

論文97-34D-1-2

점근적 근사를 사용한 지표면 위에 놓여 있는 한쪽 면이 도체로 된 얇은 유전체 층 내부의 두 다이폴 사이의 상호 결합 원리에 관한 연구

(A study of coupling mechanism between two dipoles integrated within a conductor-backed thin dielectric layer above earth using asymptotic evaluation)

朴東國*, 羅正雄**

(Dong Kook Park and Jung Woong Ra)

요 약

지표면위에 한 쪽 면이 도체로 된 얇은 유전체 층 속의 두 다이폴에 의한 전계를 saddle point 방법에 의해 계산하였다. 차단 모드가 유지될 정도로 유전체 층의 두께가 얇은 경우 전계는 TE 모드의 branch 점과 TM 모드의 극점의 기여도의 합으로 근사될 수 있고, branch 점과 극점의 기여도는 각각 감쇄하는 lateral 파와 leaky파로 해석됨을 보였다.

Abstract

An electric field due to point dipole within conductor backed thin dielectric layer above the earth is calculated by using saddle point method. When the dielectric layer is thin enough to support a cutoff mode, we show that the field may be approximated by sum of contributions of branch points of TE mode and poles of TM mode and that the branch points and poles contributions are interpreted as an evanescent lateral waves and leaky waves, respectively.

I. 서 론

지표면 위에 송수신 안테나를 두고 연속파(continuous wave)를 사용하여 지하 매질물을 찾고자 할 때, 송수신 안테나 사이의 상호 결합을 줄이는 것이 중요하다. 송수신 안테나 사이의 직접 결합을 제거할 수 있는 구조로서, 지표면 위에 도체면이 윗쪽에 있고 그 아

래로 유전체 슬랩으로 구성 된 유전체 도파관을 두고, 송수신 평판 다이폴을 유전체 도파관 속에 둔 안테나 구조가 제안 되었었다¹⁾. 이 안테나 구조에서 송수신 평판 다이폴(planar dipole) 사이의 상호 결합을 최소화 하기 위해서는, 송수신 평판 다이폴간의 상호 결합 원리를 이해할 필요가 있다. 따라서 본 논문에서는 평 판 다이폴 대신 점 다이폴을 두고서 이러한 안테나 구조하에서 서로 평행하게 놓여 있는 송수신 다이폴의 상호 결합의 원리(coupling mechanism)를 조사하고자 한다. II장에서 점 다이폴 전원에 의한 전자장을 유도하여 수신 위치에서의 전계의 표현식을 구하고, III장에서 saddle point 방법을 사용하여 앞장에서 구한 전 계 표현식을 점근적 근사식(asymptotic evaluation)을 구하여 송수신 안테나 사이의 상호 결합이 lateral

* 正會員, 韓國海洋大學校 電子通信工學科
(Korea Maritime University, Department of Electronic & Telecommunication Engineering)

** 正會員, 韓國科學技術院 電氣 및 電子工學科
(Korea Advanced Institute of Science & Technology, Department of Electrical Engineering)

接受日字:1996年8月16日, 수정완료일:1996年11月30日

파와 leaky 파의 합으로 주어짐을 보였고, IV장에서 결론을 맺었다.

II. 제안된 안테나 구조에서의 전계 E_x

제안된 안테나 구조는 그림 1과 같다^[1]. x, y 평면 상에서는 균일하면서 z 축 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.

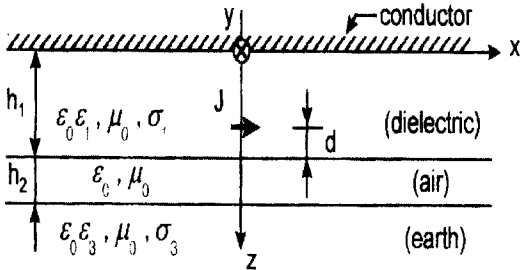


그림 1. 안테나 구조
Fig. 1. Geometry of the antenna.

$z=h_1-d$ 평면상의 $x=0$ 인 임의의 점에서의 전계 E_x 는 전송선 방정식으로부터

$$E_x(0, y, h_1-d) = -\frac{\omega\mu}{4\pi} \int_0^\infty \frac{\gamma}{2x_1} [J_0(\gamma y) - J_2(\gamma y)] (1-R_e) dy - \frac{\omega\mu}{4\pi k_1^2} \int_0^\infty \frac{x_1 \gamma}{2} [J_0(\gamma y) + J_2(\gamma y)] (1-R_m) dy \quad (2)$$

으로 주어진다^[2]. 여기서 J_0, J_2 은 각각 0차 및 2차 제1종 Bessel 함수를 나타내며,

$$R_m = \frac{e^{-j2x_1(h_1-d)} - \Gamma_m(z=h_1)e^{j2x_1 d} + 2\Gamma_m(z=h_1)e^{-j2x_1 h_1}}{1 + \Gamma_m(z=h_1)e^{-j2x_1 h_1}} \quad (3)$$

$$R_e = \frac{e^{-j2x_1(h_1-d)} - \Gamma_e(z=h_1)e^{-j2x_1 d} + 2\Gamma_e(z=h_1)e^{-j2x_1 h_1}}{1 + \Gamma_e(z=h_1)e^{-j2x_1 h_1}} \quad (4)$$

이고,

$$\Gamma_m(z=h_1) = \frac{x_2 \epsilon_{1c} A_m - x_1 \epsilon_{2c} B_m}{x_2 \epsilon_{1c} A_m + x_1 \epsilon_{2c} B_m} \quad (5)$$

$$\Gamma_e(z=h_1) = \frac{x_1 A_e - x_2 B_e}{x_1 A_e + x_2 B_e} \quad (6)$$

$$A_m = x_3 \epsilon_{2c} \cos x_2 h_2 + j x_2 \epsilon_{3c} \sin x_2 h_2 \quad (7)$$

$$B_m = x_2 \epsilon_{3c} \cos x_2 h_2 + j x_3 \epsilon_{2c} \sin x_2 h_2 \quad (8)$$

$$A_e = x_2 \cos x_2 h_2 + j x_3 \sin x_2 h_2 \quad (9)$$

$$B_e = x_3 \cos x_2 h_2 + j x_2 \sin x_2 h_2 \quad (10)$$

$$x_i = \sqrt{k_i^2 - k_0^2}, \quad k_i = \omega \sqrt{\mu \epsilon_{ic}}, \quad i=1,2,3 \quad (11)$$

이다. 식(2)의 첫 번째 적분식은 TE 모드에 의한 전계 E_x 를 나타내며, 두 번째 적분식은 TM 모드에 의한 전계 E_x 를 나타낸다.

III. 적분 계산

여기서는 식(2)의 전계 $E_x(0, y, h_1-d)$ 을 계산해 보려 한다. 먼저 식 (2)의 적분식에서 R_e, R_m 의 항을 제외한 나머지 항에 대한 적분식은

$$-\frac{\omega\mu}{4\pi} \int_0^\infty \frac{\gamma}{2x_1} [J_0(\gamma y) - J_2(\gamma y)] dy - \frac{\omega\mu}{4\pi k_1^2} \int_0^\infty \frac{x_1 \gamma}{2} [J_0(\gamma y) + J_2(\gamma y)] dy = -\frac{\omega\mu}{4\pi k_1^2} \left(\frac{k_1^2}{y} - j \frac{k_1}{y^2} - \frac{1}{y^3} \right) e^{-jk_1 y} \quad (12)$$

으로 해석적으로 구할 수 있다^[3]. 이 적분값이 의미하는 양은 전 공간이 매질 1로 차 있을 때 송신점에서 수신점으로 직접 전달되는 전계를 나타내며, 직접파(direct wave)를 의미한다.

이제 식 (2)에서 직접파를 뺀 나머지 항에 대한 계산을 해 보자. 수치계산으로 이것을 구할 수도 있지만^[2] 수치계산으로는 각각의 항들의 물리적 의미를 살펴보기가 어려우므로 saddle point 방법을 이용하여 전계 E_x 를 구해보려 한다.

물리적 의미를 조사한다는 관점에서 해석을 간단히

$$D_e = \{ (1+a) + (1-a) e^{-\sqrt{k_3^2 - k_1^2} (2h_1)} + [(1-a) + (1+a) e^{-\sqrt{k_3^2 - k_1^2} (2h_1)}] e^{-\sqrt{k_3^2 - k_2^2} (2h_1)} \}^2, \quad (23)$$

$$\alpha = \sqrt{k_3^2 - k_2^2} / \sqrt{k_3^2 - k_1^2} \quad (24)$$

이다. 만약 $k_3 > k_1$, $k_3 > k_2$ 이면 식 (21)의 지수항으로부터 지수함수적인 감쇄가 z 방향으로 생김을 알 수 있고 전파경로는 그림 3처럼 될을 알 수 있다. 이것은 경로상에 지수함수적 감쇄가 존재하는 lateral 파를 나타낸다. 실제 상황에서 매질 2가 공기(air)임을 감안하면 매질의 상대 유전율의 비가 $\epsilon_3 > \epsilon_1 > \epsilon_2$ 이 되도록 안테나 유전율을 결정하면 위의 조건을 만족시킬 수 있다.

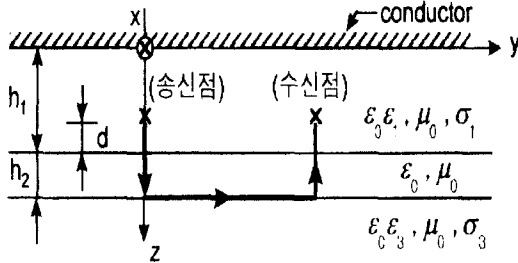


그림 3. Branch point contribution의 물리적 의미
Fig. 3. Physical meaning of the integral of branch point.

R_e 의 첫째 항과 마지막 항에 대해서도 지금까지의 방법을 그대로 적용할 수 있으며 각각의 항이 SDP 적분과 branch cut 적분으로 표시됨을 보일 수 있다.

한편 h_1 의 두께를 작게하면 R_e 의 각 항들의 SDP 적분값과 식 (12)로 표시된 직접파중 TE 모드 성분의 값을 합한 값이 영이 된다. 즉 유전체 슬랩 내부의 모든 진행파 모드가 차단 상태에 있게 되고 따라서 식 (12)의 TE 모드에 의한 전계값은 branch cut 적분만으로 주어지도록 할 수 있다. 따라서 TE 모드의 경우 h_1 의 두께를 작게하여 유전체 슬랩 내부의 모든 진행파 모드가 차단 상태에 있는 경우, 송수신 점의 상호결합은 lateral 파에 의한 결합만으로 주어짐을 알 수 있다.

2. TM 모드

식 (2)에서 TM 모드에 의한 전계 중에서 R_m 의 두 번째 항에 대해서 saddle point 방법을 적용하여 보자. R_m 의 두 번째 항에 의한 전계를 $E_{x,2}^{TM}$ 라 표시하면, $E_{x,2}^{TM}$ 는

$$E_{x,2}^{TM} = N_m \int_P f_m(\xi) e^{-jk_1 R \cos(\xi - \bar{\theta})} d\xi \quad (25)$$

으로 표시 할 수 있다. 여기서 N_m 및 f_m 은 각각

$$N_m = -j \frac{\omega \mu}{2\pi y} \sqrt{\frac{2}{\pi y}} e^{j\pi/4}, \quad (26)$$

$$f_m(\xi) = \frac{g_m(\xi)}{h_m(\xi)} \quad (27)$$

으로 표현되며, 식 (27)의 $g_m(\xi)$ 및 $h_m(\xi)$ 은 각각

$$g_m(\xi) = \cos^2 \xi [p \epsilon_1 (q \epsilon_2 + j p \epsilon_3 \tan p h_2) - k_1 \epsilon_2 \cos \xi (p \epsilon_3 + j q \epsilon_2 \tan p h_2)], \quad (28)$$

$$h_m(\xi) = \sqrt{k_1 \sin \xi} \{ [p \epsilon_1 (q \epsilon_2 + j p \epsilon_3 \tan p h_2) + k_1 \epsilon_2 \cos \xi (p \epsilon_3 + j q \epsilon_2 \tan p h_2) + [p \epsilon_1 (q \epsilon_2 + j p \epsilon_3 \tan p h_2) - k_1 \epsilon_2 \cos \xi (p \epsilon_3 + j q \epsilon_2 \tan p h_2)] e^{-j 2 h_1 k_1 \cos \xi} \} \quad (29)$$

로 주어지고 p, q 는 식 (19)으로 주어진다. 또한 식 (25)의 적분경로 P 를 그림4에 나타내었다. 식 (25)의 branch cut은 TE 모드와 같으며, 단지 $\text{Im } x_3 > 0$ 인 improper 영역에서 $h_m(\xi) = 0$ 인 극점(pole)이 추가로 더 존재한다. 식 (25)의 적분 계산을 복소 ξ 평면에서 경로 P 를 따라서 행하는 대신 SDP를 따라서 계산을 하고자 할 때, branch cut 경로 1 (BCP 1)을 만나게 되면 다음 sheet로 연결되게 하고 BCP 2를 만나면 branch cut를 따라 돌아서 지나가게 하는 경우, 그림 4와 같이 BCP 2의 branch point 부근을 둘러싸는 경로 외에도 극점을 포함하는 경로가 있으므로, 전체 적분은 SDP 적분과 BCP 2의 branch point 부근을 둘러싸는 적분 및 극점의 영향을 합한 값으로 표시된다.

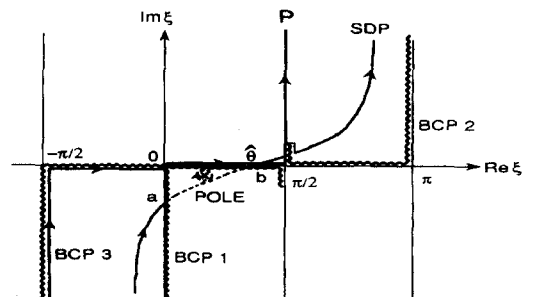


그림 4. 복소 ξ 평면에서 TM 모드의 적분 경로
Fig. 4. Integral paths of TM mode in the complex ξ -plane.

TE 모드와 동일한 방법으로 구하면 SDP를 따라 행한 적분을 구할 수 있으며, BCP 2의 branch point 부근을 둘러 싸는 적분 계산은 SDP와 branch cut의 수식으로부터 교차점을 구할 수 있으며, 이것으로부터 branch point를 돌아서 지나가는 적분 계산을 할 수 있다. Saddle point 및 branch point contribution의 물리적 의미 또한 TE 모드의 경우와 동일함을 알 수 있다. 여기서는 극점(pole)의 영향에 대해서만 계산해보자. 극점은 $\text{Im } \kappa_3 > 0$ 인 영역에서 $h_m(\xi) = 0$ 로부터 구할 수 있으며, 전계 $E_{x,2}^{TM}$ 의 pole contribution, $E_{x,2}^{TM, \text{pole}}$ 는 residue 정리에 의해

$$E_{x,2}^{TM, \text{pole}} = -2\pi j N_m \frac{\cos^2 \xi_p}{\sqrt{k_1 \sin \xi_p}} \frac{g_m(\xi_p)}{h_m(\xi_p)} e^{-jk_1 \cos(\xi_p - \theta)} \quad (30)$$

으로 표현 된다. 여기서 ξ_p 은 극점을 나타내며, $h_m'(\xi_p)$ 은 $h_m(\xi)$ 의 $\xi = \xi_p$ 에서의 미분값을 의미 한다.

ξ_{pr} , ξ_{pi} 은 각각 극점의 실수부와 허수부라 할때 극점이 $0 < \xi_{pr} < \pi/2$, $\xi_{pi} < 0$ 인 영역에 존재하므로 식 (30)의 지수 함수항을 살펴 보면

$$e^{-j2k_1 d \cos \xi_{pr} \cosh \xi_{pi} + 2k_1 d \sin \xi_{pr} \sinh \xi_{pi}} \times e^{jk_1 y \sin \xi_{pr} \cosh \xi_{pi} + k_1 y \cos \xi_{pr} \sinh \xi_{pi}} \quad (31)$$

이므로 z 방향으로는 지수 함수적으로 증가하며, y 방향으로는 지수 함수적으로 감소하는 leaky 파의 특성^[5]을 나타낸다.

h_1 , h_2 의 변화에 대한 leaky pole의 궤적을 구하여 보면 h_1 , h_2 가 클수록 극점이 실수축에 가까와짐을 알 수 있다. 따라서 식 (31)으로부터 leaky 파를 줄이기 위해서는 h_1 , h_2 가 작아야 함을 알 수 있다.

R_m 의 첫째 항과 마지막 항에 대해서도 지금까지의 방법을 그대로 적용할 수 있으며 각각의 항이 SDP 적분, branch cut 적분 및 pole contribution의 합으로 표시됨을 보일 수 있다.

한편 TE 모드에서처럼 h_1 의 두께를 작게하면 R_m 의 각 항들의 SDP 적분값과 식 (12)으로 표시된 직접 파중 TM 모드 성분의 값을 합한 값이 영이 된다. 즉 유전체 슬랩 내부의 모든 진행파 모드가 차단 상태에 있게 되고, 또한 BCP 2의 branch point 부근의 적분 값은 거의 영이 되므로, 식 (2)의 TM 모드에 의한 전계값은 극점에 의한 영향만으로 주어진다. 따라서 TM 모드의 경우 h_1 의 두께를 작게하여 유전체 슬랩 내부의 모든 진행파 모드가 차단 상태에 있는 경우, 송수신

점의 상호결합은 leaky 파에 의한 결합만으로 주어짐을 알 수 있다.

3. 적분 결과

위의 결과를 정리해 보면 유전체 슬랩의 두께 h_1 을 작게하여 유전체 슬랩 내부의 모든 진행파 모드가 차단 상태에 있는 경우, 식 (2)의 전계 E_x 는 TE 모드에 의한 lateral 파와 TM 모드에 의한 leaky 파의 합으로 주어짐을 알 수 있다. 그림 5(a)에 $\epsilon_1 = 9$, $\epsilon_2 = 1$, $\epsilon_3 = 10$ 이고, $\sigma_1 = 10^{-6}$, $\sigma_2 = 0$, $\sigma_3 = 10^{-4}$ 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 y 축(parallel) 위에 점 전원으로 부터 2 m 떨어진 점에서의 lateral 파와 leaky 파의 크기를 나타내었고 그림 5(b)에 이들의 합으로 구한 근사값(asymptotic results)을 나타내었다. 계산결과의 검증을 위해 식 (2)을 실수축을 따라 수치 계산^[21]으로 구한 값과를 비교하여 그림 5(b)에 나타내었다. 두 값이 잘 일치함을 알 수 있다.

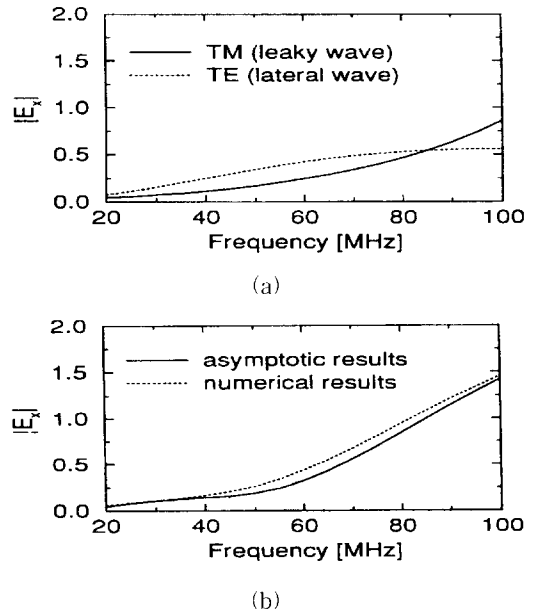


그림 5. 점전원으로부터 2m 떨어진 지점에서의 전계 E_x 의 크기

(a) Leaky 파와 lateral 파의 비교. (b) 수치 계산과 접근적 근사값과의 비교.

Fig. 5. The magnitude of electric field E_x at 2m apart from point dipole. (a) Comparison of leaky wave and lateral wave. (b) Comparison of numerical and asymptotic results.

IV. 결 론

지표면 위에 도체면이 윗쪽에 있고 그 아래로 유전체 슬랩으로 구성 된 유전체 도파관이 있고 송수신 다이폴 안테나를 유전체 도파관 속에 설치할 때, 유전체 슬랩의 두께를 작게하여 안테나의 사용 주파수 대역에서 진행파 모드가 차단 상태에 있는 경우, 송수신 다이폴 안테나 간의 상호결합은 lateral 파와 leaky 파의 합으로 주어짐을 보였다. 이것은 각 유전체 층이 손실 매질일 때도 모두 성립이 된다.

즉 한쪽면이 도체로 된 얇은 유전체 층 속의 두 다이폴로 연속파를 이용한 지하 탐사시 두 다이폴 사이의 상호 결합을 최소화하기 위해서는 유전체 도파관의 차단 모드를 이용하여 송수신점간의 직접파를 없애고 두 다이폴 사이에 존재하는 lateral 파와 leaky 파에 의한 상호 결합을 줄여야 함을 알 수 있다.

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, 나정웅, "지표면 위에 한쪽 면이 도체로 된 손실 유전체 슬랩 속의 점 다이폴 전원에 의한 동일면상의 전계," *대한전자공학회지*, 제 33권, 제 12호, 1996년 12월
- [3] 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.
- [4] 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.
- [5] L. B. Felsen, and N. Marcuvitz, *Radiation and Scattering of waves*, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N. J., 1973.
- [6] J. R. Wait, "Electromagnetic propagation in an idealized earth crust waveguide," *Radio Sci.*, vol. 1, no. 8, pp. 913-924, Aug. 1966.

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 미디어통신연구소 선임 연구원. 1996年 4月 ~ 현재 한국해양대학교 전자통신공학과 전임강사. 주관심 분야는 안테나, 무선통신, 다층 구조에서의 전자파 해석 등임.

羅正雄(正會員) 第31卷 A篇 第5號 참조

한국과학기술원 전기 및 전자공학과 교수