

주파수 영역 Green 함수와 모멘트법을 이용한 유전체 평판 부착 다이폴 안테나의 특성해석

正會員 오 이 석*

Analysis of a Dipole Antenna Attached on a Dielectric Slab Using a Spectral-Domain Green's Function and the Method of Moments

Yisok Oh* *Regular Member*

※이 논문은 정보통신부 대학기초연구지원으로 수행된 연구 결과의 일부임.

요 약

본 논문에서는 유전체 평판에 부착된 다이폴 안테나의 특성을 정확하게 해석하는 하나의 수치해석 방법을 제안한다. 단위 크기의 무한소 전류가 유전체 평판 위에 있을 때 주파수영역의 Green 함수를 유도한 후 경계조건을 이용한 전개적분방정식을 세우고 모멘트법을 이용하여 다이폴 안테나의 전류분포를 구하였다. 임피던스 행렬 요소를 구할 때 근사 함수를 이용하여 계산시간을 단축할 수 있었다. 계산된 전류분포를 이용하여 유전체의 두께, 유전율에 따른 입력 임피던스를 얻고, 이에 따라서 안테나 공진 길이와 공진 저항을 계산하였다. 유전율이 증가하면 공진 길이와 공진 저항이 단순히 감소하나, 유전체 두께가 증가할 때는 공진 길이와 공진 저항 값이 오르내림을 알았다.

ABSTRACT

This paper proposes an exact numerical method for analyzing a dipole antenna attached on a dielectric slab. A Green's function for an infinitesimal current filament on a dielectric slab is derived and a field integral equation is formulated using a boundary condition. The moment Method is used to solve the field integral equation to obtain current distribution on the antenna. Since an asymptotic function is used to compute the impedance matrix elements, the computation time is significantly reduced. Using the computed current distributions, the input imped-

*홍익대학교 전파공학과
Dept. of Radio Science and Engineering, Hong-Ik University
論文番號: 96152-0521
接受日字: 1995年 5月 21日

ances, the resonance lengths and the resonant resistances of the antennas for various values of the thickness and the dielectric constant of the slab are obtained. It was found that the resonant length and the resonant resistance are decrease monotonically as the dielectric constant increases, however, those are changed up-and-down as the substrate thickness increases.

I. 서 론

최근에 위성통신 및 개인 휴대 통신 서비스(PCS) 등의 이동통신이 급속히 발전하고 있으며, 이에 따라 전파 송수신 및 전파경로에 대한 연구가 진실히 요구된다. 이동통신에서는 기지국 안테나 뿐만 아니라 이동체(주로 자동차)에 부착될 안테나의 특성을 정확히 파악하고 있어야 하며 더욱 성능이 좋은 안테나의 필요성이 요구된다. 자동차의 pole 안테나는 부체가 있고 공기저항을 받는 단점이 있기 때문에 자동차 유리에 부착한 창유리 다이폴 안테나를 대신으로 사용하기도 하는 등 유리, 플라스틱과 같은 유전체 판에 다이폴 안테나를 부착하여 사용하는 경우가 있어 그 안테나의 정확한 특성을 해석할 필요가 있다. 본 논문에서는 일반적인 유전체 평판(dielectric slab)에 부착된 다이폴 안테나의 특성을 컴퓨터를 이용하여 정확하게 해석하는 수치해석 방법을 연구하였다. 무한히 넓은 손실이 없는 유전체 평판을 고려하고 그 평판 위의 단위 크기의 무한소 전류에 의해 방사되는 전계를 주파수 영역(spectral representation)에서 구하였다. 이에 해당하는 Green 함수와 일정한 길이를 갖는 안테나에 유기된 전류를 이용하여 방사 전계를 계산하는 convolution 형태의 적분을 형성하였다. 경계조건을 만족시키는 전계 방정식을 이분 후 pulse basis와 point matching 기술의 모멘트법으로 그 전계적분방정식을 행렬식 형태로 변환시킨 후 미지의 전류를 계산하였다. 계산된 안테나 위의 전류를 이용하여 그 안테나의 유전체 특성에 따른 입력 임피던스, 안테나 공진 길이 및 공진저항을 구한 후 그 결과를 도시하고 검토하였다.

II. Green 함수 유도

그림 1에서 유전체 평판에 부착되어 있는 비소전류가 x방향이라고 가정하면 $J_s(\vec{r}) = \hat{x} \Delta_x \delta(x-x') \delta(y-$

$y') \delta(z-z')$ 로 쓸 수 있으며 (x, y, z) 는 관측점, (x', y', z') 는 전류의 위치이다. Time-harmonic 전자장을 가정하면($e^{j\omega t}$) 전계의 공간적 Fourier 변환 쌍은 다음과 같다.

$$\vec{E}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(k_x, k_y, z) e^{jk_x x + jk_y y} dk_x dk_y \quad (1)$$

$$\vec{E}(k_x, k_y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}(x, y, z) e^{-jk_x x - jk_y y} dx dy \quad (2)$$

Maxwell 식에 (1)의 $\vec{E}(x, y, z)$ 과 $\vec{H}(x, y, z)$ 를 대입하여 $\vec{E}(k_x, k_y, z)$ 와 $\vec{H}(k_x, k_y, z)$ 의 항으로 정리하면¹¹ \vec{E}_z, \vec{H}_z 으로 $\vec{E}_x, \vec{E}_y, \vec{H}_x, \vec{H}_y$ 를 구할 수 있는 식들을 얻으며, \vec{E}_z, \vec{H}_z 는 일반적으로 각 영역에서 다음의 형태를 갖는다.

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_z &= A e^{-jk_{1z} z} \\ \vec{H}_z &= B e^{-jk_{1z} z} \end{aligned} \right\} z \geq d \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_z &= C \cos k_{2z} z + D \sin k_{2z} z \\ \vec{H}_z &= E \sin k_{2z} z + F \cos k_{2z} z \end{aligned} \right\} 0 \leq z \leq d \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_z &= G e^{jk_{3z} z} \\ \vec{H}_z &= H e^{jk_{3z} z} \end{aligned} \right\} z \leq 0 \quad (5)$$

여기서 $\left\{ \begin{aligned} k_{1z} &= \sqrt{k_1^2 - \beta^2} = k_{3z} & \beta^2 &= k_x^2 + k_y^2 \\ k_{2z} &= \sqrt{k_2^2 - \beta^2} & k_1 &= \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = k_0, & k_2 &= \omega \sqrt{\epsilon_r} k_0 \end{aligned} \right.$

위에서 A, B, C, D, E, F, G, H는 미지의 상수이며 다음과 같은 경계조건을 이용하여 구해야 한다.

$$\left. \begin{aligned} \hat{z} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) &= \vec{0} \\ \hat{z} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) &= \vec{0} \end{aligned} \right\} z = d \text{ 표면 위에서} \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} \hat{z} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_3) &= \vec{0} \\ \hat{z} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_3) &= e^{-jk_x x'} e^{-jk_y y'} \delta(z-z') \end{aligned} \right\} z=d \text{ 표면 위에서} \quad (7)$$

경계조건이 8개의 독립적인 식을 가지므로 (3)-(5)를 (6)-(7)에 대입하여 A, B, C, D, E, F, G와 H에 대한 8개의 연립방정식을 얻고 이 연립방정식들을 순차적으로 풀어서 8개의 미지상수(A-H)를 구할 수 있다. $z > d$ 인 영역에서의 전계가 관심의 대상이므로 A와 B만 적으면 다음과 같다.

$$A = -\frac{k_x}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} \frac{1}{T_m} \tilde{J}_{sx} e^{jk_x d}, \quad B = -\frac{k_y}{T_e} \tilde{J}_{sx} e^{jk_x d} \quad (8)$$

여기에서

$$T_m = \frac{2}{\epsilon_r} \cos k_{2z} d + j \sin k_{2z} d \left[\frac{k_{1z}}{k_{2z}} + \frac{k_{2z}}{k_{1z}} \frac{1}{\epsilon_r^2} \right] \quad (9)$$

$$T_e = 2k_{1z} \cos k_{2z} d + j \sin k_{2z} d \left[k_{2z} + \frac{k_{1z}}{k_{2z}} \right] \quad (10)$$

식 (3)과 (8)-(10)을 Maxwell 식에 대입하면 \vec{E}_x 와 \vec{E}_y 를 얻을 수 있고, (1)에 의해 계산된 $E_x(\vec{r})$ 은 x 방향의 단위 크기의 무한소 전류에 의해 얻은 x 방향 전계이며, Dyadic Green 함수의 한 요소인 공간 그린함수 G_{xx} (Fourier 역변환을 한)이다.

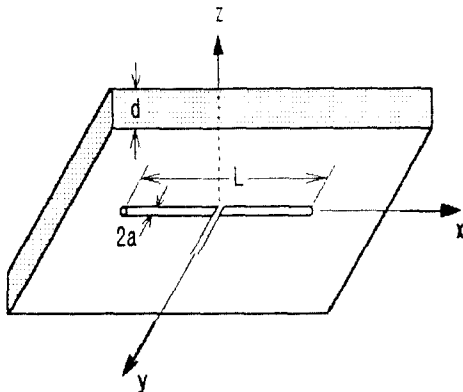


그림 1. 유전체 부착 다이폴 안테나의 좌표계
Fig. 1 Geometry of a dipole antenna attached on a dielectric slab.

$$G_{xx}(\vec{r} | \vec{r}') = -\frac{\omega \mu}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Q_{xx}(k_x, k_y) e^{jk_x(x-x')} e^{jk_y(y-y')} e^{-jk_z(z-z-d)} dk_x dk_y \quad (11)$$

$$Q_{xx}(k_x, k_y) = \frac{k_x^2 k_{1z}}{k_z^2 \beta^2 T_m} + \frac{k_y^2}{\beta^2 T_e} \quad (12)$$

마찬가지로, (11)에 다음의 Q_{yx} , Q_{zx} 만 대치하면 G_{yx} 와 G_{zx} 를 구할 수 있다.

$$Q_{yx} = \frac{k_{1z} k_x k_y}{k_z^2 \beta^2 T_m} - \frac{k_x k_y}{\beta^2 T_e}, \quad Q_{zx} = \frac{1}{k_z^2} \frac{k_x}{T_m} \quad (13)$$

III. Moment 방법 적용

그림 1에서 다이폴 안테나가 유전체 평판에 부착되어 있을 때 앞에서 구한 Green 함수를 이용하여 $z > d$ 영역에서의 방사 전계는 안테나의 전류 분포와 Dyadic Green 함수를 이용하여 얻을 수 있다. 안테나의 굵기가 아주 가늘다고 가정하면 안테나에 분포된 전류가 x 방향 성분만 있으며, 안테나가 $y=0, z=0$ 선에 위치해 있다고 가정한다. 표면 전류밀도가 안테나의 표면에 고르게 분포한다고 가정하면 선 전류 $I_x(x')$ 는 전류밀도 $J_x(\vec{r})$ 에 안테나 둘레 S_a 를 곱한 형태로 단위 m당의 전류 크기이며 x 방향의 전계는 다음과 같다.

$$E_x^s(\vec{r}) = \int_{x'} I_x(x') G_{xx}(\vec{r}, x') dx' \quad (14)$$

위 식에서 \vec{r} 는 관측점이며, x' 는 선 전류가 안테나 중심부에 붙어있다는 가정 하에 안테나 중심부이다. 가역정리를 이용하면 안테나 표면 위 관측점 위치와 전류원 위치를 바꿀 수 있으므로^[2], 전류는 $-L/2 \leq x' \leq L/2, y'=0, z'=a$ 에 위치하고 관측점은 $-L/2 \leq x \leq L/2, y=0, z=a$ 에 있다고 보면, 임의의 관측점에서 입사된 전계 E_x^i 와 함께 다음의 경계조건을 만족해야 한다.

$$\int_{-L/2}^{L/2} I_x(x') G_{xx}(x, x') dx' = E_x^i(x) \quad (15)$$

여기에서

$$G_{xx}(x, x') = -\frac{k_0 Z_0}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Q_{xx}(k_x, k_y)$$

$$e^{jk_x(x-x')} e^{-jk_y(a-d)} dk_x dk_y \quad (11)$$

식 (12)에 주어진 Q_{xx} 를 이용하여 적분식 (15)에서 미지의 전류인 $I_x(x')$ 을 구하기 위하여 보편적인 수치 해석법 중의 하나인 모멘트법을 이용한다. 여러 확장 함수 중에서 가장 간단하고 적용이 쉬운 다음과 같은 펄스 함수를 이용하고 point matching 기술을 이용하면 (15)는 다음과 같은 행렬식으로 바뀐다^[3].

$$[Z_{mn}]_{N \times N} [I_n]_N = [V_m]_N \quad (17)$$

여기에서

$$Z_{mn} = \frac{-k_0 Z_0}{4\pi^2} \int_{x_n} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Q_{xx}(k_x, k_y) e^{jk_x(x_n-x_x)} e^{-jk_y(a-d)} dk_x dk_y dx_n,$$

$$V_m = -E_x^i(x_m), \quad I_n = \text{미지의 전류 분포 크기이다.}$$

위 식의 임피던스 행렬요소 Z_{mn} 을 구하기 위해 k_x 와 k_y 의 적분을 $\beta = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ 과 $\alpha = \tan^{-1}(k_y/k_x)$ 의 변수로 치환적분하고, $d\alpha$ 에 대해 해석적으로 적분하면 다음과 같이 2중 적분의 형태로 바뀐다.

$$Z_{mn} = -\frac{k_0 Z_0}{2\pi} \int_{x_n}^{x_{n+1}} \int_0^{\infty} I_\alpha \beta e^{-jk_y(a-d)} d\beta dx_n \quad (18)$$

여기에서

$$I_\alpha = \frac{k_{1z}}{k_0^2 T_m} \left[J_0(\beta \rho_x) - \frac{J_1(\beta \rho_x)}{\beta \rho_x} \right] + \frac{1}{T_e} \frac{J_1(\beta \rho_x)}{\beta \rho_x},$$

$$\rho_x = x_m - x_n \quad (19)$$

위 식에서 J_0 와 J_1 은 각각 0차와 1차 Bessel 함수이며, I_α 도 β 에 따라 Bessel 함수처럼 진동하며 감쇠하는 형태의 값을 갖는다. 본 연구결과의 정확도는 (18)의 2중 적분을 얼마나 정확하게 계산하느냐에 달려있으므로 특별한 주의가 필요하다. 우선, $T_m=0$ 또는 $T_e=0$ 가 되는 점에서 I_α 이 표면파(surface wave)의 전파에 기여하는 값들인 극점들(poles)을 갖게 되어 수치 해석적 적분이 불가능하게 되므로 극점 부근에서는 대수적으로 적분치를 계산해 주어야 한다. 즉 β 에 대한

적분식을 $I_\beta = \int_0^{\infty} I_\alpha \beta e^{-jk_y(a-d)} d\beta$ 로 정의하면 이 식

의 적분 구간을 다음처럼 나눌 수 있다.

$$I_\beta = \int_0^{\beta_m - \delta} (\) d\beta + \int_{\beta_m - \delta}^{\beta_m + \delta} (\) d\beta + \int_{\beta_m + \delta}^{\infty} (\) d\beta$$

$$+ \int_{\beta_m - \delta}^{\beta_m + \delta} (\) d\beta + \int_{\beta_m + \delta}^{\infty} (\) d\beta \quad (20)$$

위 식에서 surface wave pole인 β_m 과 β_e 은 $T_m(\beta_m) = 0$ 과 $T_e(\beta_e) = 0$ 를 각각 만족하는 β 값이며 비선형 함수의 근 찾기 routine을 이용하여 얻을 수 있다. $T_m(\beta_m) = 0$ 이라면 β_m 근처에서 T_m 을 Taylor 시리즈로 전개한 후 1차식으로 근사화하면 $T_m(\beta) \approx T_m'(\beta_m)(\beta - \beta_m)$ 를 얻는다. β_m 근처에서 (19)의 T_e 가 포함되어 있는 두번째 항은 무시할 수 있으므로

$$\int_{\beta_m - \delta}^{\beta_m + \delta} (\) d\beta \approx \int_{\beta_m - \delta}^{\beta_m + \delta} \frac{f_m(\beta)}{\beta - \beta_m} d\beta \quad (21)$$

여기에서

$$f_m(\beta) = \frac{k_{1z}}{k_0^2} \left[J_0(\beta \rho_x) - \frac{J_1(\beta \rho_x)}{\beta \rho_x} \right] \beta_m e^{-jk_y(a-d)} \frac{1}{T_m'(\beta_m)}$$

Residue 정리를 이용하면 (21)의 적분은 $-\pi j f_m(\beta_m)$ 가 되고, 같은 방법으로 $\beta = \beta_e$ 주위에서의 적분도 계산 가능하므로 (20)의 두 번째 항과 네 번째 항은 대수적으로 적분한다. 식 (20)의 첫 번째, 세 번째와 마지막 항은 Gaussian Quadrature 방식의 수치해석으로 그 값들을 구하였는데 특히 마지막 항은 적분구간을 ∞ 까지 잡을 수 없으므로 적분 값이 무시할 수 있을 만큼 작아질 때의 β 값을 최대 적분구간(β_{max})으로 설정해야 한다. 하지만 이럴 경우 계산시간이 오래 걸리므로 다음과 같은 근사함수(asymptotic function)를 이용하여 대수적으로 적분하여 계산 시간을 단축시킬 수 있었으며 이때의 오차는 0.5%보다 작았다. 즉 β 가 $40k_2$ 보다 크면 k_{1z} , k_{2z} 는 각각 $-j\beta$ 로 근사시킬 수 있으며 또한 β 가 $20/d$ 보다 크면 $\tanh \beta d$ 는 1로 근사시킬 수 있으므로 (18)의 적분 항은 다음과 같은 근사함수로 변한다.

$$I_{\alpha} \beta e^{-jk_1(a-d)} \approx c_1 \beta^2 e^{-\beta a} \left[J_0(\beta \rho_x) - \frac{J_1(\beta \rho_x)}{\beta \rho_x} \right] \quad (22)$$

여기서 $c_1 = -j2\epsilon_r/(\epsilon_r + 1)^2 \cdot 2\pi/k_0^2$ 이다. 식 (20)의 마지막 항을 다음처럼 전개하여

$$\int_{\beta_r + \delta}^{\infty} (\text{exact}) d\beta = \int_{\beta_r + \delta}^{\beta_{max}} (\text{exact}) d\beta + \int_0^{\infty} (\text{asympt.}) d\beta - \int_0^{\beta_{max}} (\text{asympt.}) d\beta \quad (23)$$

두 번째 항은 대수적으로 적분하고 나머지 항들은 Gaussian quadrature 방식을 이용하여 수치적으로 적분하였다.

위와 같은 방법으로 Z_{mn} 의 행렬 요소들을 계산하면 이 행렬의 역변환을 취하여 Delta-gap Generator 형태의 여기(excitation)방식으로 구한 V_m 벡터와 곱하여 다이폴 안테나의 전류분포를 구한다.

IV. 수치 해석 결과 및 검토

3장에서 설명한 모멘트법으로 유전체 판에 부착된 안테나에 유기된 전류의 크기를 얻으면 그 전류를 이용하여 그 안테나의 입력 임피던스와 방사 패턴 등을 구할 수 있다. 우선 주파수 영역에서 구한 Green 함수와 모멘트법을 이용한 본 연구의 수치해석 방법이 맞는지 확인하기 위하여 가장 유사한 기존의 수치해석

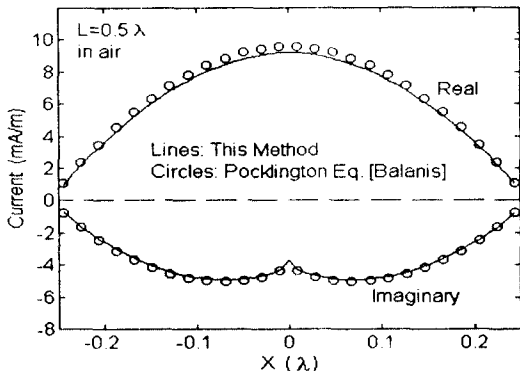


그림 2 공기 중 다이폴 안테나의 전류분포 크기 비교.
Fig. 2 Comparison of the current distributions on a dipole antenna at the air.

방법을 찾았다. 그 중의 하나가 대략적인 Pocklington 수식과 모멘트법을 이용하여 공기 중의 다이폴 안테나를 해석한 것이며 그림 2에서 본 연구의 결과와 비교하였다. 그림 2의 실 선은 유전체 판의 유전율이 1.0이 되도록 하여 길이가 0.5λ인 안테나에 대해 본 연구 방법을 이용하여 구한 전류 크기인데 두 결과가 일치함을 볼 수 있다.

본 연구 결과의 타당성을 입증하는 방법의 하나로 기존의 해석 방법을 이용하였으나 그 기존의 방법이 공기 중의 다이폴 안테나 해석용이기 때문에 이번에는 실제로 유전체 부착 다이폴 안테나를 제작하여 그 결과를 비교하였다. 비유전율이 3.2이고 두께가 0.08 cm인 마이크로파 회로 제작용 기판 위에 폭이 0.1 cm 이고 길이가 7.5 cm인 다이폴 안테나를 제작한 후 주파수가 1~2.5 GHz인 범위에서 Network Analyzer로 반사계수(S_{11})를 측정하였다. 같은 구조의 유전체 부착 다이폴 안테나에 대하여 입력임피던스를 구한 후 반사계수를 계산하였는데, 측정 결과와 잘 일치함을 그림 3에서 볼 수 있다.

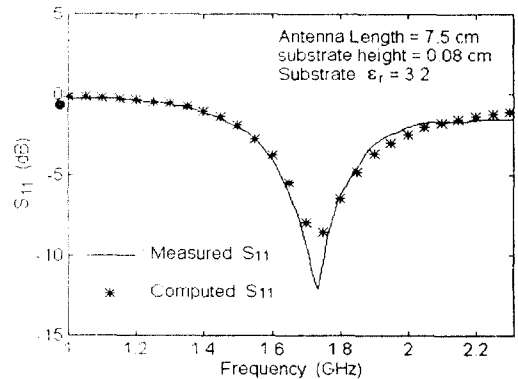


그림 3. 제작된 유전체 부착 안테나의 측정된 S_{11} 과 비교
Fig. 3 Comparison with the measured S_{11} from a fabricated dipole antenna attached on a dielectric slab.

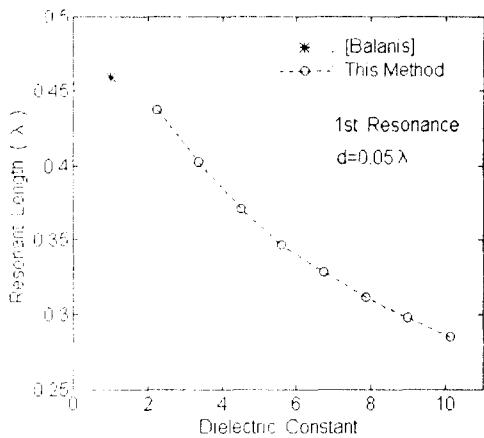
안테나 여기점(feeding point)에서의 인가 전압과 그로 인해 유기된 전류의 비(ratio)로 입력 임피던스(Input impedance)를 구할 수 있다. 안테나의 길이가 짧을 때에는 저항이 0에 가까운 작은 값이고 리액턴스는 비교적 큰 음수인데 안테나의 길이가 길어지면서 각각 증가한다. 안테나에서 첫 번째 공진은 리액턴스

값이 0이되는 지점에서 발생하며 이때의 안테나 길이를 공진길이라고 한다.

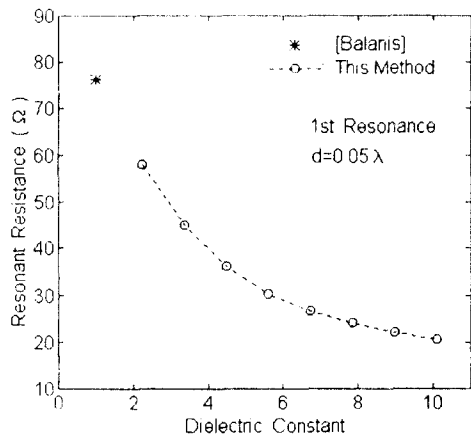
유전율을 차례로 증가시키면서 각 경우에 안테나 공진 길이와 공진시 입력 저항을 구할 수 있으며 유전체 두께가 0.05λ 일 때 유전율을 2.25부터 10.125까지 변화시키며 얻은 첫 번째 공진 시의 안테나 공진 길이와 공진 입력저항을 각각 그림 4(a)와 (b)에 도시하였다. 본 연구의 계산에서 안테나의 반지름은 0.005이고 확장함수 적용시 각 마디 길이는 0.01로 선정하

였다. '*'는 기존의 수치해석 방법에 의한 공기 중에서 의($\epsilon_r = 1$) 결과이고 'o'는 본 연구의 결과인데 유전율이 증가하면서 공진 길이와 공진 저항이 줄어든다⁴⁾. 이 계산 결과는 유전율이 증가할 때 안테나의 유효길이가 길어지는 물리적인 현상을 잘 보여 주고 있다. 유전체 두께가 0.05λ 이고 유전율의 범위가 2.25부터 10.125까지 일때는 유전체를 따라 전파되는 표면파 모드가 하나만 존재하며 $k_0 \sqrt{\epsilon_r - 1} d > m\pi/2$ 의 관계식에 의해 유전율이 26일 때 두 번째의 표면파 pole이 존재하게 된다.

이번에는 유전율을 고정시키고 유전체의 두께를 변화시키면서 안테나의 특성이 어떻게 변하는지 알아보았다. 그림 5는 유전율(ϵ_r)이 4.5일 때, 유전체의 두께를 0.01λ 에서부터 0.13λ 까지 차례로 변화시키며 첫 번째 공진 상태에서의 안테나 공진 길이와 공진 저항의 변화를 보여주는데 '*'는 기존의 수치해석 방법을 이용하여 유전체가 없을 때에($d=0$) 얻은 데이터이고 'o'는 본 연구의 수치해석 방법에서 얻은 데이터이다. 이 그림에서 알 수 있듯이 유전체 두께가 증가함에 따라 공진 길이와 공진 저항이 감소하다가 다시 증가하게 되는데 유전체 두께를 더욱 큰 값으로 증가시키면 다중 반사(multiple reflection)의 영향으로 이 값들의 오르내림이 반복하게 될 것이다. 유전체의 두께에 따른 공진 특성은 이론적으로는 예측하기 어렵고 수치 해석적으로 정확히 계산해 봐야 얻을 수 있으므로 본 연구에서 얻은 수치해석 방법의 역할이 크다고 할 수 있다.



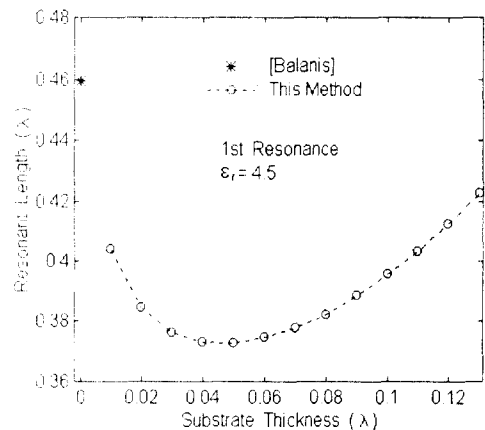
(a)



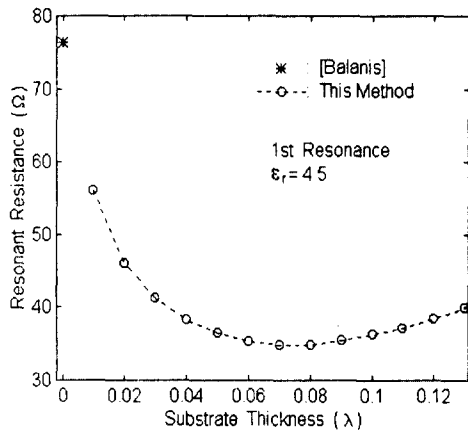
(b)

그림 4. 유전체 판의 유전율에 따른 첫 번째 공진 특성($d = 0.05\lambda$):(a) 공진 길이와 (b) 공진 저항

Fig. 4 Effect of dielectric constant on the first resonance($d = 0.05\lambda$): (a) the resonant length and (b) the resonant resistance.



(a)



(b)

그림 5. 유전체 판의 두께에 따른 첫 번째 공진 특성($\epsilon_r = 4.5$): (a) 공진 길이와 (b) 공진 저항.

Fig. 5 Effect of the substrate thickness on the first resonance($\epsilon_r = 4.5$): (a) the resonant length and (b) the resonant resistance.

V. 결 론

주파수 영역에서의 전자장과 경계조건을 이용하여 spectral representation 형태의 Green 함수를 구한 후 모멘트법을 이용하여 유전체 평판에 부착된 다이폴 안테나의 특성을 해석하였다. 주파수 영역 Green 함수와 모멘트법을 적용하는 과정에서 일반적으로 임피던스 행렬 요소를 계산하기가 어렵고 시간이 많이 걸리지만 본 연구에서는 근사식을 이용하여 오차가 적으면서도 계산 시간을 단축하여 정확하게 안테나 특성을 구할 수 있었다.

본 연구에서 얻은 수치해석 방법을 이용하여 유전체 판의 유전율과 두께의 변화가 안테나에 미치는 영향을 알아 보았다. 우선 주어진 유전체 부착 안테나의 특성에 따라 그 안테나에 유기된 전류분포를 계산하고 그로부터 입력 임피던스를 얻었다. 안테나의 길이를 증가시키며 입력 임피던스의 변화를 확인하여 입력 리액턴스의 값이 0이 되는 공진 위치를 얻을 수 있었다. 유전체의 유전율과 두께를 변화 시키며 안테나의 대표적인 특성 중 하나인 공진 길이와 공진 저항 값의 변화를 알아 보았다. 유전체의 유전율이 2.25부터 10.125까지 증가할 때 공진 길이와 공진 저항이 단조롭게 감소하

였으나 유전체의 두께가 0.01λ 부터 0.13λ 까지 증가할 때는 공진 길이와 공진 저항이 감소하다가 다시 증가하였다. 이는 유전체에서의 다중반사에 의한 영향으로 두께가 증가할 때 그 값들이 오르내리게 된다.

참 고 문 헌

1. D.M. Pozar, "Radiation and scattering from a microstrip patch on a uniaxial substrate", IEEE Trans. Antennas Propag., vol.35, no.6, pp.613-621, June, 1987.
2. C.A. Balanis, Advanced Engineering Electromagnetics, John Wileys & Sons, pp.670-742, 1989.
3. R.F. Harrington, Field Computation by Moment Methods, IEEE Press, pp.1-81, 1993.
4. P.B. Katehi and N.G. Alexopoulos, "On the effect of substrate thickness and permittivity on printed circuit dipole properties", IEEE Trans. Antennas Propag., vol.31, no.1, pp.34-39, January 1983.
5. R.E. Collin, Antennas and Radiowave Propagation, McGraw-Hill, pp.284-286, 1985.



오 이 석(Yisok Oh) 정회원

1957년 2월 4일생

1982년 2월: 연세대학교 전기공학과 졸업(공학사)

1988년 12월: University of Missouri-Rolla 전기 및 컴퓨터공학과 졸업(MS)

1993년 12월: University of Michigan, Ann Arbor 전기공학 및 컴퓨터공학과 졸업(PhD)

1994년 3월~현재: 홍익대학교 전파공학과 조교수

※주관심분야: 전자파 산란 및 전파, 마이크로파 원격 탐사, 마이크로파 회로 설계