

임피던스 경계 조건, 모멘트 법과 몬테 카를로 방법을 이용한 논의 산란계수 수치적 계산과 측정 데이터와의 비교

Numerical Computation of the Backscattering Coefficients of Rice Fields Using the Impedance Boundary Condition, Moment Method and Monte Carlo Method

홍진영 · 오이석

Jin-Young Hong · Yisok Oh

요약

본 논문은 논에 대한 전파 산란 특성을 측정하고, 수치적 계산 결과와 비교함으로써 벼의 수치적 모델링에 대한 전파 산란 알고리즘을 제시하고자 한다. 임피던스 경계 조건과 dyadic 그린함수로부터 임피던스 표면 위(수면)의 손실 있는 유전체(벼)에 대한 적분 방정식을 유도하였고, 모멘트 법을 이용하여 유전체의 체적 전류를 계산하였다. 또한, 몬테 카를로 방법을 적용하여 입사 각도 및 편파에 따른 후방 산란 계수를 수치적으로 계산하였다. 1.85 GHz의 측정 시스템을 이용하여 논의 후방 산란 계수를 측정하였으며, 본 논문에서 제시한 알고리즘의 계산 결과와 비교, 검증하였다.

Abstract

A numerical algorithm for estimating precise backscattering coefficients of rice fields is proposed and its accuracy is verified in this paper. After a bunch of rice plants above water surface is modeled with a bunch of randomly oriented lossy dielectric bodies above an impedance surface and the equivalent volume currents of the lossy dielectrics are computed using the moment method. Then, the scattered fields of a rice field with many bunches are computed with a Monte Carlo method, and consequently the backscattering coefficient of the rice field is computed for various incidence angles and polarizations. Finally, the backscattering coefficient of a rice field is measured at 1.85 GHz using an R-band scatterometer system, and these experimental data are used to verify the numerical algorithm proposed in this paper. It is found that the numerical computation results agree well with the measurement data.

Key words : Moment Method, Impedance Surface, Scattering Coefficients, Dyadic Green's Function, Monte Carlo Method

I. 서론

실내와 도심 지역에서의 전파 현상에 대한 연구는 많이 진행되어 왔으나, 도외지 지역에 대한 연구는 상대적으로 미미한 실정이며, 우리나라 평야 지역의 대부분은 논으로 이루어져 있으므로 논에서의

전파 현상에 대한 연구가 필요하다. 우리나라에서도 향후 운용될 아리랑 5호에 Synthetic Aperture Radar(SAR)가 장착되어 실시간으로 영상 데이터를 얻을 예정이며, 이 영상 데이터를 효율적으로 활용하려면 논에서의 전파 산란을 정확하게 계산할 수 있어야 한다. 일반적으로 논은 표면은 물이며, 벼 잎은 손실 있

「본 연구는 국방과학연구소 지원을 받는 KAIST 전파탐지연구센터의 도움으로 수행되었음.」

홍익대학교 전파통신공학과(Department of Radio Science and Communication Engineering, Hongik University)

· 논문 번호 : 20061220-04S

· 수정완료일자 : 2007년 7월 2일

는 유전체로 표현할 수 있다. 따라서, 논에 대한 수치적 모델링은 임피던스 표면 위에 유전체의 다발들이 분포되었다고 가정할 수 있다. 임피던스 표면 위의 유전체에 대한 2차원적인 산란 문제의 수치 해석은 이미지 이론을 적용하여 발전해 왔지만^[1], 수면 위의 3차원 벼 잎에 대한 계산은 매우 복잡하여 산란계수를 예측하기가 어렵다. 또한, 논을 얇은 유전체 판들이 불규칙하게 분포한다고 가정하고 RT(Radiative Transfer) 방법을 적용한 연구 결과^{[2],[3]}도 있으나 RT 방법은 계산이 쉽다는 장점이 있는 반면, 벼 포기의 구조를 무시하고, 다중산란을 포함하지 않는 단점이 있다. 모멘트 법을 적용해 등가 체적 전류를 정확하게 계산함으로써 다중 산란 영향을 무시할 수 없다는 것이^{[4],[5]}에 발표되었다. 본 연구에서는 다중 산란을 정확하게 포함하고, 벼 포기 구조를 사실적으로 구현할 수 있도록 모멘트 법으로 논 벼 포기기에 대해 정확한 등가 체적 전류를 계산하고 몬테 카를로 방법을 이용하여 많은 벼 포기가 있는 논 산란 계수를 계산하였다.

2장에서는 논을 모델링하기 위한 임피던스 경계 조건에 대해 알아보고, 3장에서는 임피던스 경계의 3차원 dyadic 그린 함수를 유도하고, 4장은 적분 방정식에 대한 모멘트 법의 해석 방법 및 산란 전계 계산 방법을 유도하였으며, 5장에서는 논 측정에서 사용된 R 밴드 scatterometer 시스템의 개요와 측정 방법에 대해 설명하였다. 6장에서는 모멘트 법과 몬테 카를로 방법을 사용하여 계산된 수치적 결과와 측정 결과를 비교하였다.

II. 임피던스 경계 조건

벼에 대한 전파 산란계수를 계산하기 위해서는 논에 대한 수치적 모델링이 필요하며, 본 논문에서는 그림 1과 같이 평평한 수면 위에 손실 있는 유전체 실린더(줄기)들과 길고 얇은 유전체 판(잎)들로 사실적인 벼 포기의 구조를 구현하였고, 수면은 임피던스 표면으로 모델링 하였다.

유전체 표면의 Fresnel 반사 계수는 각각의 편파에 따라 다음과 같은 형태를 갖는다.

$$\Gamma_E(\gamma) = \frac{\eta \cos \gamma - \cos \theta_t}{\eta \cos \gamma + \cos \theta_t}, \quad \Gamma_H(\gamma) = \frac{\cos \gamma - \eta \cos \theta_t}{\cos \gamma + \eta \cos \theta_t} \quad (1)$$

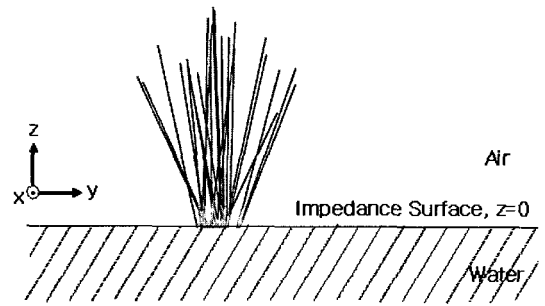


그림 1. 논 벼의 수치적 모델링
Fig. 1. Numerical modeling for rice field.

여기에서, η 는 경계면의 표준화된(normalized) 임피던스로서 $\eta = Z/Z_0 = 1/\sqrt{\epsilon_r}$ 를 의미하며 $\cos \theta_t = \sqrt{1 - (\eta \sin \gamma)^2}$ 이고 γ 는 입사각이다. 임피던스 경계면이 물처럼 유전율이 높은 경우, 다음 그림 2와 같이 전파가 진행하게 되어 임피던스 경계 조건을 적용할 수 있으며, 다음과 같은 반사 계수 식을 얻을 수 있다^[5].

$$R_E(\gamma) = \frac{\eta \cos \gamma - 1}{\eta \cos \gamma + 1} = 1 - \frac{2}{\eta \cos \gamma + 1},$$

$$R_H(\gamma) = \frac{\cos \gamma - \eta}{\cos \gamma + \eta} = 1 - \frac{2\eta}{\cos \gamma + \eta} \quad (2)$$

그림 3은 입사각의 입사 각도에 따른 임피던스 경계 조건의 유효성을 보이는 것으로 E-편파(⊥-편파, hh-편파)의 경우, 모든 입사각에서 0.1% 이내의 오차 범위를 나타냈으며, H-편파(∥-편파, vv-편파)의 경우 80° 미만의 입사각에서 1% 이내의 오차를 보였다.

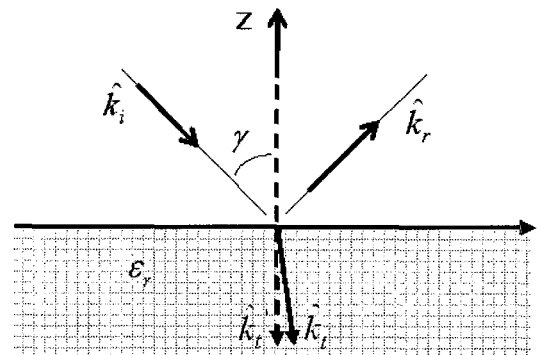


그림 2. 임피던스 경계 조건 적용시 전파의 진행 방향
Fig. 2. Wave propagation of impedance surface.

임피던스 경계 조건, 모멘트 법과 몬테 카를로 방법을 이용한 논의 산란계수 수치적 계산과 측정 데이터와의 비교

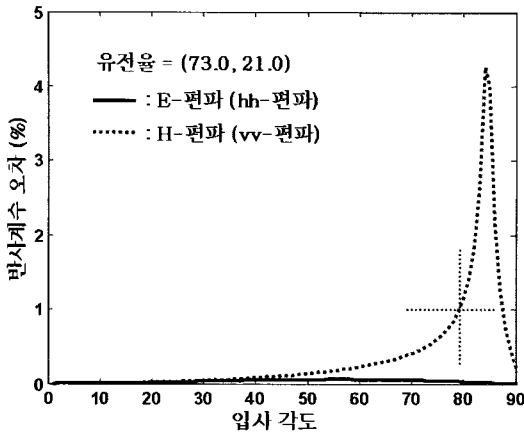


그림 3. 입사 각도에 따른 반사 계수의 오차 범위(%)
Fig. 3. Error rate of reflection coefficients for incidence angles(%).

산란계수를 연구하는 원격 탐사 분야에서 입사 각도의 측정 및 계산 범위가 주로 20~70° 이내 임을 간주해 보면 그림 3에 의해 임피던스 경계 조건의 적용이 가능함을 알 수 있다^[10]. 물의 상대 유전율(73.0, 21.0)은 주파수가 1.85 GHz일 때에 실험식[7, App. E]에 의해 얻을 수 있었다.

그림 4는 임피던스 경계 조건을 적용할 수 있는 유전율의 허용 범위를 보이는 것으로 40°의 입사각에서 상대 유전율이 10 이상일 경우 0.4% 이하의 반사 계수 오차를 보였다. 또한, 다른 모든 입사각에서도 유사한 결과를 얻을 수 있었다. 따라서, 본 논문의 경우 경계면(수면)의 상대 유전율이 (73.0, 21.0)이므로 임피던스 경계 조건을 적용할 수 있을 뿐만 아니라 유전율이 10 이상인 젖은 흙일 경우에도 적용이 가능함을 알 수 있다.

III. Dyadic 그린 함수

유전체 표면 위의 미소 전류 소스에 대한 그린 함수를 구할 때, sommerfeld 형태 적분이 가장 많이 사용된다. 그러나, 이 방법은 오실레이션이 크고 계산이 비효율적인 면이 있다. 따라서, 본 논문에서는 적절한 적분 변환을 이용하여 적분이 신속하게 수행할 수 있는 임피던스 경계면에서의 dyadic 그린함수를 유도하였다. 자유 공간에서 전기적 전류 $\vec{J}(\vec{r}')$ 의 분포에 의해 생성되는 전계는 시간 요소를 $e^{i\omega t}$ 로 가정

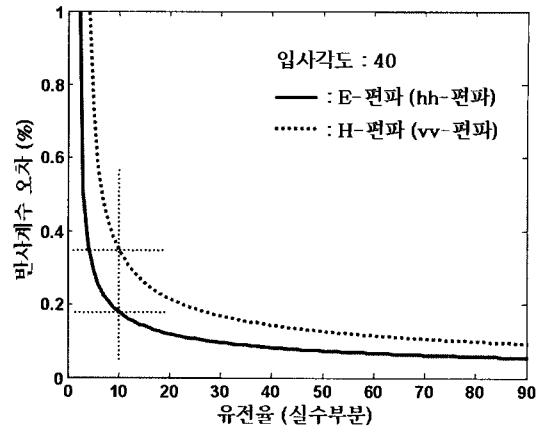


그림 4. 경계면의 유전율에 따른 반사 계수 오차 범위(%)
Fig. 4. Error rate of reflection coefficients of relative dielectric constants for surface(%).

하였을 때 다음과 같다.

$$\vec{E}^s(\vec{r}) = ik_0 Z_0 \int \vec{G}_0(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}(\vec{r}') dv' \quad (3)$$

Dyadic 미분 방정식은 다음과 같다.

$$\nabla \times \nabla \times \vec{G}_0(\vec{r}, \vec{r}') - k^2 \vec{G}_0(\vec{r}, \vec{r}') = \vec{I} \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (4)$$

여기서, $\vec{G}_0(\vec{r}, \vec{r}') = (\vec{I} + \frac{\nabla \nabla}{k^2}) g_0(\vec{r}, \vec{r}')$, $g_0(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|}$ 를 의미한다.

위의 dyadic 연산은 행렬의 곱의 형태로 표현될 수 있으며 직각 좌표계에서 ∇ 연산자를 풀면 다음과 같은 행렬 형태를 얻을 수 있다.

$$\vec{G}_0(\vec{r}, \vec{r}') = \begin{bmatrix} 1 + \frac{\partial^2}{k^2 \partial x^2} & \frac{\partial^2}{k^2 \partial x \partial y} & \frac{\partial^2}{k^2 \partial x \partial z} \\ \frac{\partial^2}{k^2 \partial y \partial x} & 1 + \frac{\partial^2}{k^2 \partial y^2} & \frac{\partial^2}{k^2 \partial y \partial z} \\ \frac{\partial^2}{k^2 \partial z \partial x} & \frac{\partial^2}{k^2 \partial z \partial y} & 1 + \frac{\partial^2}{k^2 \partial z^2} \end{bmatrix} g_0(\vec{r}, \vec{r}') \quad (5)$$

자유 공간에서의 그린 함수는 주파수 영역 변환을 이용하면 다음 식과 같고,

$$g_0(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{i}{8\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ik_x(x-x') + ik_y(y-y') + ik_z|z-z'|}}{k_z} dk_x dk_y \quad (6)$$

경계면에서 반사되는 전파에 대한 그린 함수

$g_r^{E,H}$ 는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$g_r^{E,H}(\bar{r}, \bar{r}') = \frac{i}{8\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \Gamma_{E,H}(\gamma) \frac{e^{ik_x(x-x') + ik_y(y-y') + ik_z|z+z'|}}{k_z} dk_x dk_y \quad (7)$$

여기에서 $k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$ 이며, dyadic 그린함수는 자유 공간에서의 dyadic 그린 함수 $\bar{\bar{G}}_0(\bar{r}, \bar{r}')$ 와 임피던스 평면에 의한 dyadic 그린 함수 $\bar{\bar{G}}_r(\bar{r}, \bar{r}')$ 로 나타낼 수 있다^[6].

$$\bar{\bar{G}}(\bar{r}, \bar{r}') = \bar{\bar{G}}_0(\bar{r}, \bar{r}') + \bar{\bar{G}}_r(\bar{r}, \bar{r}') \quad (8)$$

$\bar{\bar{G}}_r(\bar{r}, \bar{r}') = (\bar{I} + \frac{\nabla\nabla}{k^2})g_r(\bar{r}, \bar{r}')$ 이며, $g_r(\bar{r}, \bar{r}')$ 을 계산할 때 적분 변환 식을 사용하지 않을 경우, null과 pole이 심하게 포함되어 있는 Bessel 함수와 유사한 적분 형태가 나타나 계산이 상당히 복잡해진다. 이에 임피던스 면에 의한 그린 함수를 효율적으로 계산하기 위해 다음의 적분 변환 식을 적용한다^{[5],[13]}.

$$\int e^{-\alpha v} e^{-k_z v} dv = \frac{1}{\alpha + k_z} \quad (9)$$

여기서, $\text{Re}(\alpha) > 0$ 이며, 식 (2)의 임피던스 면에 대한 편파별 반사 계수를 α, β 로 표현하면 다음과 같은 반사 계수를 구할 수 있다.

$$R_E(\gamma) = 1 - \frac{2\alpha}{\alpha + k_0 \cos \gamma}, \quad R_H(\gamma) = 1 - \frac{2\beta}{\beta + k_0 \cos \gamma} \quad (10)$$

여기에서, $\alpha = k_0 \eta, \beta = k_0 \eta, k_0 \cos \gamma = k_z$ 이다. 위 식을 식 (7)에 대입하면, 임피던스 면에 대한 그린 함수는 다음 식과 같다.

$$g_r^E(\bar{r}, \bar{r}') = \frac{i}{8\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ik_x(x-x') + ik_y(y-y') + ik_z|z+z'|}}{k_z} dk_x dk_y - 2\alpha \int e^{-\alpha-k_z v} \left\{ \frac{i}{8\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ik_x(x-x') + ik_y(y-y') + ik_z|z+z'|}}{k_z} dk_x dk_y \right\} dv \quad (11)$$

위 식의 첫 항은 공기 중의 image 그린 함수와 같고, 두 번째 항은 continuous image의 그린 함수와 같다. 임피던스 표면의 이미지 이론에 의한 그린 함수를 편파 별로 정리하면 다음과 같은 간단한 형태로

표현된다.

$$g_r^E(\bar{r}, \bar{r}') = g_1(r_1) - 2\alpha \int_0^{\infty} e^{-\alpha v} g_2(r_2) dv \quad (12)$$

$$g_r^H(\bar{r}, \bar{r}') = g_1(r_1) - 2\beta \int_0^{\infty} e^{-\beta v} g_2(r_2) dv \quad (13)$$

여기에서, $g_1(r_1) = \frac{e^{ik_1 r_1}}{4\pi r_1}, g_2(r_2) = \frac{e^{ik_2 r_2}}{4\pi r_2}$ 로 정의되며, $r_1 = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2}, r_2 = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z'+iv)^2}$ 이다. 따라서, 임피던스 표면의 이미지 이론에 의한 dyadic 그린 함수는 다음과 같은 행렬 형태로 표현될 수 있다.

$$\bar{\bar{G}}_r^E(\bar{r}, \bar{r}') = \begin{bmatrix} 1 + \frac{\partial^2}{k^2 \partial x^2} & \frac{\partial^2}{k^2 \partial x \partial y} & -\frac{\partial^2}{k^2 \partial x \partial z} \\ \frac{\partial^2}{k^2 \partial y \partial x} & 1 + \frac{\partial^2}{k^2 \partial y^2} & \frac{\partial^2}{k^2 \partial y \partial z} \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} g_r^E \quad (14)$$

$$\bar{\bar{G}}_r^H(\bar{r}, \bar{r}') = - \begin{bmatrix} 1 + \frac{\partial^2}{k^2 \partial x^2} & \frac{\partial^2}{k^2 \partial x \partial y} & -\frac{\partial^2}{k^2 \partial x \partial z} \\ \frac{\partial^2}{k^2 \partial y \partial x} & 1 + \frac{\partial^2}{k^2 \partial y^2} & -\frac{\partial^2}{k^2 \partial y \partial z} \\ \frac{\partial^2}{k^2 \partial z \partial x} & \frac{\partial^2}{k^2 \partial z \partial y} & -1 - \frac{\partial^2}{k^2 \partial z^2} \end{bmatrix} g_r^H \quad (15)$$

IV. Moment Method를 이용한 전파 산란계수 계산

4.1 적분 방정식

손실 있는 유전체의 전파 산란 문제에서 3차원 유전체의 전체 전계는 등가 체적 전류를 이용하여 표현할 수 있으며, 이를 정리하여 미지 전류의 함수인 적분 방정식을 만들 수 있다. 우선, 적분 방정식에서의 입사 전계와 산란 전계에 대한 방향 성분을 각각 $(\hat{n}_i, \hat{v}_i, \hat{k}_i), (\hat{n}_s, \hat{v}_s, \hat{k}_s)$ 로 표현할 수 있다^{[12],[14]}.

체적 등가 이론을 적용하면 다음 식과 같이 3차원의 유전체에 대한 전체 전계를 등가 체적 전류로 표현할 수 있다.

$$\bar{J}(\bar{r}) = -ik_0 Y_0 (\epsilon_r(\bar{r}) - 1) [\bar{E}^i(\bar{r}) + \bar{E}^s(\bar{r})] \quad (16)$$

임피던스 경계 조건, 모멘트 법과 몬테 카를로 방법을 이용한 논산계수 수치적 계산과 측정 데이터와의 비교

여기서, 전체 전계는 입사 전계와 산란 전계로 구성되며 각각의 전계는 다음 식과 같다.

$$\bar{E}^i(\bar{r}) = (\hat{E}_h' \hat{h}_i + E_{\hat{v}_i}') e^{ik_0 \hat{k}_i \cdot \bar{r}} \quad (17)$$

$$\bar{E}^s(\bar{r}) = ik_0 Z_0 \left[\bar{G}_0(\bar{r}, \bar{r}') + \bar{G}_r(\bar{r}, \bar{r}') \right] \cdot \bar{J}(\bar{r}') dv' \quad (18)$$

위 식들을 적용하여 전개하면 다음과 같은 적분 방정식을 구할 수 있다.

$$\begin{aligned} \bar{J}(\bar{r}) - k_0(\epsilon_r(\bar{r}) - 1) \left[\bar{G}_0(\bar{r}, \bar{r}') + \bar{G}_r(\bar{r}, \bar{r}') \right] \cdot \bar{J}(\bar{r}') dv \\ = -ik_0 Y_0 (\epsilon_r(\bar{r}) - 1) \bar{E}'(r) \end{aligned} \quad (19)$$

미지 전류를 포함한 위 식의 정확한 해석이 알려져 있지 않기 때문에 다음 절에서 모멘트 법을 적용한 수치 해석 방법을 이용해 해를 구하였다.

4-2 모멘트 법(Moment Method)

본 논문에서는 가장 간단한 형태의 함수인 펄스 기저(pulse basis) 함수와 점 매칭(point matching)을 이용하였으며, 위 식은 다음과 같은 형태로 나타낼 수 있다^[11].

$$L[\bar{J}(\bar{r}')] = V \quad (20)$$

여기에서 $L[J]$ 는 식 (19)의 왼쪽 항이고, V 는 식 (19)의 오른쪽 항이다. 다음 식은 펄스 기저 함수를 이용하여 유전체 내의 미지 전류를 나타낸 것이다.

$$\bar{J}(\bar{r}') = \sum_{m=1}^N I_m \bar{p}_m(\bar{r}') \quad , \text{여기서 } \bar{p}_m(\bar{r}') = \begin{cases} 1 & , \Delta v_m \\ 0 & , \text{다른 곳에서} \end{cases} \quad (21)$$

위 식을 식 (19)에 적용했을 때 각 cell(Δv_m)의 중심점에서 성립되고 점 매칭을 이용하면 N 개의 식이 생긴다.

$$\begin{aligned} \sum_{m=1}^N I_m \left\{ p_m(\bar{r}_n) - k_0^2 (\epsilon_r - 1) \int_{\Delta v_m} \left[\bar{G}_0(\bar{r}_m, \bar{r}_n') + \bar{G}_r(\bar{r}_m, \bar{r}_n') \right] dv_m \right\} \\ = -ik_0 Y_0 (\epsilon_r(\bar{r}) - 1) \bar{E}'(r) \end{aligned} \quad (22)$$

위 식의 적분 방정식은 다음 식과 같이 행렬 방정식으로 표현할 수 있다.

$$\begin{bmatrix} [Z_{mn}^{xx}] & [Z_{mn}^{xy}] & [Z_{mn}^{xz}] \\ [Z_{mn}^{yx}] & [Z_{mn}^{yy}] & [Z_{mn}^{yz}] \\ [Z_{mn}^{zx}] & [Z_{mn}^{zy}] & [Z_{mn}^{zz}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [I_m^x] \\ [I_m^y] \\ [I_m^z] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [V_n^x] \\ [V_n^y] \\ [V_n^z] \end{bmatrix} \quad (23)$$

여기에서,

$$Z_{mn}^{pq} = \delta_{pq} \delta_{mn} - k_0^2 [\epsilon_r(\bar{r}_n) - 1] \cdot \int_{\Delta v_n} \left[g_0^{pq}(\bar{r}_m, \bar{r}_n) + g_r^{pq}(\bar{r}_m, \bar{r}_n) \right] dv_n \quad (24)$$

$$V_n^q = -ik_0 Y_0 (\epsilon_r(\bar{r}_n) - 1) \bar{E}'_p(\bar{r}_n) \quad , \quad I_m^p = \text{미지 전류 크기} \quad (25)$$

$\delta_{pq} \delta_{mn}$ 은 Kronecker 델타 함수이고 $p, q=x, y, z$ 이며, \bar{r}_n, \bar{r}_m 은 matching point와 적분 point의 위치 벡터이다.

임피던스 행렬 $[Z]$ 의 비 대각 요소는 각 cell의 중심점 주변을 아래의 식들을 이용하여 적분함으로써 구할 수 있고, 대각 요소(selfcell)는 적분 과정에서 singularity가 발생하며 이 singularity를 제거하기 위해 selfcell의 중심점 \bar{r}_n 을 기준으로 반지름이 a 인 작은 구체적($=v_\epsilon$)을 위치시켜 대수적으로 계산하고 구를 제외한 나머지 부분은 수치적으로 체적 적분한다^[5].

적절한 방법을 이용하여 계산할 수 있다. Singularity를 해결하는 방법은 다음 페이지에 자세히 설명하였다. 임피던스 행렬은 다음 식과 같이 재구성할 수 있다.

$$Z_{pq, mn}^{E, H} = \delta_{pq} \delta_{mn} - k_0^2 [\epsilon_r(\bar{r}_n) - 1] \cdot \{ A_{pq, mn}^{E, H} + B_{pq, mn}^{E, H} + D_{pq, mn}^{E, H} \} \quad (26)$$

여기에서,

$$A_{pq, mn}^E = A_{pq, mn}^H = \int_{\Delta v_n} L_{pq} g_0(\bar{r}_m, \bar{r}_n) dv' \quad (27)$$

$$B_{pq, mn}^E = C_{b, pq}^E \int_{\Delta v_n} L_{pq} g_1(\bar{r}_m, \bar{r}_n) dv' \quad ,$$

$$B_{pq, mn}^H = C_{b, pq}^H \int_{\Delta v_n} L_{pq} g_1(\bar{r}_m, \bar{r}_n) dv' \quad (28)$$

$$D_{pq, mn}^E = \int_{\Delta v_n} C_{d, pq}^E \left\{ \int_{\Delta v_m} L_{pq} g_2(\bar{r}_m, \bar{r}_n) dv' \right\} dv \quad ,$$

$$D_{pq, mn}^H = \int_{\Delta v_n} C_{d, pq}^H \left\{ \int_{\Delta v_m} L_{pq} g_2(\bar{r}_m, \bar{r}_n) dv' \right\} dv \quad (29)$$

$$[C_{b, pq}^E] = \begin{bmatrix} 1 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad , \quad [C_{b, pq}^H] = \begin{bmatrix} -1 & -1 & 1 \\ -1 & -1 & 1 \\ -1 & -1 & 1 \end{bmatrix} \quad (30)$$

$$[C_{d, pq}^E] = -2\alpha e^{-\alpha a} [C_{b, pq}^E] \quad , \quad [C_{d, pq}^H] = -2\beta e^{-\beta a} [C_{b, pq}^H] \quad (31)$$

L_{pq} 의 각 연산은 다음과 같이 계산된다.

$$L_{xx}g_i = \left[1 + \frac{1}{k_0^2 r_i^4} \left\{ (x_m - x_n)^2 [3(1 - ik_0 r_i) - k_0^2 r_i^2] - r_i^2 (1 - ik_0 r_i) \right\} \right] g_i \quad (32)$$

$$L_{xy}g_i = L_{yx}g_i = \frac{1}{k_0^2 r_i^4} (x_m - x_n)(y_m - y_n) [3(1 - ik_0 r_i) - k_0^2 r_i^2] g_i \quad (33)$$

$$L_{xz}g_i = L_{zx}g_i = \frac{1}{k_0^2 r_i^4} (x_m - x_n) f_i(z) [3(1 - ik_0 r_i) - k_0^2 r_i^2] g_i \quad (34)$$

$$L_{yy}g_i = \left[1 + \frac{1}{k_0^2 r_i^4} \left\{ (y_m - y_n)^2 [3(1 - ik_0 r_i) - k_0^2 r_i^2] - r_i^2 (1 - ik_0 r_i) \right\} \right] g_i \quad (35)$$

$$L_{yz}g_i = L_{zy}g_i = \frac{1}{k_0^2 r_i^4} (y_m - y_n) f_i(z) [3(1 - ik_0 r_i) - k_0^2 r_i^2] g_i \quad (36)$$

$$L_{zz}g_i = \left[1 + \frac{1}{k_0^2 r_i^4} \left\{ (z_m - z_n)^2 [3(1 - ik_0 r_i) - k_0^2 r_i^2] - r_i^2 (1 - ik_0 r_i) \right\} \right] g_i \quad (37)$$

여기서 $i=0, 1, 2$, $f_0(z)=z_m - z_n$, $f_1(z)=z_m + z_n$, $f_2(z)=z_m + z_n + iv$ 이다. 각 cell이 충분히 작다는 가정하에 observation cell에 대한 적분은 다음의 식으로 간단히 계산할 수 있다.

$$\int_{\Delta} L_{pq} g_i(\bar{r}_m, \bar{r}_n) dV \approx L_{pq} g_i(\bar{r}_m, \bar{r}_n) \Delta x \Delta y \Delta z \quad (38)$$

E-편파의 입사파에 대한 여기 벡터 $[V_n^q]$ 는 다음과 같다.

$$V_n^x = -ik_0 Y_0 [\epsilon_r(\bar{r}_n) - 1] \sin \phi_i e^{ik_0 \hat{k}_i \cdot \bar{r}_n} \quad (39)$$

$$V_n^y = -ik_0 Y_0 [\epsilon_r(\bar{r}_n) - 1] (-\cos \phi_i) e^{ik_0 \hat{k}_i \cdot \bar{r}_n} \quad (40)$$

$$V_n^z = 0 \quad (41)$$

또한, H-편파의 입사파에 대한 여기 벡터 $[V_n^q]$ 는 다음과 같다.

$$V_n^x = -ik_0 Y_0 [\epsilon_r(\bar{r}_n) - 1] \cos \theta_i \cos \phi_i e^{ik_0 \hat{k}_i \cdot \bar{r}_n} \quad (42)$$

$$V_n^y = -ik_0 Y_0 [\epsilon_r(\bar{r}_n) - 1] \cos \theta_i \sin \phi_i e^{ik_0 \hat{k}_i \cdot \bar{r}_n} \quad (43)$$

$$V_n^z = -ik_0 Y_0 [\epsilon_r(\bar{r}_n) - 1] \sin \theta_i e^{ik_0 \hat{k}_i \cdot \bar{r}_n} \quad (44)$$

임피던스 행렬의 각 요소 $[Z_{mn}^{pq}]$ 와 여기 벡터 $[V_n^q]$ 가 계산되면, 유전체 내의 미지 전류 $[I_m^p]$ 는 행렬 방정식을 다음과 같이 역 변환함으로써 계산할 수 있다.

$$[I_m^p] = [Z_{mn}^{pq}]^{-1} [V_n^q] \quad (45)$$

체적 전류 \bar{J} 가 결정되면, far field 관측점에서의 산란 전계는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \bar{E}_\theta^s(r, \theta, \phi) &= \bar{E}_\theta^s(r, \theta, \phi) = \\ &= \frac{ik_0 Z_0}{4\pi r} e^{ik_0 r} \Delta V \sum_{i=1}^N \left[(I_i^x \sin \phi_s - I_i^y \cos \phi_s) \cdot \right. \\ &\quad \left. (e^{-i\bar{k}_i \cdot \bar{r}_i} + R_E e^{-i\bar{k}_i \cdot \bar{r}_i}) \right] \end{aligned} \quad (46)$$

$$\begin{aligned} \bar{E}_\phi^s(r, \theta, \phi) &= \bar{E}_\phi^s(r, \theta, \phi) = \frac{ik_0 Z_0}{4\pi r} e^{ik_0 r} \Delta V \times \\ &\times \sum_{i=1}^N \left[(I_i^x \cos \theta_s \cos \phi_s + I_i^y \cos \theta_s \sin \phi_s + I_i^z \sin \theta_s) \cdot \right. \\ &\quad \left. (-e^{-i\bar{k}_i \cdot \bar{r}_i} + R_H e^{-i\bar{k}_i \cdot \bar{r}_i}) \right] \end{aligned} \quad (47)$$

V. 산란계수 측정 결과와 비교

측정 장소는 수원에 위치한 농업과학기술원의 연구용 논으로 선정하였고, 여기에 측정 타워를 설치하였으며, 안테나 세트를 삼각대에 고정하여 타워 위에 설치한 후 각도 별 30번씩 안테나를 이동하면서 전파 산란을 모든(vv, hh, vh, hv) 편파에 대해 측정하였다. Scatterometer의 송수신기로는 네트워크 분석기(HP8753D)를 사용하였고, R 밴드 표준 혼 안테나 두 개를 동축선으로 송수신기에 연결하여 간단하게 full polarimetric scatterometer 시스템을 구성하였다. 측정 주파수는 1.85 GHz를 중심으로 500 MHz의 대역폭에서 측정하였다^[8].

지표면에서 안테나까지의 높이(h)는 3.4 m였으며, 입사각 30°, 40°, 50°, 60°에서 측정하였다. 보정용 target으로는 trihedral 전파 반사기를 사용하였으며, 전파 반사기 측정은 잡음을 제거하기 위해 스티로폼 위에 올려놓고 빔이 지면에 도달하는 중심 거리(r_0)만큼의 거리에서 측정하였다.

측정 당시 벼의 생태 조건은 모내기 후 12일이 경과한 5월 29일에 해당하며 벼의, 평균 길이는 20 cm,

최대 수직각도 10°, 잎 평균 두께 0.05 cm, 잎 평균 폭 0.8 cm, 벼의 수분 함유량 71 %, 벼 한 포기당 평균 줄기 수 8개, 줄기 당 잎의 평균 개수 2.6개, 벼 포기 사이의 거리는 각각 30 cm, 15 cm였다.

논에 대한 전파 산란 계수 계산을 위해 모멘트 법을 적용하기에 앞서 본 연구에서 사용하는 모멘트 법의 정확성을 검증해 보았다. 검증은 자유 공간의 손실 있는 유전체에 대해 모멘트 법의 계산 결과와 이론 모델(PO, GRG)의 결과를 비교하였고, 기존의 알려져 있는 정육면 유전체의 RCS(Radar Cross Section)와 모멘트 법으로 계산된 결과를 비교함으로써 정확성을 검증하였다. 우선, 자유 공간에 아주 얇은 타원형의 유전체에 대해 모멘트 법으로 RCS를 계산하고, 이론적 모델인 PO(Physical Optics), GRG(Generalized Rayleigh Gans)의 결과와 비교해 보았다. 타원형의 유전체는 장축이 8 cm, 단축이 3.5 cm, 두께가 0.04 cm, 상대 유전율(19.2, 6.4)이며, 5.3 GHz에서 cell 크기는 0.3 cm×0.3 cm ($\lambda/18.8 \times \lambda/18.8$)이고, 975개의 cell 개수에 대해 4장에 설명한 모멘트 법을 적용하여 RCS를 수치적으로 계산하고 이론적인 모델들과 비교한 결과 매우 잘 일치함을 알 수 있었다^[15]. 또한, 한 변의 길이가 $a = \lambda/5$, $\epsilon_r = 9$ 인 정육면 유전체에 대한 bistatic 산란 계수를 모멘트 법과 기존에 알려져 있는 계산 결과와 비교하여 모멘트 법의 정확성을 검증하였다^[5].

실제 논에서 벼는 길이, 폭, 두께 등 모든 생태 변수(biomass)가 불규칙한 특성을 보이며, 이양기에 의해 심어진 벼 사이의 간격 또한 일정하지 않음을 알 수 있었다. 이는 scattermeter를 이용한 논(distributed target)의 측정에서도 나타나는 현상으로 안테나가 보는 위치에 따라 입사 각도가 같을지라도 측정 결과가 계속 변화함을 볼 수 있다. 따라서, 측정은 독립적인 측정 샘플들을 최대한 많이 얻은 후 측정값의 평균을 취함으로써 측정의 오차를 줄일 수 있다.

이와 마찬가지로 이유로 벼의 불규칙성을 고려한 전파 후방 산란 계수를 계산하기 위해 몬테 카를로 방법을 적용하였다. 임피던스 표면 위에 벼 잎들을 랜덤하게 위치시켜 N 개의 독립된 샘플을 생성하고, 각각의 샘플에 대해 4장에 설명한 모멘트 법을 적용하여 산란 전계를 계산한 후 다음 식에 대입하여 산란 계수를 구함으로써 계산값의 오차를 줄일 수 있

었다.

$$\sigma^0 = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{4\pi r^2}{A} \left\{ \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |E_n^s|^2 - \frac{1}{N^2} \left| \sum_{n=1}^N E_n^s \right|^2 \right\} \quad (48)$$

A 는 각 샘플의 면적을 나타내고, N 은 전체 샘플의 개수이며, $N \geq 50$ 일 때 신뢰성 있는 결과를 얻을 수 있다.

5장에 있는 벼의 생태 변수(biomass)에 대한 평균 측정값에서 벼 잎의 길이, 두께, 폭, 각도 등을 실제의 벼 상태와 유사하게 하기 위해 랜덤 변수로 정하였고, 벼 잎 길이의 경우, 1.0 cm의 표준편차를 적용하고 계산하였다.

3 차원 모멘트 법을 계산하기 위해서는 많은 컴퓨터 자원을 필요로 하며, 다음 그림 5와 같이 16개의 벼 포기(4×4)에 대해 계산하였으며, 몬테 카를로 방법을 적용하기 위해 랜덤 샘플 50개를 생성하였다.

다음 그림은 모멘트 법 및 몬테 카를로 방법을 이용하여 계산한 전파 후방 산란 계수와 scattermeter로 측정된 결과를 나타낸 것이다. 계산값과 측정값이 모든 편파에서 비교적 잘 일치하는 결과를 얻을 수 있었으며, 계산 샘플 수를 증가시킨다면 정확도가

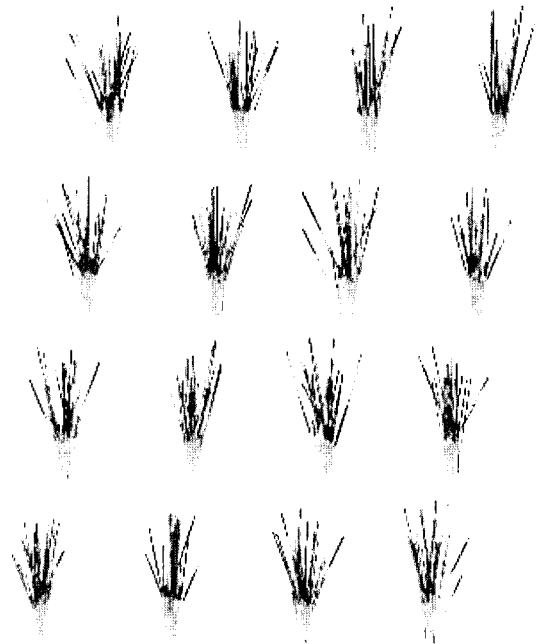


그림 5. 수치적 계산에 적용된 논 의 구조
Fig. 5. Generated numerical rice field structure.

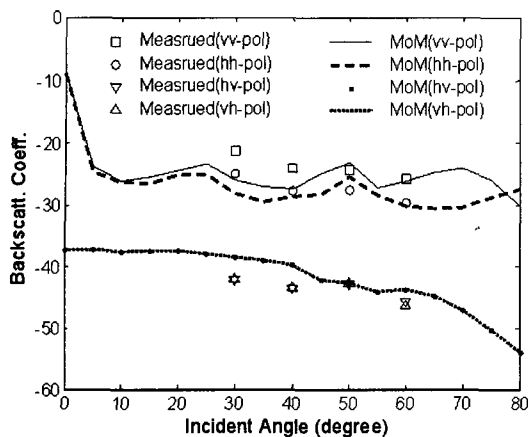


그림 6. 논 의 전파 산란 계수 계산값과 측정값의 비교
 Fig. 6. Comparisons of the measured data and numerical results for co- and cross-polarizations.

좀 더 좋아질 것이다. 본 논문에서는 후방 산란 계수만 계산하였으나 각도의 변화를 통해 임의의 모든 위치에서 전파 산란을 계산할 수 있다.

VI. 결 론

논에 대한 수치적 모델링은 임피던스 표면(수면) 위에 3차원의 손실 있는 유전체 실린더(줄기)들과 얇은 유전체 판(잎)들로 사실적인 벼 포기를 설정하였고 임피던스 표면 위의 유전체들에 대한 3차원 dyadic 그린 함수, 적분 방정식, 모멘트 법의 적용 방법 및 임피던스 경계 조건에 대해 자세히 유도하였다. 모멘트 법을 이용해 벼 포기에 대해 등가 체적 전류를 정확하게 계산하고 몬테 카를로 방법을 이용하여 정확한 전파 산란계수를 계산하였다.

본 연구에 사용된 모멘트 법의 정확성을 검증하기 위해 타원형의 얇은 유전체에 대해 이론적 모델인 PO, GRG와 비교하였으며, 기존의 알려져 있는 정육면 유전체에 대한 전파 산란 계수를 비교함으로써 수치 해석 코드의 정확성을 검증하였다.

측정은 수원에 위치한 농업과학기술원의 연구용 논에서 수행하였으며, 측정 타워를 설치하고 안테나 세트를 삼각대에 고정하여 타워 위에 설치한 후 중심 주파수 1.85 GHz, 500 MHz의 대역폭에서 각도 별로 30번씩 안테나를 이동하면서 모든 편파 별로 측정하였다.

논의 전파 산란 계산값과 측정값이 모든 편파에서 비교적 잘 일치하는 결과를 얻을 수 있었다. 본 논문에서는 후방 산란 계수만 계산하였으나, 다른 산란 각도에서도 전파 산란을 계산할 수 있다. 향후 알고리즘의 개선을 통해 계산의 정확도 및 속도를 향상시킨다면 벼의 모든 생육 기간에 대한 정확한 전파 산란 계수를 계산할 수 있을 것이다. 이를 통해 도외지 지역에서의 전파 현상에 대한 이해와 향후 운용될 다목적 위성인 아리랑 5호의 영상 데이터를 효율적으로 활용하는데 적용할 수 있을 것이다.

감사의 글

측정 장소와 논 데이터를 제공해 주신 농업과학기술원의 홍석영 박사와 측정을 도와준 홍익대학교 전파응용연구실의 김령모, 장지성에게 감사드린다.

참 고 문 헌

- [1] K. Sarabandi, "Scattering from dielectric structures above impedance surfaces and resistive sheets", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 40, no. 1, pp. 67-78, Jan. 1992.
- [2] T. L. Toan, F. Ribbes, L. F. Wang, N. Floury, X. H. Ding, J. A. Kong, M. Fujita, and T. Kurosu, "Rice crop mapping and monitoring using ERS-1 data based on experiment and modeling results", *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 35, no. 1, pp. 41-56, Jan. 1997.
- [3] L. Tsang, K. H. Ding, G. Zhang, C. C. Hsu, and J. A. Kong, "Backscattering enhancement and clustering effects of randomly distributed dielectric cylinders overlying a dielectric half space based on monte-carlo simulations", *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 43, no. 5, pp. 488-499, May 1995.
- [4] 장영미, Impedance Sheet 이론을 이용한 3차원 유전체들의 레이더 산란 해석용 수치적 알고리즘, 홍익대학교 대학원 석사논문, 2001년 6월.
- [5] Y. Oh, Y. M. Jang, and K. Sarabandi, "Full-wave analysis of microwave scattering from short vegetation: an investigation on the effect of multiple

임피던스 경계 조건, 모멘트 법과 몬테 카를로 방법을 이용한 논산 산란계수 수치적 계산과 측정 데이터와의 비교

- scattering", *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 40, no. 11, pp. 2522-2526, Nov. 2002.
- [6] C. T. Tai, *Dyadic Green's Function in Electromagnetic Theory*, IEEE Press, 1993.
- [7] F. T. Ulaby, A. K. Fung, and R. Moore, *Microwave Remote Sensing, Active and Passive*, vol. III, Artech House, 1986.
- [8] 홍진영, 오이석, "식물층에서의 편파별 후방 산란 측정과 산란 모델의 비교", 한국전자과학회논문지, 17(9), pp. 804-810, 2006년 9월.
- [9] T. K. Sarkar, E. Arvas, and S. Ponnappalli, "Electromagnetic scattering from dielectric bodies", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-37, pp. 673-676, 1989.
- [10] L. Tsang, J. A. Kong, and R. T. Shin, *Theory of Microwave Remote Sensing*, Wiley-Interscience, 1985.
- [11] R. F. Harrington, *Field Computation by Moment Methods*, IEEE Press, 1993.
- [12] T. B. A Senior, J. L. Volakis, *Approximate Boundary Condition in Electromagnetics*, IEE, England, 1995.
- [13] R. L. Burden, J. D. Faries, *Numerical Analysis*, PWS Publishers, 1985.
- [14] F. T. Ulaby, C. Elachi, *Radar Polarimetry for Geoscience Applications*, Artech House, 1990.
- [15] Yisok Oh, Jin-Young Hong, "Re-examination of analytical models for microwave scattering from deciduous leaves", *IET Antennas Propagat.*, vol. 1, no. 3, pp. 617-623, Jun. 2007.

홍진영



2000년 2월: 홍익대학교 전파공학과 (공학사)
 2002년 2월: 홍익대학교 전파통신공학과 (공학석사)
 2002년 2월~2004년 8월: 삼성전기 중앙연구소 RF Lab
 2004년 8월~현재: 홍익대학교 전자통신공학과 박사과정

[주 관심분야] 전파 산란, 마이크로파 원격탐사, 안테나

오이석



1982년 2월: 연세대학교 전기공학과 (공학사)
 1988년 12월: University of Missouri-Rolla, 전기 및 컴퓨터공학과 (공학석사)
 1993년 12월: University of Michigan, Ann Arbor, 전기공학 및 컴퓨터공학과 (공학박사)

1994년 3월~현재: 홍익대학교 전자전기공학부 교수
 [주 관심분야] 전파 산란, 마이크로파 원격탐사, 안테나