

論文96-33A-12-2

지표면 위에 한쪽 면이 도체로 된 손실 유전체 슬랩 속의 점 다이폴 전원에 의한 동일면상의 전계

(An electric field induced on the same plane by a point dipole source within a conductor-backed lossy dielectric slab above the earth)

朴東國*, 羅正雄**

(Dong Kook Park and Jung Woong Ra)

요 약

지표면 위에 한쪽면이 도체로 된 손실 유전체 슬랩 속의 점 다이폴 전원에 의한 전계를 수치 계산으로 구하였다. 도체판과 평행하며 점 다이폴 전원을 포함하는 평면상에서 전계를 구하였다. 서로 평행하게 놓여 있는 두 개의 평판 다이폴과 서로 일직선 상에 놓여 있는 두 개의 평판 다이폴의 S_{21} 을 각각 계산하여 서로 비교하였으며, 이러한 구조에서 점 다이폴에 의한 전계의 크기 또한 수치계산하여 서로 비교하였다.

Abstract

An electric field induced by a point dipole source within a conductor-backed lossy dielectric slab above the earth is calculated by a numerical method. The calculation is performed on the plane which is parallel to the conductor plane and containing the point dipole source. Computed S_{21} values of two parallel planar dipole antennas and two collinear planar dipole antennas are compared against each other, as well as the electric field magnitudes in those arrangements.

I. 서 론

지표면 위에서 연속파를 사용하여 지하 탐사를 하는 경우 송수신 안테나 사이의 직접 결합을 제거해야 한다. 이러한 목적으로 한쪽면이 도체로 된 손실 유전체가 지표면으로부터 일정 높이에 있고 손실 유전체 속에 송수신 안테나를 설치하는 안테나 구조가 제안되어

졌다^{1,2)}.

본 논문에서는 이러한 구조에서 송신 안테나 위치에 점 다이폴 전류가 있는 경우 수신 안테나 위치에서의 전계를 수치해석으로 구하였고 송수신 다이폴이 서로 평행하게 놓여 있는 경우와 서로 일직선 상에 나란히 놓여 있는 경우에 대하여 각각 상호결합의 양을 비교해 보았다.

II장에서 전송선 개념을 이용하여 전계의 표현식을 구하였으며, III장에서 수치해석 방법을 사용하여 전계를 계산하였으며, IV장에 결론을 맺었다.

* 正會員, 韓國海洋大學校 電子通信工學科

(Korea Maritime Univ., Dept. of Elec. & Telecommunication Eng.)

** 正會員, 韓國科學技術院 電氣및電子工學科

(Korea Advanced Institute of Science & Technology, Dept. of Elec. Eng.)

接受日子:1996年8月16日, 수정완료일:1996年11月30日

II. 전계 E_x 의 유도

제안된 연속파를 사용하는 지하탐사용 안테나 구조는 그림 1과 같다^{1,2)}. x, y 평면상에서는 균일하면서

z축 방향으로서는 서로 다른 매질을 갖는 다층 (multi-layer) 구조로서 매질 i , ($i=1,2,3$)에서의 도전율을 σ_i , 상대 유전율을 ϵ_i 라 하고, ϵ_0 , μ_0 을 각각 자유 공간에서의 유전율, 투자율이라고 하며, 모든 매질에서 투자율을 $\mu = \mu_0$ 로 둔다. 또한 각 매질에서 복소유전상수를 ϵ_{ic} 로 표시하면 $\epsilon_{ic} = \epsilon_i - j\sigma_i / \omega\epsilon_0$ 으로 표현된다. 매질 1에

$$\bar{J} = \delta(x) \delta(y) \delta(z-h_1+d) \hat{x} \quad (1)$$

인 전류 밀도 \bar{J} 가 놓여 있을 때 $z = h_1 - d$ 평면상의 $x = 0$ 인 임의의 점에서의 전계 E_x 를 구해 보려 한다. 여기서 \hat{x} 는 x 방향의 단위 벡터를 나타내며, $\delta(\cdot)$ 은 Dirac delta 함수를 나타낸다.

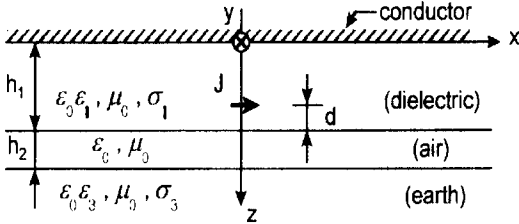


그림 1. 안테나 구조
Fig. 1. Geometry of the antenna.

각 주파수(angular frequency)를 ω 라 두고, 시간 의존 함수를 $e^{j\omega t}$ 라 하면 매질 i 에서의 전자장은 아래의 Maxwell 방정식을 만족시킨다.

$$\nabla \times \bar{E} = -j\omega\mu\bar{H}, \quad (2)$$

$$\nabla \times \bar{H} = j\omega\epsilon_0\epsilon_{ic}\bar{E} + \bar{J}. \quad (3)$$

전자장 및 전류의 각각의 성분을 ϕ 라 표시하면 각각의 성분들에 대해

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

$$\tilde{\phi}(k_x, k_y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x, y, z) e^{jk_x x} e^{jk_y y} dx dy \quad (5)$$

으로 푸리에(Fourier) 변환 관계로 표시할 수 있으며, 이것을 이용하면 식 (2),(3)의 Maxwell 방정식을 스펙트럼 영역에서의 표현식으로 바꿀 수 있다. 또한 x, y 좌표계를

$$u = x \cos \phi + y \sin \phi, \quad (6)$$

$$v = -x \sin \phi + y \cos \phi \quad (7)$$

로 ϕ 만큼 회전시킨 u, v 좌표계로 바꾸어 정리하면, z 방향을 진행 방향으로 생각할 때 각각의 영역에서 TE, TM 모드로 분리가 가능하며, 각각에 대하여 아래와 같은 전송선 방정식을 얻을 수 있다.^[3] TM 모드는

$$\frac{\partial \tilde{E}_u}{\partial z} = -\frac{k_p^2 - \omega^2 \mu \epsilon_0 \epsilon_{ic}}{j\omega \epsilon_0 \epsilon_{ic}} \tilde{H}_v, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \tilde{H}_v}{\partial z} = -j\omega \epsilon_0 \epsilon_{ic} \tilde{E}_u - \tilde{J}_u \delta(z-h_1+d) \quad (9)$$

으로, TE 모드는

$$\frac{\partial \tilde{E}_v}{\partial z} = j\omega \mu \tilde{H}_u, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \tilde{H}_u}{\partial z} = -\frac{k_p^2 - \omega^2 \mu \epsilon_0 \epsilon_{ic}}{j\omega \mu} \tilde{E}_v + \tilde{J}_v \delta(z-h_1+d) \quad (11)$$

으로 된다. 여기서 $k_p = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ 이며, $\tilde{E}_{u,v}$, $\tilde{H}_{u,v}$, 및 $\tilde{J}_{u,v}$ 는 각각 전송선에서 전압, 전류 및 전류원에 해당한다. TE, TM 모드의 전류원의 부호가 서로 반대인 것을 주의해 볼 필요가 있다.

n 차 Bessel 함수를 J_n 으로 나타낼 때, $z = h_1 - d$ 평면상의 임의의 점에서의 전계 E_x 는 위의 전송선 방정식 및 Bessel 함수의 성질^[5]을 이용하면

$$E_x(x, y, h_1-d) = -\frac{\omega\mu}{4\pi} \int_0^\infty \frac{k_\rho}{2k_1} [J_0(k_\rho \rho) + J_2(k_\rho \rho) \cos 2\phi] (1-R_1) dk_\rho - \frac{\omega\mu}{4\pi k_1^2} \int_0^\infty \frac{x_1 k_\rho}{2} [J_0(k_\rho \rho) - J_2(k_\rho \rho) \cos 2\phi] (1-R_m) dk_\rho \quad (12)$$

으로 주어진다. 여기서 $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\phi = \tan^{-1} \frac{y}{x}$ 이며,

$$R_m = \frac{e^{-j2x_1(h_1-d)} - \Gamma_m(z=h_1)e^{-j2x_1 d} + 2\Gamma_m(z=h_1)e^{-j2x_1 h_1}}{1 + \Gamma_m(z=h_1)e^{-j2x_1 h_1}}, \quad (13)$$

$$R_c = \frac{e^{-j2x_1(h_1-d)} - \Gamma_c(z=h_1)e^{-j2x_1 d} + 2\Gamma_c(z=h_1)e^{-j2x_1 h_1}}{1 + \Gamma_c(z=h_1)e^{-j2x_1 h_1}}. \quad (14)$$

이고,

$$\Gamma_m(z=h_1) = \frac{x_2 \epsilon_{1c} A_m - x_1 \epsilon_{2c} B_m}{x_2 \epsilon_{1c} A_m + x_1 \epsilon_{2c} B_m}, \quad (15)$$

$$\Gamma_c(z=h_1) = \frac{x_1 A_e - x_2 B_e}{x_1 A_e + x_2 B_e}, \quad (16)$$

$$A_m = x_3 \epsilon_{2c} \cos x_2 h_2 + j x_2 \epsilon_{3c} \sin x_2 h_2, \quad (17)$$

$$B_m = x_2 \epsilon_{3c} \cos x_2 h_2 + j x_3 \epsilon_{2c} \sin x_2 h_2, \quad (18)$$

$$A_e = x_2 \cos x_2 h_2 + j x_3 \sin x_2 h_2, \quad (19)$$

$$B_e = x_3 \cos x_2 h_2 + j x_2 \sin x_2 h_2, \quad (20)$$

$$x_i = \sqrt{k_i^2 - k_\rho^2}, \quad k_i = \omega \sqrt{\mu \epsilon_{ic}}, \quad i=1,2,3 \quad (21)$$

이다. 식(12)의 첫 번째 적분식은 TE 모드에 의한 전계를 나타내며, 두 번째 적분식은 TM 모드에 의한 전계를 나타낸다.

$z = h_1 - d$ 평면에서 y 축 및 x 축 상의 임의의 점에서 전계 E_x , 즉 $x=0, y=0, z = h_1 - d$ 에 \hat{x} 방향으로 있는 전원과 평행한 경우(parallel)와 일치선 상에 나란히 있는 경우(collinear)의 임의의 점에서의 전계 $E_x(0, y, h_1 - d)$ 및 $E_x(x, 0, h_1 - d)$ 은 $\phi = 90^\circ$ 및 $\phi = 0^\circ$ 을 식(12)에 대입하여 구할 수 있다.

III. 수치 계산

여기서는 전계 $E_x(0, y, h_1 - d)$ ($\phi = 90^\circ$ 인 경우) 및 $E_x(x, 0, h_1 - d)$ ($\phi = 0^\circ$ 인 경우)을 계산해 보려 한다. 구하고자하는 전계의 일부 항은 해석적으로 구할 수 있으므로 이것을 먼저 구하고자 한다.

식 (12)에 $\phi = 90^\circ$ 을 대입하고 R_e, R_m 의 항을 제외한 나머지 항에 대한 적분식을 다시 써 보면

$$-\frac{\omega\mu}{4\pi} \int_0^\infty \frac{k_\rho}{2x_1} [J_0(k_\rho\rho) - J_2(k_\rho\rho)] dk_\rho - \frac{\omega\mu}{4\pi k_1^2} \int_0^\infty \frac{x_1 k_\rho}{2} [J_0(k_\rho\rho) + J_2(k_\rho\rho)] dk_\rho \quad (22)$$

으로 표현된다. 식(22)의 첫 번째 적분항은

$$-\frac{\omega\mu}{4\pi} \left\{ \int_0^\infty \frac{k_\rho}{x_1} J_0(k_\rho\rho) dk_\rho - \int_0^\infty \frac{k_\rho}{2x_1} [J_0(k_\rho\rho) + J_2(k_\rho\rho)] dk_\rho \right\} \quad (23)$$

로 표시할 수 있다. Bessel 함수의 성질 중

$$J_0(\lambda\rho) + J_2(\lambda\rho) = \frac{2}{\lambda\rho} J_1(\lambda\rho) \quad (24)$$

의 관계^[4] 및 $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$ 일 때

$$\int_0^\infty \frac{J_0(\lambda\rho)}{\sqrt{k^2 - \lambda^2}} e^{-iz\sqrt{k^2 - \lambda^2}} \lambda d\lambda = \frac{je^{-jkr}}{r} \quad (25)$$

$$\int_0^\infty \frac{J_1(\lambda\rho)}{\sqrt{\lambda^2 + \beta^2}} e^{-z\sqrt{\lambda^2 + \beta^2}} d\lambda = I_{1/2} \left[\frac{1}{2} \beta(r-z) \right] K_{1/2} \left[\frac{1}{2} \beta(r+z) \right] \quad (26)$$

의 관계^[5]를 사용하고, modified Bessel 함수 $I_{1/2}$ 와 $K_{1/2}$ 은

$$I_{1/2}(y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi y}} (e^y - e^{-y}), \quad K_{1/2}(y) = \sqrt{\frac{\pi}{2y}} e^{-y} \quad (27)$$

이므로^[5], 이것을 이용하면 식(22)의 첫 번째 적분항은

$$-\frac{\omega\mu}{4\pi} \int_0^\infty \frac{k_\rho}{2x_1} [J_0(k_\rho\rho) - J_2(k_\rho\rho)] dk_\rho = \frac{\omega\mu}{4\pi} \frac{1}{k_1} \left[-\frac{1}{\rho^2} - \left(j\frac{k_1}{\rho} + \frac{1}{\rho^2} \right) e^{-jk_1\rho} \right] \quad (28)$$

이 된다.

또한

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \int_0^\infty \frac{J_1(\lambda\rho)}{\sqrt{\lambda^2 + \beta^2}} e^{-z\sqrt{\lambda^2 + \beta^2}} d\lambda = \int_0^\infty \sqrt{\lambda^2 + \beta^2} J_1(\lambda\rho) e^{-z\sqrt{\lambda^2 + \beta^2}} d\lambda \quad (29)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \int_0^\infty \frac{J_0(\lambda\rho)}{\sqrt{k^2 - \lambda^2}} e^{-z\sqrt{k^2 - \lambda^2}} \lambda d\lambda = - \int_0^\infty \sqrt{k^2 - \lambda^2} J_0(\lambda\rho) e^{-z\sqrt{k^2 - \lambda^2}} \lambda d\lambda \quad (30)$$

의 관계^[5]를 사용하고 식(25),(26)을 이용하면 식(22)의 두 번째 적분항은

$$-\frac{\omega\mu}{4\pi k_1^2} \int_0^\infty \frac{x_1 k_\rho}{2} [J_0(k_\rho\rho) + J_2(k_\rho\rho)] dk_\rho = -\frac{\omega\mu}{4\pi k_1^2} k_1 \left(\frac{1}{\rho^2} - j\frac{e^{-jk_1\rho}}{k_1\rho^3} \right) \quad (31)$$

이 된다. 따라서 식(28),(31)로부터 식(22)는

$$-\frac{\omega\mu}{4\pi} \int_0^\infty \frac{k_\rho}{2x_1} [J_0(k_\rho\rho) - J_2(k_\rho\rho)] dk_\rho - \frac{\omega\mu}{4\pi k_1^2} \int_0^\infty \frac{x_1 k_\rho}{2} [J_0(k_\rho\rho) + J_2(k_\rho\rho)] dk_\rho = -\frac{\omega\mu}{4\pi k_1^2} \left(\frac{k_1^2}{\rho} - j\frac{k_1}{\rho^2} - \frac{1}{\rho^3} \right) e^{-jk_1\rho} \quad (32)$$

으로 해석적으로 구할 수 있다.

이제 식 (12)에 $\phi = 0^\circ$ 을 대입하여 R_e, R_m 의 항을 제외한 나머지 항에 대한 적분식을

식 (25), (26)을 사용하면

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\omega\mu}{4\pi} \int_0^\infty \frac{k_\rho}{2x_1} [J_0(k_\rho\rho) + J_2(k_\rho\rho)] dk_\rho \\
 & -\frac{\omega\mu}{4\pi k_1^2} \int_0^\infty \frac{x_1 k_\rho}{2} [J_0(k_\rho\rho) - J_2(k_\rho\rho)] dk_\rho \quad (33) \\
 & = \frac{\omega\mu}{4\pi k_1^2} \left(\frac{2k_1}{\rho^2} - j \frac{2}{\rho^3} \right) e^{-jk_1\rho}
 \end{aligned}$$

이 됨을 알 수 있다.

식(32), (33)의 적분값이 의미하는 양은 전 공간이 매질 1로 차 있을 때 송신점에서 수신점으로 직접 전달되는 전계를 나타내며, 직접파(direct wave)를 의미한다.

이제 식 (12)에서 직접파를 뺀 나머지 항에 대한 계산을 수치계산으로 구해보자. 식(12)에서 적분경로인 실수축을 따라 0에서 ∞ 까지 수치적분을 할 때, 적분 변수 k_ρ 에 따른 적분인자의 변화를 살펴보면 k_ρ 가 클 때 위상 변화가 심하여 천천히 수렴하는 함수 형태이므로 수치적분을 하기가 쉽지 않다. 그러므로 이런 경우의 수치계산을 하기위해 여러가지 방법들이 제안되어져 있다^{16, 91}. 여기서는 아래의 방법을 사용하여 수치적분 계산을 하였다¹⁶¹. 식 (12)을 간단히

$$E_x = \int_0^\infty f(k_\rho) dk_\rho \quad (34)$$

으로 표현했을 때, 이것은

$$E_x = \int_0^\infty [f(k_\rho) - g(k_\rho)] dk_\rho + \int_0^\infty g(k_\rho) dk_\rho \quad (35)$$

으로 나타낼 수도 있다. 여기서 $g(k_\rho)$ 는 k_ρ 가 큰 값일 때의 $f(k_\rho)$ 의 점근식(asymptotic form)이면서 동시에 $\int_0^\infty g(k_\rho) dk_\rho$ 적분을 해석적으로 구할 수 있는 함수 형태를 취한다. 그러면 식 (35)의 우변의 첫 번째 적분항의 적분인자는 k_ρ 가 큰 값일 때 영으로 수렴하게 되므로 수치계산이 간단하게 되며, 두 번째 적분항은 해석적으로 구하므로해서 E_x 를 계산할 수 있다. 이런 방법을 사용하여 식 (12)의 직접파를 뺀 나머지 항에 대한 적분계산을 하고자 한다.

식 (12)에서 k_ρ 가 큰 값을 가질 때 binomial series¹⁴¹를 사용하면

$$x_i \sim -j(k_\rho - \frac{k_i^2}{2k_\rho}), \quad i=1,2,3, \quad (36)$$

$$\frac{1}{x_1} \sim \frac{j}{k_\rho} \left(1 + \frac{k_1^2}{2k_\rho^2}\right), \quad (37)$$

$$\frac{\leftarrow}{\Gamma_m} \sim \frac{\epsilon_{1c} - \epsilon_{2c}}{\epsilon_{1c} + \epsilon_{2c}}, \quad (38)$$

$$\frac{\leftarrow}{\Gamma_e} \sim 0, \quad (39)$$

$$\frac{1}{1 + \frac{\leftarrow}{\Gamma_m} e^{-j2x_1 h}} \sim 1 - \frac{\leftarrow}{\Gamma_m} e^{-2hk_\rho} - \frac{\leftarrow}{\Gamma_m} \frac{e^{-2hk_\rho} h k_1^2}{k_\rho}, \quad (40)$$

$$e^{-j2x_1 s} \sim e^{-2sk_\rho} \left(1 + \frac{s k_1^2}{k_\rho} + \frac{s^2 k_1^4}{2k_\rho^2}\right), \quad s=h, d, h-d, \quad (41)$$

으로 근사적으로 쓸 수 있다.

윗 식들을 이용하면 $\psi=90^\circ$ 일때의 $g(k_\rho)$ 를 구할 수 있으며, 만약

$$\int_0^\infty k_\rho^2 e^{-ak_\rho} J_n(k_\rho\rho) dk_\rho \equiv A(\alpha, \rho, n), \quad (42)$$

$$\int_0^\infty k_\rho e^{-ak_\rho} J_n(k_\rho\rho) dk_\rho \equiv B(\alpha, \rho, n), \quad (43)$$

$$\int_0^\infty e^{-ak_\rho} J_n(k_\rho\rho) dk_\rho \equiv C(\alpha, \rho, n) \quad (44)$$

이라고 두면, $g(k_\rho)$ 에 대한 적분 $\int_0^\infty g(k_\rho) dk_\rho$ 은

$$\begin{aligned}
 & -\frac{\omega\mu}{4\pi k_1^2} \sum_{n=0}^j \left\{ \frac{j}{2} [A(2(h-d), \rho, 2n) - \frac{\leftarrow}{\Gamma_m} A(2(h-d), \rho, 2n)] \right. \\
 & - \frac{\leftarrow}{\Gamma_m} h k_1^2 B(2(2h-d), \rho, 2n) + k_1^2 (h-d) B(2(h-d), \rho, 2n) \\
 & - (h-d) k_1^2 \frac{\leftarrow}{\Gamma_m} B(2(2h-d), \rho, 2n) - (h-d) k_1^4 h C(2(2h-d), \rho, 2n) \\
 & + \frac{1}{2} (h-d)^2 k_1^4 C(2(h-d), \rho, 2n) - \frac{1}{2} (h-d)^2 k_1^4 h C(2(2h-d), \rho, 2n) \\
 & - \frac{k_1^2}{2} C(2(h-d), \rho, 2n) + \frac{k_1^2}{2} \frac{\leftarrow}{\Gamma_m} C(2(2h-d), \rho, 2n) \left. \right\} \\
 & - \frac{j}{2} \left[\frac{\leftarrow}{\Gamma_m} A(2d, \rho, 2n) - \frac{k_1^2}{2} \frac{\leftarrow}{\Gamma_m} C(2d, \rho, 2n) + \frac{\leftarrow}{\Gamma_m} d k_1^2 B(2d, \rho, 2n) \right. \\
 & + \frac{k_1^4}{2} \frac{\leftarrow}{\Gamma_m} d^2 C(2d, \rho, 2n) \left. \right] - \frac{j}{2} \left[\frac{\leftarrow}{\Gamma_m} A(2h, \rho, 2n) - \frac{k_1^2}{2} \frac{\leftarrow}{\Gamma_m} C(2h, \rho, 2n) \right. \\
 & + \frac{\leftarrow}{\Gamma_m} h k_1^2 B(2h, \rho, 2n) + \frac{k_1^4}{2} \frac{\leftarrow}{\Gamma_m} h^2 C(2h, \rho, 2n) \left. \right\} \\
 & - \frac{\omega\mu}{4\pi} \left\{ -\frac{j}{2} [B(2(h-d), \rho, 0) - B(2(h-d), \rho, 2)] \right\} \quad (45)
 \end{aligned}$$

이 된다.

또한 같은 방법으로 $\psi=0^\circ$ 일때의 $g(k_\rho)$ 에 대한

적분 $\int_0^\infty g(k_\rho) dk_\rho$ 을 계산할 수 있다.

식 (42)~(44)에서 $n = 0, 2$ 일때 A, B, C 의 값은 각각 해석적으로 구할 수 있으므로^[15], 이것을 식 (45)에 대입하면 식 (35)의 우변의 두 번째 적분식을 구할 수 있다. 첫째 적분식은 Gaussian quadrature를 사용하여 수치 계산으로 쉽게 구할 수 있으므로 식 (12)를 계산할 수 있다.

이 방법을 사용하여 그림 1의 파라미터 값이 각각 $\epsilon_1=9, \epsilon_2=1, \epsilon_3=10$ 이고 $\sigma_1=0.01, \sigma_2=0.0, \sigma_3=0.001$ 이며, $h_1=15$ cm, $h_2=10$ cm, $d=5$ cm일 때, 점 전원 $\delta(x) \delta(y) \delta(z-h_1+d)$ \hat{x} 에 의해 $z=h_1-d$ 평면 상의 x 축(collinear), y 축(parallel) 위에 점 전원으로 부터 2 m 떨어진 점에서의 전계 E_x 를 계산하여 그림 2에 나타내었다. 20 MHz에서 100 MHz 주파수 대역에 걸쳐 전계 E_x 를 계산했으며, 이때 유전체 슬랩의 두께 h_1 및 공기층의 두께 h_2 가 파장에 비해 충분히 작다. 그림 2로부터 30 MHz이상의 주파수 대역에서 상호결합을 줄이기 위해서는 송수신 안테나를 서로 평행하게 배열하는 것이 서로 일직선 상에 나란히 배열하는 것보다 유리함을 알 수 있다.

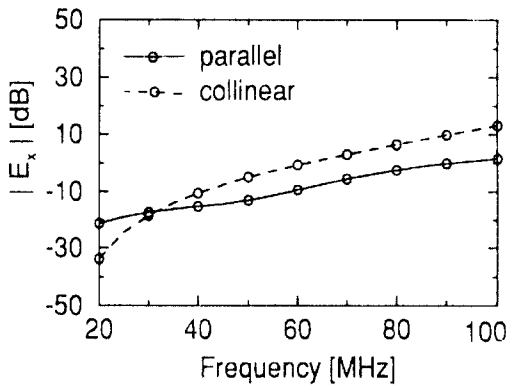


그림 2. 점전원으로부터 2m 떨어진 지점에서의 전계 E_x 의 크기 ; $\epsilon_1=9, \epsilon_2=1, \epsilon_3=10, \sigma_1=0.01, \sigma_2=0.0, \sigma_3=0.001, h_1=15$ cm, $h_2=10$ cm, $d=5$ cm

Fig. 2. The magnitude of electric field E_x at 2m apart from point dipole source ; $\epsilon_1=9, \epsilon_2=1, \epsilon_3=10, \sigma_1=0.01, \sigma_2=0.0, \sigma_3=0.001, h_1=15$ cm, $h_2=10$ cm, $d=5$ cm.

위 계산결과 검증을 위해 다른 방법으로 전계 E_x

를 계산하여 두 결과를 비교해 보았다.

즉 복소 k_ρ 평면에서 특이점을 조사하여 전계 E_x 를 계산하였고 이것을 위의 계산결과와 비교하여 보았다. 복소 k_ρ 평면상에서의 계산 과정을 간단히 살펴보면, 먼저 식(12)의 적분인자를 Hankel 함수 형태로 변환하고 argument가 큰 값을 가질 때의 근사식 형태로 표현한다.

이러한 경우 식(12)의 특이점을 살펴보면 $k_\rho = \pm k_3$ 에서 branch point가 있으며, 또한 Hankel 함수에 의해 $k_\rho=0$ 에서 branch point가 있음을 알 수 있다. 이것을 그림 3에 나타내었다. k_ρ 가 무한대로 갈 때 적분이 수렴하기 위해 top Riemann sheet에서 $\text{Im}\sqrt{k_3^2 - k_\rho^2} < 0$ 이 되도록 하였으며, $\text{Im}\sqrt{k_3^2 - k_\rho^2} = 0$ 이 되는 branch cut를 그림 3에 나타내었다.

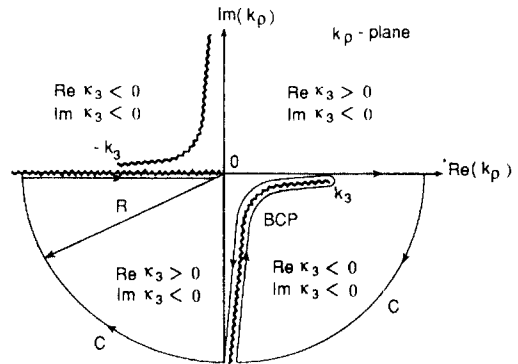


그림 3. 복소 k_ρ 평면에서의 적분 경로
Fig. 3. Integral paths in the complex k_ρ -plane.

Top Riemann sheet에서 그 밖의 특이점은 존재하지 않으며 따라서 실수축을 따라서 행한 수치적분은 Cauchy 정리에 의해 그림 3에서 보듯이 복소 k_ρ 평면 상에서 경로 C와 branch cut를 따라서 행한 적분의 합과 동일하게 된다. 경로 C를 따라 행한 적분은 반경 R이 무한대의 크기로 갈 때 영으로 수렴하는 것을 알 수 있으며, 따라서 branch cut를 따라 행한 적분 만이 의미가 있게 되고 이것을 수치계산한 결과 그림 2와 동일한 수치를 얻었다. 즉 점전원과 서로 평행한 경우의 전계가 서로 일직선 상에 나란한 경우의 전계에 비해 30 MHz 이상에서 작았다.

이러한 경향은 위의 구조하에서 두 평판 다이폴 안테나 간의 S_{21} 을 조사해 보아도 볼 수 있었다. 그림 4

에 폭 10 cm, 길이 80 cm의 평판 다이폴 안테나가 그림 2와 동일한 파라미터 상태에 놓여 있을 때 모멘트 방법을 사용하여 두 안테나 간의 S_{21} 을 나타내었다^{1,2)}. 그림 2와 그림 4을 비교하여 보면 그 경향이 잘 일치함을 알 수 있다. 그림 2에서 주파수가 증가함에 따라 전계의 크기가 증가함을 볼 수 있고 이것은 두 다이폴 사이의 상호결합의 양이 증가함을 의미하며 그림 4으로부터 이것을 확인 할 수 있다.

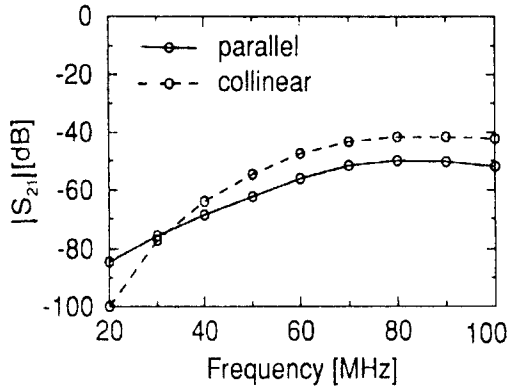


그림 4. 주파수 변화에 따른 평판 다이폴 안테나의 S_{21} 의 변화 ; 안테나 파라미터 값은 그림 2와 동일

Fig. 4. S_{21} of two planar dipole antenna versus frequency ; the antenna parameters are the same as in Fig. 2.

IV. 결 론

지표면 위에 일정한 간격을 두고 한쪽면이 도체로 된 손실 유전체 슬랩 속의 점 다이폴 전원이 놓여 있는 경우 전원과 동일 평면 상에서의 전계를 수치해석으로 구하였다. 유전체 슬랩 속의 놓여 있는 송수신 안테나가 서로 평행하게 놓여 있는 경우가 서로 일직선 상에 놓여 있는 경우에 비해 상호결합의 양이 적음으로 안테나 제작시 안테나를 서로 평행하게 두는 것이 바람직함을 알 수 있다. 이것은 자유공간에 놓여 있는 두 다이폴간의 상호결합의 현상과 반대의 현상이다. 따라서 이러한 구조에서의 상호결합을 야기하는 전파의 경로는 두 다이폴간의 직접파에 의한 것이 아니라는 것을 알 수 있다. 그러므로 이러한 구조에서의 상호결합을 야기하는 전파의 경로를 조사하는 연구가 필요하리라 생각한다.

참 고 문 헌

- [1] D. K. Park, and J. W. Ra, "Decoupled planar dipoles for subsurface cw interface radar," *Microwave Opt. Technol. Lett.*, vol. 7, no. 8, pp. 367-370, June 1994.
- [2] 박동국, 유재우, 나정웅, "지표면에서 연속 전자파를 사용하는 지하탐사용 안테나 설계에 관한 연구," *대한전자공학회지*, 제31권, 제12호, pp. 23-30, 1994년 12월
- [3] L. Vegni, R. Cicchetti, and P. Capece, "Spectral dyadic Green's function formulation for planar integrated structures," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-36, no. 8, pp. 1057-1065, Aug. 1988.
- [4] M. Abramowitz, and I. A. Stegun, *Handbook of mathematical functions with formulas, graphs, and mathematical tables*, Dover Publications, Inc., New York, 1970.
- [5] R. W. P. King, M. Owens, and T. T. Wu, *Lateral electromagnetic waves : theory and applications to communications, geophysical exploration, and remote sensing*, Springer-Verlag New York, Inc., 1992.
- [6] W. A. Johnson, and D. G. Dudley, "Real axis integration of Sommerfeld integrals : Source and observation points in air," *Radio Sci.*, vol. 18, no. 2, pp. 175-186, Mar.-Apr. 1983.
- [7] D. M. Bubenik, "A practical method for the numerical evaluation of Sommerfeld integrals," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-25, no. 6, pp. 904-906, Nov. 1977.
- [8] P. Parhami, Y. Rahmat-Samii, and R. Mittra, "An efficient approach for evaluating Sommerfeld integrals encountered in the problem of a current element radiating over lossy ground," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-28, no. 1, pp. 100-104, Jan. 1980.
- [9] A. Mohsen, "On the evaluation of Sommerfeld integrals," *IEE Proc.*, pt. H, vol. 129, no. 4, pp. 177-182, Aug. 1982.

저 자 소 개



朴 東 國(正會員)

1964年 10月 21日生 1987年 2月
부산대 전자공학과 졸업(공학사).
1989年 2月 한국과학기술원 전기
및 전자공학과 졸업(공학석사).
1994年 8月 한국과학기술원 전기
및 전자공학과 졸업(공학박사).

1994年 8月 ~ 1996年 3月 LG전자 미디어통신연구
소 선임 연구원. 1996年 4月 ~ 현재 한국해양대학교
전자통신공학과 전임강사. 주관심 분야는 안테나, 무선
통신, 다층 구조에서의 전자파 해석 등임.

羅 正 雄(正會員)

第 31卷 A篇 第 5號 참조

한국과학기술원 전기 및 전자공학
과 교수