

論文95-32A-8-5

도체와 유전체가 복합된 쐐기에 의한 E-편파된 전자파의 회절, I: 물리광학해

(E-polarized Electromagnetic Diffraction by a Composite Wedge, I: Physical Optics Solution)

金世潤*, 金尙昱*

(Se-Yun Kim and Sang-Uk Kim)

요약

쐐기형 도체와 쐐기형 유전체가 복합된 구조물에 의해 회절된 E-편파시의 완전한 형태의 물리광학해를 기하광학해와 모서리회절파의 합으로 구하였다. 모서리회절파의 회절계수는 cot함수의 급수형태로 표현하였다. 물리광학해의 전계패턴을 그림으로 나타내었다.

Abstract

A complete form of physical optics solution to the E-polarized diffraction by a composite of conducting and dielectric wedges is obtained by sum of geometrical optics solution and edge-diffracted field. The diffraction coefficients of the edge-diffracted field are expressed in series of cotangent functions. The electric field patterns of the physical optics solution are plotted in figures.

I. 서론

금속 산란체에 의한 RCS(radar cross section)을 줄이기 위한 방안으로 금속표면에 유전체를 입히며^[1], 안테나 보호를 위한 레이돔(radome)으로 유전체 덮개를 씌운다^[2]. 일반적으로 도체와 유전체가 혼재되어 있을 경우의 고주파대 전자파 산란문제를 기하광학적 회절이론(geometrical theory of diffraction)^[3]을 써서 해석하기 위해서는 쐐기형 도체와 유전체가 복합된 구조물의 회절계수(diffraction coefficients)가 주어져야 한다. 그러나 유전체 쐐기의 정

확한 회절계수 조차 알려져 있지 않다^[4]. 최근 유전체와 도체가 복합된 쐐기에 대한 근사적인 해석이 시도되었으나^[5], 근거가 불분명한 가정하에 이루어져서 계산된 해로부터 이러한 회절문제의 물리적인 의미를 파악하기에는 도움이 되지 않는다.

최근 쐐기형 유전체에 의한 E-편파된 전자파의 회절문제를 파수영역의 쌍적분방정식(dual integral equation)을 이용하여 해석하는 기법이 개발되었다^[6,7]. 본 논문에서는 E-편파된 평면파가 도체 및 유전체 쐐기가 복합된 구조물에 입사시 산란된 전계를 쌍적분방정식으로 유도하고, 여기에 이미 개발된 해석방법을 적용하여 물리광학근사해를 구하였다. 물리광학해는 기하광학과 모서리회절파의 합으로 표현되는데, 모서리회절파는 단순히 기하광학파의 진행방향과 크기에 대한 정보로부터 쉽게 표현됨을 보였다. 본 논문

* 正會員, 韓國科學技術研究院 情報電子研究部
(Div. Electronics and Information Tech., KIST)
接受日: 1995年 2月 22日, 수정완료일: 1995年 7月 29日

서는 시간표현을 $e^{-i\omega t}$ 로 취하였으며, 이후로 표현을 생략하기로 한다.

II. 쌍적분방정식

그림 1과 같이 비유전율 ϵ , 쐐기각 θ_d 인 유전체가 S_d 인 영역에 있고, 쐐기각 $2\pi - \theta_d$ 인 완전도체가 S_c 영역에 있다고 한다. 여기서 유전체와 도체의 복합체가 쐐기구조를 갖기 위하여 쐐기각 θ_d 와 θ_c 는 $\pi < \theta_c - \theta_d < 2\pi$ 의 범위내에 있다고 한다. 이때 z방향으로 편파된 평면파의 전계 u_i 가 x축과 θ_i 각을 이루며 복합쐐기에 입사시 산란되는 전체전계 u 는 z성분만을 갖게 되어 아래와 같은 2차원 스칼라 적분방정식을 만족해야 한다^[8].

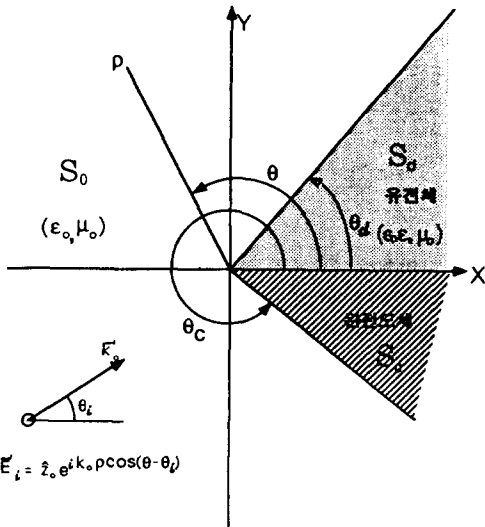


그림 1. 유전체 및 도체가 복합된 쐐기에 E-편파된 평면파의 입사

Fig. 1. Incidence of E-polarized plane wave on a composite of dielectric and conducting wedges.

$$u(\rho, \theta) = u_i(\rho, \theta) + (k_d^2 - k_0^2) \int \int_{S_d} d\rho' d\theta' \rho' u(\rho', \theta') G - \int_0^\infty d\rho' [u(\rho', \theta') \frac{1}{\rho'} \frac{\partial G}{\partial \rho'}]_{\theta = \theta_i} + \int_0^\infty d\rho' [u(\rho', \theta') \frac{1}{\rho'} \frac{\partial G}{\partial \rho'}]_{\theta = \theta_c} \quad (1)$$

여기서 직교좌표 (x,y)와 원통좌표 (ρ,θ)는 그림 1

과 같이 정의하며, 편의상 별도의 언급이 없으면 $u(x,y) = u(\rho, \theta)$ 로 표현하기로 한다. 이때 그린 (Green)함수 G는 다음과 같다.

$$G = \frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_0 \sqrt{\rho^2 + \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos(\theta - \theta')}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty da d\beta \frac{e^{ia(x-x') + i\beta(y-y')}}{a^2 + \beta^2 - k_0^2} \quad (2)$$

여기서 k_0 는 영역 S_0 의 파수(wavenumber)를 의미하며, 이후 k_d 는 영역 S_d 의 파수를 나타낸다.

식(1)에서의 그린함수 G를 식(2)의 적분형을 대입하여 적분순서를 바꾸어 정리하면 다음과 같은 쌍적분 방정식을 유도할 수 있다^[6].

$$F^{-1} [\frac{P(\alpha, \beta) + Q(\alpha, \beta) + R(\alpha, \beta)}{\alpha^2 + \beta^2 - k_d^2}] = u(\rho, \theta), \text{ in } S_d, \quad (3a)$$

$$0, \text{ in } S_0 + S_c, \quad (3b)$$

$$u_i(\rho, \theta) - F^{-1} [\frac{S(\alpha, \beta) + Q(\alpha, \beta) + R(\alpha, \beta)}{\alpha^2 + \beta^2 - k_0^2}] =$$

$$0, \text{ in } S_d + S_c, \quad (4a)$$

$$u(\rho, \theta), \text{ in } S_0. \quad (4b)$$

여기서 F^{-1} 은 2차원 푸리에 역변환(inverse Fourier transform)을 나타내는 연산자이며, 함수 P, Q, R, S는 각각 다음과 같이 주어진다.

$$P(\alpha, \beta) = - \int_0^\infty d\rho \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta} u(\rho, 0) e^{-i\alpha\rho}, \quad (5a)$$

$$Q(\alpha, \beta) = -i(\alpha \sin \theta_d - \beta \cos \theta_d) \int_0^\infty d\rho u(\rho, \theta_d) e^{-i\alpha \cos \theta_d \rho + \beta \sin \theta_d \rho}, \quad (5b)$$

$$R(\alpha, \beta) = \int_0^\infty d\rho [\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta} u(\rho, \theta_d)] e^{-i\alpha(\alpha \cos \theta_d + \beta \sin \theta_d)}, \quad (5c)$$

$$S(\alpha, \beta) = - \int_0^\infty d\rho \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \theta} u(\rho, \theta_c) e^{-i\alpha(\alpha \cos \theta_c + \beta \sin \theta_c)}. \quad (5d)$$

따라서 P, Q, R, S의 함수값을 안다면, 식(3a)와 (4b)로부터 유전체 내부영역과 외부영역에서의 전계를 구할 수 있다. 이때 식(3b)와 (4a)는 정확한 P, Q, R, S가 만족해야 하는 조건식으로 볼 수 있다.

III. 기하광학근사

그런데 정확한 P, Q, R, S는 식(5)에서 보인 바와 같

이 유전체 및 도체의 경계면에서의 전계와 그의 미분 값을 알아야만 알 수 있다. 그러나 이러한 경계면에서의 전계는 우리가 구하고자 하는 양이므로 정확히 알 수 없다. 따라서 기존의 논문^[6,7]에서와 마찬가지로 먼저 ray-tracing으로 기하광학해 $u_g(\rho, \theta)$ 를 구하기로 한다.

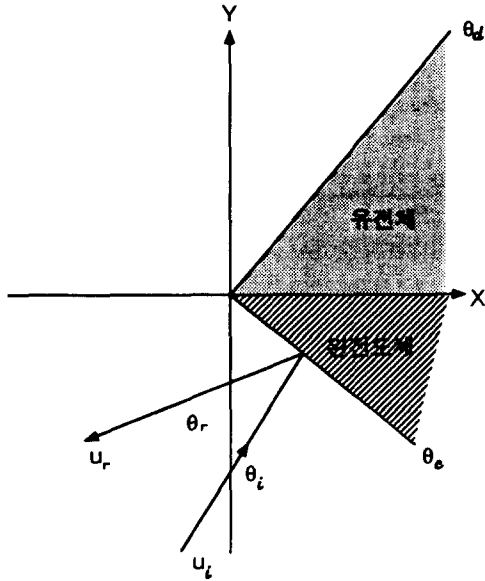


그림 2. 도체 쐐기의 경계면에 입사시의 Ray-tracing
Fig. 2. Ray-tracing in case of incidence on the boundary of conducting wedge.

먼저 입사전계 u_i 가 $\theta = \theta_c$ 인 경계면에만 입사시 기하광학과 u_{g1} 은 그림 2와 같은 ray-tracing으로 부터 다음과 같이 구할 수 있다.

$$u_{g1}(\rho, \theta) = D(\theta_i, \theta_c)e^{ik_0\rho\cos(\theta-\theta_c)} - D(\theta_r, \theta_c)e^{ik_0\rho\cos(\theta-\theta_r)} \quad (6)$$

여기서 D 는 임의의 방향을 나타내는 변수 θ 에 관한 일종의 window함수로서 다음과 같이 정의한다.

$$D(a, b) = 1, \quad a < \theta < b, \\ 0, \quad \text{elsewhere.} \quad (7)$$

또한 식(6)의 반사각 θ_r 는 다음과 같다.

$$\theta_r = 2(\theta_c - \pi) - \theta_i. \quad (8)$$

다음 입사전계 u_i 가 $\theta = \theta_d$ 인 경계면에만 입사할 경우의 기하광학과 u_{g2} 는 그림 3과 같은 ray-tracing으로부터 다음과 같이 표현된다.

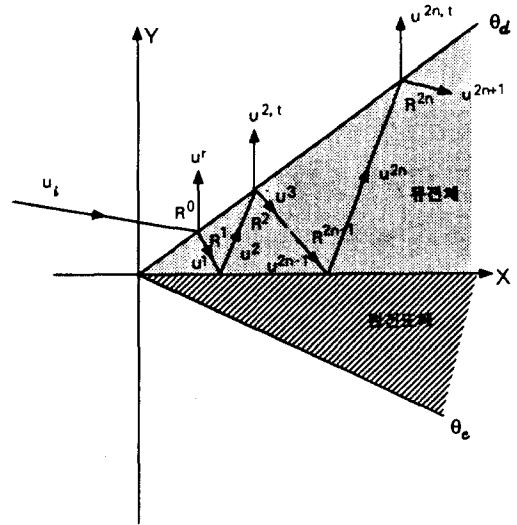


그림 3. 유전체 쐐기의 경계면에 입사시의 Ray-tracing
Fig. 3. Ray-tracing in case of incidence of the boundary of dielectric wedge.

$$u_{g2}(\rho, \theta) = D(\theta_d, \theta_i)e^{ik_0\rho\cos(\theta-\theta_i)} + D(\theta_d, \theta^*)R^0e^{ik_0\rho\cos(\theta-\theta^*)} \\ + \sum_{m=1}^{M_d} D(\theta_d, \theta^{2m,t})K^{2m,t}e^{ik_0\rho\cos(\theta-\theta^{2m,t})} \\ + \sum_{m=1}^M D(\theta_c, \theta_d)K^m e^{ik_0\rho\cos(\theta-\theta^*)} \\ + [(M_0 - M_d)D(0, \theta^{M+1}) - (M_0 - M_d - 1)D(\theta^{M+1}, \theta_d)] \\ \times K^{M+1} e^{ik_0\rho\cos(\theta-\theta^{M+1})} \quad (9)$$

여기서 M 은 ray-tracing시 유전체 내부에서의 총 반사 횟수를 나타내며, 그중 M_d 는 $\theta = \theta_d$ 인 유전체의 경계면에 부딪히는 횟수를 의미하고, M_0 는 $\theta = 0$ 인 도체의 경계면에 부딪히는 횟수로 정의한다. 단 유전체 내부반사중 $2m$ 번째 반사시 완전반사가 일어날 경우 유전체 밖으로 투과되는 ray $u^{2m,t}$ 의 진행각 $\theta^{2m,t}$ 는 복소수가 되어 식(9)의 해당 window 함수인 $D(\theta_d, \theta^{2m,t})$ 는 식(7a)와 같이 정의될 수 없다. 이러한 완전반사가 일어나는 경우 유전체밖으로 투과되는 전계는 경계면으로부터 지수적으로 감쇠하므로 존재영역이 넓지는 않지만 본 논문에서는 $D(\theta_d, \theta^{2m,t})$ 를

$D(\theta_d, \theta_d + \pi)$ 로 바꾸어 표현하여 충분한 영역을 포함하도록 하였다.

그리고 그림 3의 각 ray들의 진행방향들은 다음과 같이 주어진다.

$$\theta^r = 2\theta_d - \theta_i, \quad (10a)$$

$$\theta^1 = \cos^{-1} \left[\frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \cos(\theta_i - \theta_d) \right] + \theta_d, \quad (10b)$$

$$\theta^{2m-1} = (2m-2)\theta_d + \theta^1, \quad (10c)$$

$$\theta^{2m} = -(2m-2)\theta_d - \theta^1, \quad (10d)$$

$$\theta^{2m,1} = \cos^{-1} \left[\sqrt{\epsilon} \cos(\theta^{2m} - \theta_d) \right] + \theta_d. \quad (10e)$$

또한 각 ray들의 크기는 다음과 같다.

$$K^m = (R^0 + 1)R^1 R^2 \cdots R^{m-1}, \quad (11a)$$

$$K^{m,1} = K^m (R^m + 1). \quad (11b)$$

여기서

$$R^0 = \frac{\sin(\theta_d - \theta_i) - \sqrt{\epsilon - \cos^2(\theta_d - \theta_i)}}{\sin(\theta_d - \theta_i) + \sqrt{\epsilon - \cos^2(\theta_d - \theta_i)}}, \quad (12a)$$

$$R^{2m-1} = -1, \quad (12b)$$

$$R^{2m} = \frac{\sqrt{\epsilon} \sin(\theta^{2m} - \theta_d) - \sqrt{1 - \epsilon \cos^2(\theta^{2m} - \theta_d)}}{\sqrt{\epsilon} \sin(\theta^{2m} - \theta_d) + \sqrt{1 - \epsilon \cos^2(\theta^{2m} - \theta_d)}}. \quad (12c)$$

만약 입사전계가 $\theta = \theta_d$ 와 θ_c 의 양경계면에 모두 입사할 경우의 기하광학파는 앞에서 구한 기하광학과 u_{g1} 과 u_{g2} 의 합으로 표현된다. 따라서 그림 1의 경우에서 입사전계의 입사각 θ_i 에 따라 다음과 같이 기하광학과 u_g 의 표현이 주어진다.

$$\begin{aligned} u_g(\rho, \theta) &= u_{g1}(\rho, \theta), \quad \theta_d < \theta < \theta_c - \pi, \\ &u_{g2}(\rho, \theta), \quad \theta_d + \pi < \theta < \theta_c, \\ &u_{g1}(\rho, \theta) + u_{g2}(\rho, \theta), \quad 0 < \theta < \theta_d \text{ 또는 } \theta_c < \theta < 2\pi. \end{aligned} \quad (13)$$

식(13)에서 입사파가 유전체와 도체 양 경계면에 입사하는 입사전계 u_i 가 유전체와 도체의 외부영역 전체에 존재하므로 $e^{ik_0 \cos(\theta - \theta)}$ 항의 표현은 단순히 식(6)과 (9)의 해당 항의 합이 아니라 $D(\theta_d, \theta_c)$ 를 곱해야 한다.

IV. 물리광학근사

식(5)의 피적분함수인 유전체 및 쇄기 경계면의 정

확한 전계 u 에 대한 근사값으로 식(13)에서 구한 기하광학해 u_g 를 대입하여 근사적으로 계산하면, P, Q, R, S 에 대한 물리광학근사값인 P_p, Q_p, R_p, S_p 를 다음과 같이 구할 수 있다.

$$P_p(\alpha, \beta) = - \sum_{m=1}^{2M} K^m \frac{k_d \sin \theta^m}{\alpha - k_d \cos \theta^m}, \quad (14a)$$

$$Q_p(\alpha, \beta) = - \sum_{m=1}^{2M-1} K^m \frac{(\alpha \sin \theta_d - \beta \cos \theta_d)}{(\alpha \cos \theta_d + \beta \sin \theta_d) - k_d \cos(\theta_d - \theta^m)}, \quad (14b)$$

$$R_p(\alpha, \beta) = - \sum_{m=1}^{2M-1} K^m \frac{k_d \sin(\theta_d - \theta^m)}{(\alpha \cos \theta_d + \beta \sin \theta_d) - k_d \cos(\theta_d - \theta^m)}, \quad (14c)$$

$$S_p(\alpha, \beta) = \frac{2k_0 \sin(\theta_c - \theta)}{(\alpha \cos \theta_c + \beta \sin \theta_c) - k_0 \cos(\theta_c - \theta)}. \quad (14d)$$

식(14)의 P_p, Q_p, R_p, S_p 를 각각 식(5)의 P, Q, R, S 의 근사값으로 삼아 식(3a)와 (4b)에 대입하여, 식(3a)와 (4b)의 2차원 역프리에 적분중 먼저 변수 β 에 대해 contour적분을 행한다^[6,7]. 다음 변수 α 에 대한 적분은 $\alpha = k_0 \cos w$ 로 치환하여 정리하면 정확한 전계 u 에 대한 물리광학근사해 u_p 를 다음과 같이 얻을 수 있다^[6,7].

$$\begin{aligned} u_{p(\rho, \theta)} &= u_g(\rho, \theta) + v_1(\rho, \theta), \quad \text{in } S_0, \\ &v_2(\rho, \theta), \quad \text{in } S_d. \end{aligned} \quad (15)$$

여기서 u_g 는 식(13)의 기하광학파를 의미하며, v_1 과 v_2 는 모서리 회절파로서 다음과 같은 복소 w -평면에서의 SDP(steepest descent path)적분^[9]으로 표현된다.

$$v_{1,2}(\rho, \theta) = \pm \frac{1}{2\pi i} \int_{SDP} dw f_{1,2}(w) e^{ik_0 \rho \cos(w - \theta)}. \quad (16)$$

식(16)에서 f_1 과 f_2 는 각각 유전체 외부와 내부영역에서 물리광학근사해의 회절계수(diffraction coefficients)로서 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} f_1(w) &= W_1(\theta_c - \pi, \theta_c) \frac{1}{2} \left[-\cot\left(\frac{w - \theta_i}{2}\right) + \cot\left(\frac{w - \theta_c}{2}\right) \right] \\ &+ W_1(\theta_d, \theta_d + \pi) \frac{1}{2} \left[\cot\left(\frac{w - \theta_i}{2}\right) + R_0 \cot\left(\frac{w - \theta^r}{2}\right) \right] \\ &+ \sum_{m=1}^{M_d} K^{2m,1} \cot\left(\frac{w - \theta^{2m,1}}{2}\right), \end{aligned} \quad (17a)$$

$$f_2(w) = -W_1(\theta_d, \theta_d + \pi) \frac{1}{2} (-1)^{M+1} K^{M+1} \cot\left(\frac{w - \theta^{M+1}}{2}\right). \quad (17b)$$

여기서 입사파의 입사방향인 θ_i 에 관한 일종의 window 함수인 W 는 다음과 같이 정의한다.

$$W(a, b) = 0, \text{ for } a < \theta_i < b,$$

$$1, \text{ elsewhere} \quad (18)$$

따라서 식(17)의 물리광학해의 회절계수는 입사의 입사방향에 대해서도 만족하는 표현식으로 도체 및 유전체 쇄기의 어느 한 경계면에 입사하거나 양면 모두 입사할 경우를 전부 포함하는 일반적인 표현식이 된다.

V. 물리광학해의 회절계수 및 복사패턴

앞에서 유도한 복합쇄기에 대한 물리광학해의 실제 복사패턴을 다음과 같은 대표적인 경우에 대해 구하기로 한다. 그림 1에서 유전체 쇄기각 $\theta_d = 60^\circ$, 유전체의 상대유전상수 $\epsilon = 2$, 완전도체의 쇄기각 $\theta_c = 300^\circ$ 인 복합쇄기에 대해 E-편파된 평면파가 입사각 $\theta_i = 330^\circ$ 방향으로 입사시 원점에서 $\rho = 5\lambda$ 떨어진 원주상에서의 전계를 계산하였다.

먼저 그림 4는 식(13)을 이용하여 기하광학파의 진폭 및 위상패턴을 $\theta = 0.5^\circ$ 간격으로 그린 것으로, 기하광학파는 유전체 경계면에서 그 진폭과 위상이 연속이고, 도체경계면에서 그 진폭이 0이 되어 경계조건을 만족함을 볼 수 있다.

그러나 그림 4(a)에서 볼 수 있듯이 기하광학파는 각 ray들의 진행방향인 전환각(transition angles)인 $\theta = 30^\circ, 150^\circ, 270^\circ$ 에서 진폭이 불연속임을 볼 수

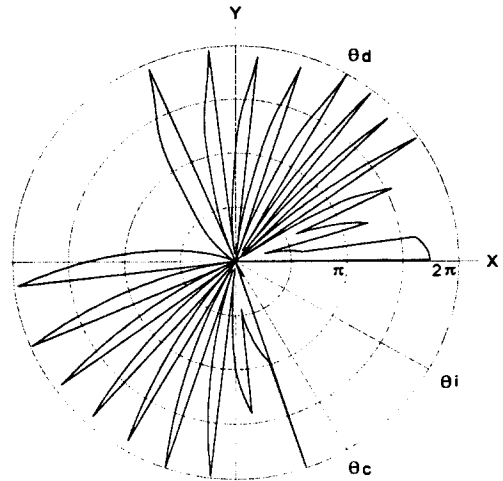


그림 4. $\theta_d = 60^\circ, \epsilon = 2, \theta_c = 300^\circ, \theta_i = 330^\circ, \rho = 5\lambda$ 인 경우 전계에 대한 기하광학해. (a) 진폭 (b) 위상

Fig. 4. Geometrical optics solution to electric fields for $\theta_d = 60^\circ, \epsilon = 2, \theta_c = 300^\circ, \theta_i = 330^\circ, \rho = 5\lambda$. (a) amplitude (b) phase

있다. 그림 4(b)에서의 위상크기가 0과 2π 간의 불연속은 위상이 연속되는 지점이므로 불연속으로 볼 수 없지만, 그림 4(a)와 마찬가지로 전환각들에서는 위상도 불연속임을 알 수 있다.

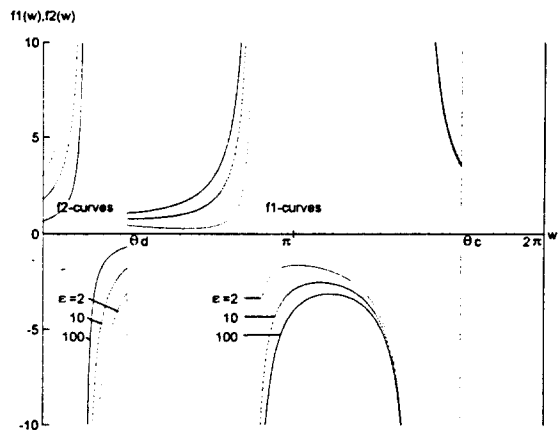
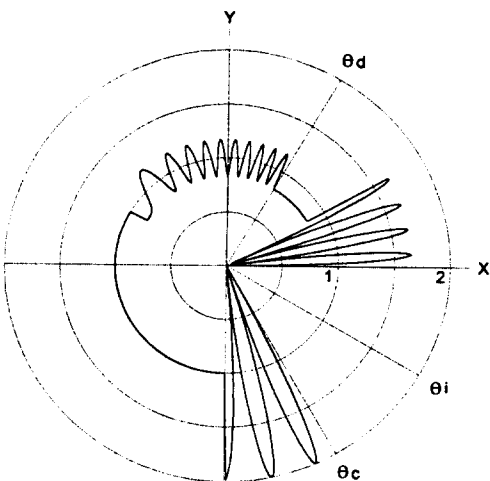


그림 5. $\theta_d = 60^\circ, \theta_c = 300^\circ, \theta_i = 330^\circ, \epsilon = 2, 10, 100$ 에서 물리광학근사로 구한 회절계수. Fig. 5. Diffraction coefficients obtained from physical optics approximation for $\theta_d = 60^\circ, \theta_c = 300^\circ, \theta_i = 330^\circ, \epsilon = 2, 10, 100$.

그림 5는 식(17)의 물리광학으로 구한 유전체 외부와 내부영역에서의 회절계수 f_1 과 f_2 를 각각의 해당영역에 대해 유전체의 상대유전상수 ϵ 가 2, 10, 100의 3경우에 대해 겹쳐서 그린 것이다. 이 경우 회절계수가 무한대로 되는 지점은 그림4의 기하광학과의 불연속이 일어나는 전환각임을 확인할 수 있다. 특히 물리광학근사로 구한 회절계수는 경계조건을 만족하지 않는데, 그림5에서도 f_2 가 도체 경계면인 $w=0$ 에서 0이 되지 않음을 볼 수 있으며 f_1 도 또 다른 도체 경계면인 $w = \theta_c$ 에서 0이 되지 않음을 확인할 수 있다.

식(17)에 주어진 회절계수를 식(16)에 대입하여 $k_0\rho$ 가 1보다 매우 클 경우에 대해 점근적으로 적분¹⁹⁾하면 모서리 회절파 v_1 과 v_2 는 다음과 같이 구할 수 있다.

$$v_{1,2}(\rho, \theta) \approx \pm \frac{e^{ik_0\rho + i\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2\pi k_{0,d}\rho}} f_{1,2}(\theta). \quad (19)$$

그러나 θ 가 임의의 전환각에 접근할수록 식(19)의 모서리 회절파의 크기가 무한대로 발산한다. 따라서 이 같이 ray의 진행방향 근방에서는 식(16)의 적분식을 균일점근적분(uniform asymptotic integration)¹⁹⁾으로 풀어야 한다. 예를 들어 전환각 $\theta^{2m,t}$ 근방에서의 모서리 회절파 v_1 는 다음과 같이 나타낼 수 있다¹⁷⁾.

$$v_1(\rho, \theta) = \frac{e^{ik_0\rho + i\frac{\pi}{4}}}{\sqrt{2\pi k_0\rho}} \left[f_1(\theta) - \frac{1}{2} K^{2m,t} \cot\left(\frac{\theta - \theta^{2m,t}}{2}\right) - \frac{1}{2} K^{2m,t} \tan\left(\frac{\theta - \theta^{2m,t}}{4}\right) \right] + \frac{1}{2} K^{2m,t} H(\theta - \theta^{2m,t}) F(\xi) e^{ik_0\rho} \quad (20)$$

여기서

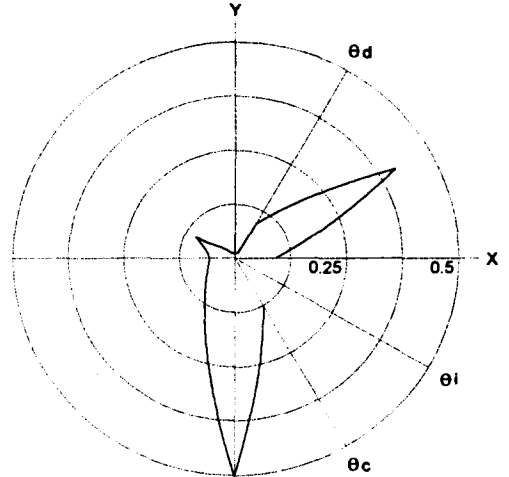
$$H(\theta - \theta^{2m,t}) = \begin{cases} 1, & \theta > \theta^{2m,t} \\ -1, & \theta < \theta^{2m,t} \end{cases} \quad (21a)$$

$$\xi = \sqrt{k_0\rho} \left| \sin\left(\frac{\theta^{2m,t} - \theta}{2}\right) \right| \quad (21b)$$

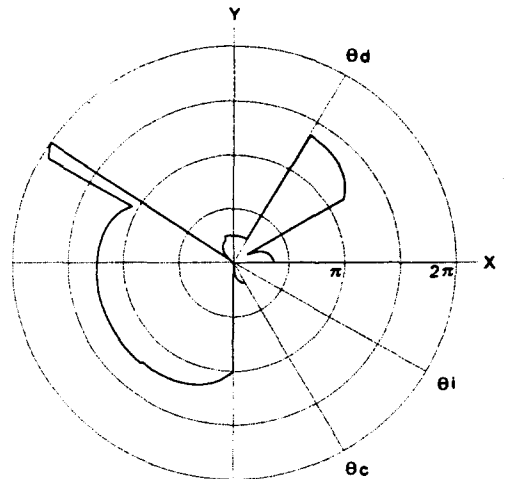
$$F(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-i2\xi} \int_{(1-i)\xi}^{\infty} e^{-x^2} dx \quad (21c)$$

그림 6(a)와 (b)는 식(19) 및 (20)을 이용하여 $\theta_d = 60^\circ, \epsilon = 2, \theta_c = 300^\circ, \theta_i = 330^\circ$ 인 경우 $\rho = 5\lambda$ 떨어진 원주상에서 물리광학근사로 구한 모서리 회절파의 진폭 및 위상패턴을 각각 $\theta = 0.5^\circ$ 간격으로 그린

것이다. 그림5에서 보인 바와 같이 그림 6에서의 모서리 회절파는 도체 경계면에서 그 진폭이 0이 되지 않으며, 유전체 경계면에서도 진폭과 위상이 불연속이어서 정확한 모서리 회절파와는 차이가 있음을 알 수 있다.



(a)



(b)

그림 6. $\theta_d = 60^\circ, \epsilon = 2, \theta_c = 300^\circ, \theta_i = 330^\circ, \rho = 5\lambda$ 에서 물리광학근사로 구한 모서리 회절파

(a) 진폭 (b) 위상

Fig. 6. Edge-diffracted field obtained from physical optics approximation for $\theta_d = 60^\circ, \epsilon = 2, \theta_c = 300^\circ, \theta_i = 330^\circ, \rho = 5\lambda$.

(a) amplitude (b) phase

그림 4의 기하광학과는 전환각들에서 진폭과 위상이 불연속이었지만, 이와는 달리 물리광학과는 그림7에서와 같이 모든 전환각들의 근방에서도 진폭과 위상이 연속적임을 알 수 있다. 그러나 그림7의 물리광학과는 정확한 해가 될 수 없는데, 이는 그림 5와 6에서 보인 바와 같이 유전체 및 도체 경계면에서 경계조건을 만족하지 못하기 때문이다.

VI. 결 론

본 논문에서는 E-편파된 평면파가 도체 및 유전체 쇄기가 복합된 구조물에 입사시 산란된 전계에 대한 쌍적분방정식을 유도하고, 경계면의 전자파를 ray-tracing으로 구한 기하광학과로 대체함으로써 물리광학과에 대한 해석적인 형태의 해를 구하였다. 구한 물리광학해는 기하광학과와 모서리회절파의 합으로 표현되는데, 모서리회절파의 회절계수는 단순히 ray의 진행방향과 크기에 대한 cot함수의 급수형태로 표현됨을 보였다.

그러나 일반적으로 물리광학해는 산란체 경계면에서 경계조건을 만족하지 않으며, 특히 본문에서 다루는 복합쇄기와 같은 모서리(edge)를 가지고 있는 산란체의 경우 모서리 끝에서 모서리 조건(edge condition)을 만족하지 않는다는 사실이 잘 알려져 있다^[10]. 따라서 본 논문에서 구한 복합쇄기에 대한 물리광학해의 오차 정도에 대해 정밀한 분석이 필요하다. 이러한 물리광학해의 문제점과 수정방안에 대해서는 후속논문에서 자세히 다루기로 한다.

참 고 문 헌

- [1] W.R.Stone ,ed., *Radar Cross Sections of Complex Objects*, IEEE:New York, 1990.
- [2] H.L.Hirsch and D.C.Grove, *Practical Simulation of Radar Antennas and Radomes*, Artech : Norwood, MA, 1987.
- [3] J.B.Keller, "Geometrical theory of diffraction," *J.Opt.Soc.America.*, vol.52, no.2, pp.116-130, 1962.
- [4] L.Lewin and L.Sreenivasiah, "Diffraction by a dielectric wedge," *Sci.Report no.47*, Dept.Elect.Eng., Univ. Colorado, 1979.
- [5] A.J.Booyesen and C.W.I. Pistorius,

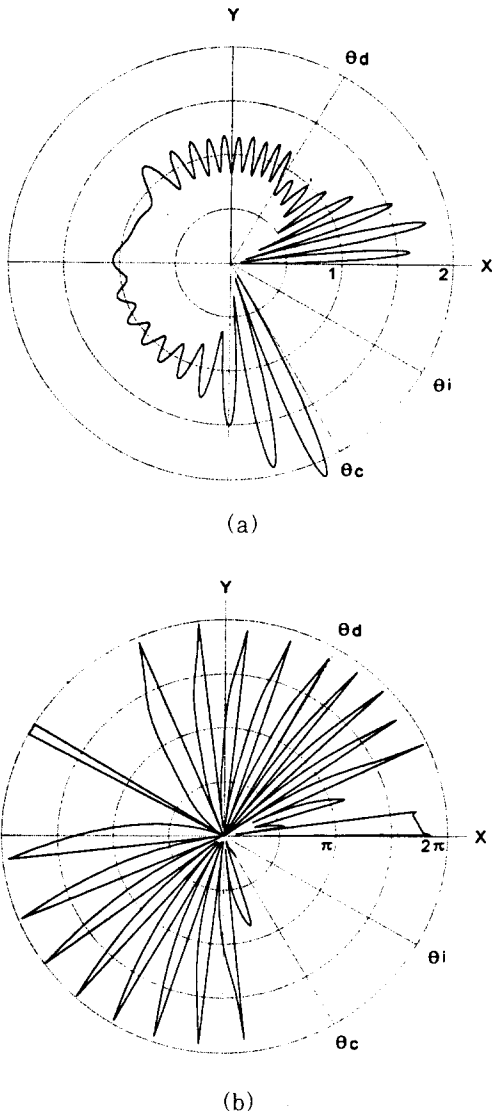


그림 7. $\theta_d=60^\circ$, $\epsilon=2$, $\theta_c=300^\circ$, $\theta_i=330^\circ$, $\rho=5\lambda$ 인 경우 전계에 대한 물리광학해.
 (a) 진폭 (b) 위상
 Fig. 7. Physical optics solution to electric fields for $\theta_d=60^\circ$, $\epsilon=2$, $\theta_c=300^\circ$, $\theta_i=330^\circ$, $\rho=5\lambda$.
 (a) amplitude (b) phase

그림7(a)와 (b)는 각각 물리광학과파의 진폭 및 위상 패턴을 식(15)를 이용하여 그린 것으로, 그림4의 기하광학과와 그림6의 모서리 회절파의 합으로 구하였다.

- "Electromagnetic scattering by a two-dimensional wedge composed of conductor and lossless dielectric," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-40, no.4, pp.383-390, 1992.
- [6] 김세윤, 나정웅, 신상영, "쇄기형 유전체에 의한 전자파의 회절, I부: 물리광학근사," *전자공학 회론문지*, 제25권, 제8호, pp.874-883, 1988.
- [7] S.Y.Kim, J.W.Ra, and S.Y.Shin, "Diffraction by an arbitrary-angled dielectric wedge: Part I-Physical optics approximation," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.AP-39, no.9, pp. 1272-1281, 1991.
- [8] A.D.Rawlins, "Diffraction by a dielectric wedge," *J. Inst. Math. Appl.*, vol.19, pp.104-111, 1977.
- [9] L.B.Felsen and N.Marcuvitz, *Radiation and Scattering of Waves*, Prentice Hall: Englewood Cliffs,NJ, 1973.
- [10] J.J.Bowman, T.B.A.Senior, and P.L.E. Uslenghi, eds., *Electromagnetic and Acoustic Scattering by Simple Shapes*, New York: Wiley, 1969, pp.21-35.

 저 자 소 개

金世潤(正會員) 제 32 권 A편 제 6 호 참조
 현재 한국과학기술연구원 정보전자연구부 책임연구원



金尙曄(正會員)
 1970년 2월 22일생. 1993년 2월 경희대학교 전자공학과 졸업(공학사). 1995년 2월 경희대학교 전자공학과 졸업(공학석사). 1995년 3월 ~ 현재 한국과학기술연구원 정보전자연구부 연구원. 주 관심분야 초고주파 직접회로, 이동통신