0|^2}{2\pi s^2 \rho_0} \int_{-2L}^{2L} du (2L - |u|) \cdot \exp[ik_{ax}u] \\ &\cdot \exp[-s^2 k_{ax}^2 (1 - \rho(u))] \\ &\cdot \exp\left[\frac{s^2 k_{ax}^2 \rho_u^2}{\rho_0(1 + \rho_B)}\right] \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \rho_B^2}} \quad (9) \\ &\int_{-\cot\theta}^{\infty} d\beta_1 f_{aa}(\beta_1) \int_{-\cot\theta}^{\infty} d\beta_2 f_{aa}^*(\beta_2) \\ &\cdot \exp\left[-\frac{\beta_1^2 + \beta_2^2 - 2\rho_B \beta_1 \beta_2}{\rho_0 s^2 (1 - \rho_B^2)}\right] \\ &\cdot \exp\left[-i \frac{k_{ax} \rho_u (\beta_1 + \beta_2)}{\rho_0 (1 + \rho_B)}\right] \end{aligned}$$

위 식에서 $\rho_0 \equiv -\rho_{uu}(0)$, $\rho_B \equiv \rho_{uu}(u)/\rho_{uu}(0)$, $s \equiv \sigma$ (rms height)^[11] 이다.

식 (1)의 coherent 산란 전계는 단순히 전계에 평균치를 취하면 되고, 적분항 내의 평균치 항은 앞서 기술한 바와 같이 델타 함수의 변환 관계를 이용하여 Gaussian 특성함수의 형태로 바꿀 수 있다. Random 벡터와 parameter 벡터가 2차원이므로 평균치 세기보다 계산이 훨씬 간단하며, 정리하여 적으면 평균 전계는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \langle E_{aa}^s \rangle &= \frac{D_0}{\sqrt{2\pi s \rho_0}} \cdot \exp\left[-\frac{s^2}{2} k_{ax}^2\right] \\ &\int_{-L}^L dx \exp[ik_{ax}x] \quad (10) \\ &\cdot \int_{-\cot\theta}^{\infty} d\beta f_{aa}(\beta) \cdot \exp\left[-\frac{\beta^2}{2s^2 \rho_{uu}(0)}\right] \end{aligned}$$

그러므로 식 (1), (9)와 (10)을 이용하여 유전체로 된 1차원적 거친 표면에서의 되산란 계수를 구할 수 있다. 이 계산 과정에서 표면 높이 분포 함수를 실제 지표면에서 확인된 Gaussian 형으로 가정하였고, 그 외에는 어느 근사방식이나 가정을 이용하지 않고 KA를 정확하게 해석하였다.

식 (9)의 3차원적 적분과 (10)의 2차원적 적분은 Gaussian-quadrature 방식등의 수치 해석적 방법으로 계산하면 된다.

III. 완전 도체 표면에서의 산란

이 장에서는 1차원적 거친 완전 도체 표면에서의 전자파 산란을 해석하기 위한 정확한 KA 공식을 유도하

도록 한다. 완전 도체에서의 반사계수는 상수이므로 ($R_h = -1$, $R_v = 1$), 1차원적 도체 표면 되산란 경우에 식 (3)의 산란폭은 다음과 같이 단순화 된다.

$$\begin{aligned} f_{hh}(Z_x) &= -2(\cos\theta + \sin\theta Z_x), \\ f_{vv}(Z_x) &= 2(\cos\theta + \sin\theta Z_x), \quad (11) \\ f_{hv}(Z_x) &= f_{vh}(Z_x) = 0 \end{aligned}$$

식 (11)의 산란폭을 (Z_x 를 β_i 로 치환 한 후) 식 (9)에 대입하면 β_1 이나 β_2 의 적분 항들도 해석적으로 적분이 가능해지고, 최종 형태의 평균치 세기는 다음과 같이 1차 적분 함수로 나타내 진다.

$$\begin{aligned} \langle |E_{aa}^s|^2 \rangle &= \langle |E_{hh}^s|^2 \rangle = 4 \frac{|D_0|^2}{2\pi s^2 \rho_0} \int_{-2L}^{2L} du (2L - |u|) \\ &\cdot \exp[ik_{ax}u] \cdot \exp[-s^2 k_{ax}^2 (1 - \rho(u))] \quad (12) \\ &\cdot \{(\cos\theta - i \sin\theta s^2 k_{ax} \rho_u)^2 + \sin^2\theta s^2 \rho_0 \rho_B\} \end{aligned}$$

위 식의 변수들은 식 (2) 및 (9)에 후술된 내용과 같다. 마찬가지로 coherent 세기는 식 (11)의 산란폭을 식 (10)에 대입하여 적분하면 아래와 같이 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} \langle |E_{aa}^s|^2 \rangle &= \langle |E_{hh}^s|^2 \rangle \quad (13) \\ &= 4|D_0|^2 \cdot \exp[-s^2 k_{ax}^2] \cdot \frac{\sin^2(k_{ax}L)}{(k_{ax}/2)^2} \end{aligned}$$

위 식에서는 그림자 영향을 보상하지 않았으므로 별도의 shadowing function을 곱하여 보상해주어야 하며, 이 논문에서는 아래에 주어진 식을 이용하기로 한다.^[18]

$$\begin{aligned} R(\theta) &= \frac{1}{1 + f(\theta, m)}, \\ f(\theta, m) &= \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \frac{m}{\cot\theta} \exp\left[-\frac{\cot^2\theta}{2m^2}\right] \\ &\quad - \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{\cot\theta}{\sqrt{2m}}\right) \quad (14) \end{aligned}$$

식 (12)와 (13)을 식 (1)에 대입하면 1차원적 완전 도체 표면에서의 되산란 계수를 구할 수 있다.

IV. 수치적 결과 검토

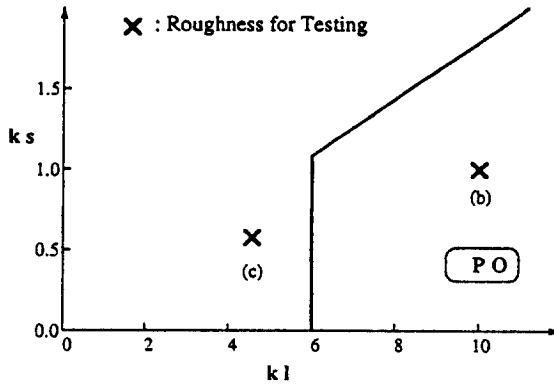
앞 장들에서 구한 새로운 KA 방법의 정확성을 검토하기 위하여, 본 장에서는 유도된 식들을 이용하여 수치적인 값의 산란 계수를 구하고 이 값들을 수치 해석적 해답과 비교 검토한다. 수치 해석적 방법으로는 1차

원적 거친 완전 도체 표면에서의 산란을 정확하게 산출하도록 개발된 'Method of moments (MoM)를 이용한 Monte Carlo method'를 사용한다. 이 수치 해석법에서는 우선 주어진 거칠기에 따라 거친 표면을 숫자 상으로 제작하고, 이 표면을 컴퓨터의 용량에 맞게 여러 조각으로 분리한 후 이 표면 조각들에 대한 산란을 MoM으로 해석한다. 그 이후 각 조각 표면에서의 산란 특성을 Monte Carlo 방식에 따라 조합하여 주어진 거친 표면에서의 산란 계수를 계산하게 된다.

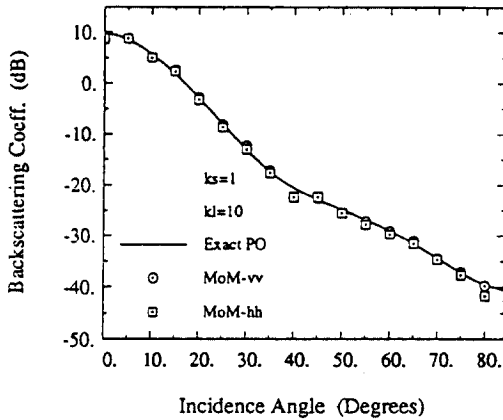
실제 지표면의 상관계수는 매우 복잡하나 Gaussian에 가까운 형태이므로 수치적 계산을 위하여 상관계수를 Gaussian 형으로 가정하면 상관함수 및 그 미분형들은 다음과 같이 주어지고, 수치 해석법에서는 이에 따른 표면을 제작하면 된다.

$$\rho(u) = \exp\left[-\frac{u^2}{l^2}\right],$$

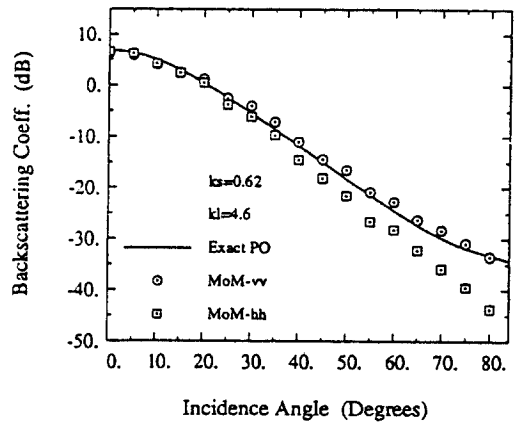
$$\rho_u(u) = -\frac{u}{l^2} \exp\left[-\frac{u^2}{l^2}\right],$$



(a)



(b)



(c)

그림 1. 새로운 KA 모델과 수치 해석법과의 비교; (a) 거칠기 정도를 나타낸 도표, (b) $ks = 1, kl = 10$ 에서, (c) $ks = 0.62, kl = 4.6$ 에서의 산란 계수.

Fig. 1. Comparison between the new KA model and the MoM solution: (a) illustration of the roughness conditions, and the backscattering coefficients for (b) $ks = 1, kl = 10$, (c) $ks = 0.62, kl = 4.6$.

$$\rho_{uu}(u) = \left[-\frac{2}{l^2} + \frac{4u^2}{l^4} \right] \cdot \exp\left[-\frac{u^2}{l^2} \right], \quad (15)$$

$$\rho_0 = -\rho_{uu}(0) = \frac{2}{l^2}.$$

위 식에서 l 은 표면 높이 분포 함수의 상관길이 (correlation length)이다.^[11] 표면의 거칠기를 수치적으로 가능하는 척도가 표면 높이 분포 함수의 표준편차인 rms height, s ,이며, 수평적 척도는 표면 높이 분포 함수의 normalized 상관계수 함수가 $1/e$ ($=0.3678\dots$)되기까지의 거리인 상관길이, l , 이다. 입사파의 파장에 따른 rms height와 상관길이를 좌표로 하면 표면의 거칠기에 따른 KA 방법의 유효영역을 그림 1 (a)와 같이 나타낼 수 있다. 그림 1에 \times 표로 표시된 거칠기의 거친 표면들에 대해 수치해석적 해답(MoM solution)을 얻어 새로운 KA 방식의 해와 비교 검토하였다. 정확한 비교를 위하여 새로운 KA모델의 적분 한계를 수치해석적 해석을 위한 거친 표면들의 segment 길이와 같도록 ($L=10l$) 선정하였다. KA 산란 모델의 유효 영역안의 거칠기 정도 (그림 1(a)의 b 점, $ks=1, kl=10, k = \text{wave-number}$)에서 수치해석법(MoM)으로 구한 산란계수치와 새로운 KA 산란 모델(Exact PO)로 구한 값이 정확하게 일치할 뿐만 아니라, 유효 영역 밖에 있는 거칠기 (그림 1(a)의 c 점, $ks=0.62, kl=4.6$)에서도 두 값이 어느 정도 일치함을 볼 수 있다. (그림 1(b)-(c) 참조)

앞에서 볼 수 있듯이 새로운 KA 산란 모델의 정확성이 수치해석법에 의해 증명되었으므로 이 모델 (정확한 PO 모델)을 이용하여 기존의 0차 및 1차 근사 PO 모델들의 정확도를 측정하려 한다. 참고로, 1차원적 유전체 거친 표면의 산란계수 계산을 위한 0차와 1차 근사 PO 모델의 공식을 적으면 다음과 같다.

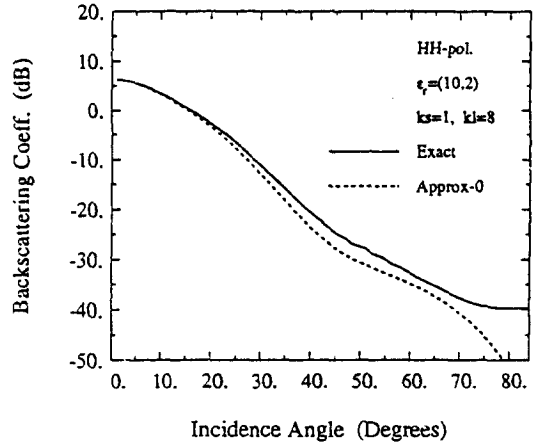
$$\langle |E^s_{\omega}|^2 \rangle_{0th} = |D_0|^2 4 \cos^2 \theta |R_d|^2 \int_{-2L}^{2L} du (2L - |u|) \cdot \exp[ik_{dz}u] \cdot \exp[-s^2 k_{dz}^2 (1 - \rho(u))] \quad (16)$$

$$| \langle E^s_{\omega} \rangle_{0th} |^2 = |D_0|^2 4 \cos^2 \theta |R_d|^2 \cdot \exp[-s^2 k_{dz}^2] \cdot \frac{\sin^2(k_{dz}L)}{(k_{dz}L/2)^2} \quad (17)$$

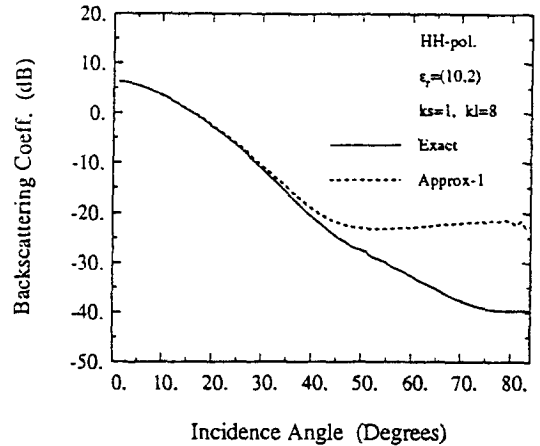
$$\langle |E^s_{\omega}|^2 \rangle_{1st} = \frac{1}{\cos^4 \theta} \langle |E^s_{\omega}|^2 \rangle_{0th}, \quad (18)$$

$$| \langle E^s_{\omega} \rangle_{1st} |^2 = \frac{1}{\cos^4 \theta} | \langle E^s_{\omega} \rangle_{0th} |^2$$

도체 표면에서의 산란 계수는 위 식들에 $|R_d|^2=1$ 를 대입함으로써 얻을 수 있다.



(a)



(b)

그림 2. 새로운 KA 모델과 기존의 근사 PO 모델들의 비교; 거칠기가 $ks = 1, kl = 8$ 이고, 유전율이 $\epsilon_r = (10, 2)$ 인 유전체에서 편파성이 hh 일때, (a) 0차 근사 PO 모델과 (b) 1차 근사 PO 모델의 검토.

Fig. 2. Comparison between the new KA model and the existing approximated PO models for the roughness of $ks = 1, kl = 8$, a dielectric constant of $\epsilon_r = (10, 2)$, hh-polarization; examination of (a) 0th approximated PO model and (b) 1st approximated PO model.

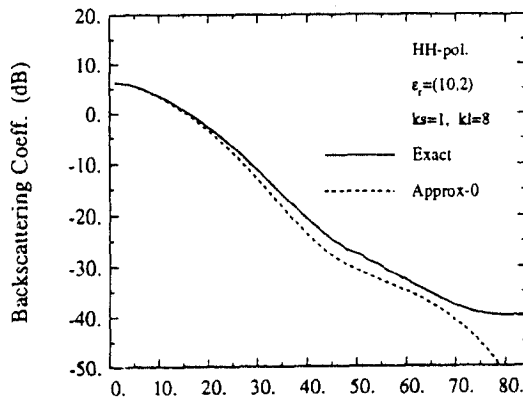
그림 2는 거칠기가 $k_s=1, k_l=8$ 이고 상대 유전율 ϵ_r 가 (10, 2)인 유전체 거친 표면에서의 되산란 계수를 새로운 모델로 계산한 값과 0차 근사 PO 모델(그림 2(a)) 및 1차 근사 PO 모델(그림 2(b))로 계산한 값들과 비교하였다. 0차 근사 PO 모델은 산란폭의 급수 중에서 표면의 국부 기울기(local slope)를 포함하지 않는 항만을 취하는 근사 방식을 사용했기 때문에(no slope 항), 그림 2(a)에서 보는 바와 같이 오차가 있으며, 이 경우($k_s=1, k_l=8, \epsilon_r = (10, 2)$)에는 입사각 $20^\circ - 70^\circ$ 범위에서 2 내지 5 dB정도 낮은 값을 준다. 1차 근사 PO 모델은 산란폭의 급수 중에서 국부 기울기가 포함된 1차 항까지 취하고 부분적분하는 과정에서 edge 항을 버리는 근사 방식을 사용했는데(edge 항 무시), 그림 2(b)에서 보는 바와 같이 오차가 있으며, 이 경우($k_s=1, k_l=8, \epsilon_r = (10, 2)$)에는 낮은 입사각 ($\theta < 40^\circ$) 범위에서는 오차가 거의 없으나, 큰 입사각 ($\theta > 40^\circ$) 범위에서는 오차가 아주 큰 높은 값을 산출해 낸다. (45° 에서는 5dB, 70° 에서는 15dB).

그림 3은 비교적 거칠기가 크고($k_s=1, k_l=6$, 그림 3(a)) 작은($k_s=1, k_l=10$, 그림 3(b)) 두개의 도체 표면등에 새로운 정확한 모델과 0차 및 1차 근사

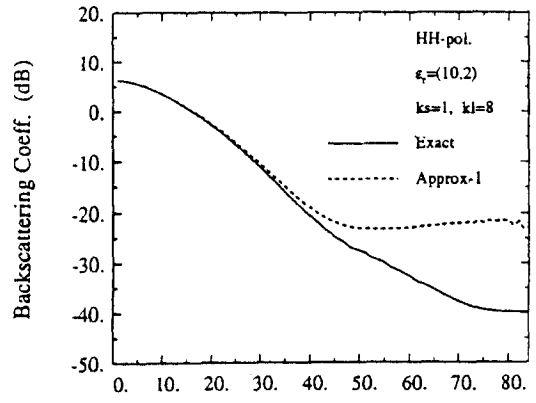
PO 모델을 적용하여, 거칠기에 따른 오차 정도를 검토하였다. 그림에서도 알 수 있듯이 0차 근사 PO 모델 오차 (slope 항을 포함시키지 않은 영향에 의한)는 거칠기가 큰 표면에서 더욱 심하고, edge 항을 무시하여 생긴 1차 근사 PO 모델의 오차는 거칠기가 작은 표면에서 크다는 것을 알 수 있다. 이상에서는 지면 관계상 두개의 거칠기 (k_s 와 k_l)에 대해서만 수치해석적 결과에 대하여 설명되었지만 거칠기 조건이 KA 유효 조건에 맞으면 유사한 결과를 가져온다.

V. 결 론

본 논문에서는 1차원적 거친 표면에서의 전자파 산란을 계산하기 위한 정확한 KA 방법을 제안하였다. 이 새로운 KA 모델은 접선면 근사 방식 외에는 어떤 근사 방식도 사용하지 않았으며, 완전 도체 표면에 대하여는 정확한 수치 해석법(MoM를 이용한 Monte Carlo 방법)과 비교 검토함으로써 그 정확성이 증명되었다. 이 논문에서 유도된 새로운 모델은 기존의 0차 및 1차 근사 PO 모델의 정확도를 측정하는데 사용되었다. 0차근사 PO은 국부 기울기 영향을 무시했으므로 산란 계수를 정확한 값보다 낮게 산출하며, 1차 근



(a)



(b)

그림 3. 새로운 KA 모델과 기존의 0차 및 1차 근사 PO 모델들의 비교; 완전 도체 표면에서 거칠기가 (a) $k_s = 1, k_l = 6$ 이고 (b) $k_s = 1, k_l = 10$ 일 때.

Fig. 3. Comparison between the new KA model and the existing 0th and 1st approximated PO models for the perfectly conducting surfaces of the roughness of (a) $k_s = 1, k_l = 6$ and (b) $k_s = 1, k_l = 10$.

사 PO 모델은 edge 항 영향을 무시한 결과 산란 계수를 높게 산출하는데, 그 오차 크기는 입사각 및 표면 거칠기에 따른다는 것을 알 수 있었다. 본 논문에서 개발된 새로운 KA 모델은 KA 유효 영역에서 정확한 레이다 산란 계수를 계산하는데 쓰일 뿐만아니라 다른 산란 모델의 정확도를 검토하는데도 이용되어 질 수 있는 등 많은 활용이 예상된다.

※ 본 논문은 1994년도 홍익대학교 교내학술연구비 지원으로 연구되었음.

참 고 문 헌

- [1] F.T. Ulaby, M.K. Moore, and A.K. Fung, Microwave Remote Sensing, Active and Passive, vol.2, Artech House, Norwood, MA, 1982.
- [2] Y. Oh, Microwave Polarimetric Back-scattering from Natural Rough Surfaces, Ph.D. dissertation, University of Michigan, Ann Arbor, USA, 1993.
- [3] P. Beckmann and A. Spizzichino, The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces, Artech House, MA, 1987.
- [4] L. Tsang, J.A. Kong, and R.T. Shin, Theory of Microwave Remote Sensing, John Wiley and Sons, New York, 1985
- [5] A. Stogryn, "Electromagnetic scattering from rough, finitely conducting surfaces", Radio Science, vol. 2, No. 4, pp. 415-428, April 1967.
- [6] J.A. Holzer and C.C. Sung, "Scattering of electromagnetic waves from a rough surface. II", *J. Appl. Phys.*, vol. 39, pp. 1002-1011, March 1978.
- [7] P. Beckmann, The Depolarization of Electromagnetic Waves, The Golem Press, Boulder, Colorado, 1968.
- [8] M.I. Sancer, "Shadow-corrected electromagnetic scattering from a rough surface", *IEEE Trans. Antenna Propag.*, vol. 17, pp. 577-585, September 1969.

저 자 소 개



吳二錫(正會員)

1957년 2월 4일생. 1982년 연세대학교 전기공학과 졸업(공학사). 1988년 University of Missouri-Rolla 전기 및 컴퓨터과학과 졸업(MS). 1993년 University of Michigan 전기공학 및 컴퓨터과학과 졸업(Ph.D). 1994년 3월-현재 홍익대학교 전자공학과 조교수. 주관심 분야는 마이크로파 원격탐사, 레이다 시스템 및 마이크로파 회로 설계임.