

쇄기형 유전체의 양면에 평면파 입사시 Neumann 전개를 이용한 회절패턴 계산

(Calculation of Diffraction Patterns for Incidence of Planewave on Both
Sides of a Dielectric Wedge by Using the Neumann Expansion)

金世潤*, 羅正雄**

(Se Yun Kim and Jung Woong Ra)

要 約

임의의 각을 갖는 쇠기형 유전체의 양 경계면에 E-편파된 평면파가 입사시 전자파의 회절문제에서 쇠기형 유전체의 모서리 근방에서 정전기적 극한의 모서리 조건을 만족하는 해를 구하였다. 물리광학 근사로 구한 회절계수를 유전체 경계면을 따라 분포한 Neumann 전개된 면전류로 교정하였다. 모서리 끝점에 분포한 다극선전원으로 교정된 회절계수에 비하여, 본 논문에서 구한 회절계수는 유전체 내부의 비유전율을 점차 크게 할 경우 좀 더 정확히 쇠기형 완전도체의 회절함수에 접근함을 보였다.

Abstract

The electromagnetic diffraction problem for the incidence of E-polarized planewave on both interfaces of an arbitrary-angled dielectric wedge is solved in conjunction with the edge condition near the tip of dielectric wedge in the static limit. The diffraction coefficients obtained by the physical optics approximation are corrected with sheet currents of the Neumann expansion distributed along dielectric interfaces. Compared to those obtained by the multipole line sources at the tip of the wedge, the diffraction coefficients presented in this paper approach more closely to the exact pattern of a perfectly conducting wedge as the relative dielectric constants of the dielectric wedge increase.

I. 서 론

임의의 각을 가진 쇠기형 유전체의 양 경계면으로 E-분극된 평면파가 입사시 발생하는 전자파 회절문제를 물리광학근사와 유전체 경계면에 분포한 Neumann전개된 수정전원으로 풀었다. 같은 문제를 파수

*正會員, 韓國科學技術院 應用物理電子研究部
(Division of Appl. Phys. and Elect., KAIST)

**正會員, 韓國科學技術院 電氣 및 電子工學科
(Dept. of Elect. Eng., KAIST)

接受日字: 1989年 2月 10日

영역에서의 쌍적분 방정식을 이용하여 모서리 끝점에 분포한 다극선전원을 등가적인 수정전원으로 취하여 물리광학근사해의 오차를 교정한 점근적인 수정해를 구한 바 있다.^[1] 그러나 다극전원으로 교정한 수정해는 유전체 경계면에서 경계조건을 만족하지만, 수정전원을 점근적인 의미의 등가로 모서리 끝점에 분포한 다극선전원으로 취하였기 때문에 모서리 끝에서 모서리 조건(edge condition)을 만족하지 않는다.

따라서 엄밀한 의미로 물리광학해의 오차를 교정하는 수정전원은 유전체 경계면위에서 정확한 전자파와 기하광학파의 차로 두어야 하며, 이 때 수정전원은 유전체 경계면을 따라 분포된 면전류임을 알 수 있다. 그런데 정확한 수정면전류의 값을 모르므로, 이를 임의의 급수전개 형태로 나타내어 전개계수를 물리광학해의 오차를 교정하는 수정쌍적분 방정식으로 부터 계산하는 것이 필요하다. 이 때 수정면전류를 어떠한 급수전개로 취하느냐에 따라 전개계수의 수렴도가 변하므로, 쇠기형 유전체의 회절문제에 적합한 급수전개를 취하여야 한다. 쇠기형 유전체의 비유전율을 무한대로 접근시키면 쇠기형 완전도체로 볼 수 있는데, 쇠기형 완전도체에 의한 전자파의 회절 문제는 변수분리가 가능하여 Bessel함수의 급수형태로 정확한 해를 표현할 수 있다.^[2] 따라서 본 논문에서는 수정면전류를 Bessel함수의 급수형태로 임의의 함수를 표현할 수 있는 Neumann전개^[3]로 나타내도록 하였다.

Neumann전개된 수정면전류는 모서리 끝점에서 모서리 조건을 만족해야 하는데, 쇠기형 유전체의 경우 모서리 근방에서 모서리 조건을 정확히 만족하는 정량적인 값이 알려져 있지 않다.^[4] 그러나 쇠기형 완전도체의 경우 동전기인(electrodynamic) 모서리 조건이 정전기인(electrostatic) 모서리 조건과 같음이 알려져 있으므로,^[5] 쇠기형 유전체의 모서리 조건을 정전기적 극한에서의 값으로 취하도록 하였다. Neumann전개한 수정면전류의 전개계수는 다극선전원을 수정전원으로 취했을 때와 마찬가지로, 물리광학근사해의 오차를 교정하는 수정쌍적분 방정식으로 부터 변환된 쌍급수 방정식을 수치계산으로 풀어서 얻었다.^[6-9]

쇠기각 120°이고 입사각 60°일 때 유전체의 비유전율이 2, 5, 10인 경우에 대해 Neumann전개된 수정면전류로 교정된 수정해를 계산하여, 수정해의 회절함수와 회절패턴을 그림으로 나타내었다. 특히 다극선전원으로 구한 수정해와 본 논문에서 구한 수정해를 비교하고, 구한 해의 타당성을 살펴보기 위하

여 유전체의 비유전율을 점차 증가시킬때 정확한 해가 있는 완전도체의 패턴에 접근해 가는가를 살펴보았다.

II. 이 론

1. Neumann전개된 수정면전류

그림 1과 같이 임의의 각 θ_a 를 갖는 쇠기형 유전체에 E-분극된 평면파 u_i 가 입사할 경우의 전자파 회절문제를 다루자. 파수영역에서의 쌍적분 방정식을 물리광학적 근사방법으로 풀어서 구한 물리광학파의 오차는 파수영역의 함수 $A_c(\alpha, \beta)$ 에 대해 다음과 같은 수정쌍적분 방정식을 풀므로써 교정할 수 있다.^[1]

$$F^{-1}\{A_c(\alpha, \beta)\} = -u_z(\rho, \theta), S_v, \quad (1a)$$

$$F^{-1}\{K(\alpha, \beta)A_c(\alpha, \beta)\} = u_t(\rho, \theta), S_a, \quad (1b)$$

식(1)에서 u_z 와 u_t 은 각각 유전체 내부영역(S_a)와 외부영역(S_v)를 나타내고, 복소함수 $K(\alpha, \beta)$ 는 다극선전원으로 수정해를 구한 논문^[1]중의 식(2)와 같은 량으로 정의한다. 식(1)을 풀어서 A_c 를 계산하면 수정해 u 는 다음과 같이 물리광학근사해 u_p 와 교정항의 합으로 표현된다.

$$u(\rho, \theta) = u_p(\rho, \theta) + \begin{cases} F^{-1}\{A_c(\alpha, \beta)\}, S_a \\ -F^{-1}\{K(\alpha, \beta)A_c(\alpha, \beta)\}, S_v \end{cases} \quad (2a)$$

$$(2b)$$

따라서 파수영역함수 $A_c(\alpha, \beta)$ 가 매우 중요한데, 식(1) 대신에 다음과 같은 선적분형태로 표시할 수 있다.^[6]

$$A_c(\alpha, \beta) = \frac{-1}{\alpha^2 + \beta^2 + k_a^2} \left[\int_0^\infty d\rho \{i\beta m_1(\rho) + j_1(\rho)\} e^{-i\alpha\rho} + \int_0^\infty d\rho \{i(\alpha \sin \theta_a - \beta \cos \theta_a) m_2(\rho) + j_2(\rho)\} e^{-i(\alpha \cos \theta_a + \beta \sin \theta_a)\rho} \right]. \quad (3)$$

여기서 $m_1(\rho)$ 는 그림 1에서 유전체 경계면 C_1 상에서의 정확한 전계 $u(\rho, 0)$ 과 기하광학과 $u_g(\rho, 0)$ 간의 차로써 수정자기 전류를 의미하고, $j_1(\rho)$ 는 C_1 면상의 수정전기 전류를 나타낸다. $m_2(\rho)$ 와 $j_2(\rho)$ 는 각각 경계면 C_2 상에서의 수정자기 전류와 수정전기 전류를 의미한다. 이들 수정전류를 Neumann전개^[3]하여 다음과 같은 Bessel함수의 급수 형태로 표시한다.

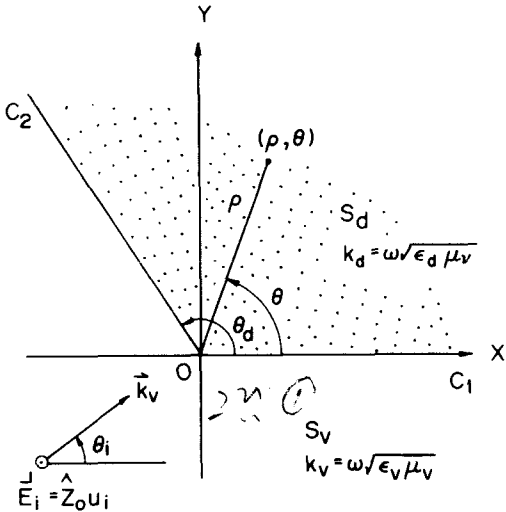


그림 1. 임의의 각을 가진 쇄기형 유전체의 구조
 Fig. 1. Geometry of an arbitrary-angled dielectric wedge.

식(6)에서 ϵ 은 유전체 내부의 비유전율이고 θ_d 는 쇄기형 유전체의 쇄기각이다. 또 식(4)에서 Bessel함수의 변수중 k 는 임의의 상수로 취할 수 있는데, k 가 작을 수록 모서리 근방에서 Neumann 전개급수가 급속히 수렴하며 k 가 클 수록 모서리 끝점에서 멀리 떨어진 곳에서 Neumann 전개급수가 급속히 수렴하여 편리하다.

2. 수정해

식(4)를 식(3)의 우변항의 피적함수에 대입하여 선적분을 계산하면 복소함수 $A_c(\alpha, \beta)$ 에 대해 다음과 같은 급수형태로 쓸 수 있다.^[8]

$$A_c(\alpha, \beta) = \frac{-1}{\alpha^2 + \beta^2 - k_d^2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[c_{4n+1} R_n(\alpha) + c_{4n+2} \frac{\beta R_n(\alpha)}{\sqrt{k^2 - \alpha^2}} + c_{4n+3} R_n(\alpha \cos \theta_d + \beta \sin \theta_d) + c_{4n+4} \frac{(\alpha \sin \theta_d - \beta \cos \theta_d) R_n(\alpha \cos \theta_d + \beta \sin \theta_d)}{\sqrt{k^2 - (\alpha \cos \theta_d + \beta \sin \theta_d)^2}} \right] \quad (7)$$

여기서 함수 R_n 은 다음과 같이 주어진다.

$$R_n(\alpha) = \exp \left[-i \left(\frac{1}{\nu} + n \right) \arcsin(\alpha/k) \right]. \quad (8)$$

식(7)을 식(1)에 대입하여 2차원 역푸리에 변환을 취하면, 식(1)의 쌍적분방정식을 다음과 같은 복소 w 평면에서 물리광학근사로 구한 회절계수 $f_1(w)$ 와 $f_2(w)$ 에 대한 쌍급수방정식으로 바꾸어 표현할 수 있다.

$$g_1(w) = \begin{cases} f_1(w), & R_a \\ ? & R_v \end{cases} \quad (9a)$$

$$g_2(w) = \begin{cases} ? & R_a \\ f_2(w), & R_v \end{cases} \quad (9b)$$

여기서 R_a 와 R_v 는 각각 그림 1의 영역 S_d 와 S_v 에 해당되는 복소 w 평면상의 영역을 나타내며, $g_1(w)$ 와 $g_2(w)$ 는 다음과 같이 계수 c_n 에 대한 급수식으로 나타낼 수 있다.^[8]

$$g_j(w) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[c_{4n+1} q_n(w; \nu) + c_{4n+2} \frac{q_n(w; \nu) \sin w}{\sqrt{n^2 - \cos^2 w}} + c_{4n+3} q_n(\theta_d - w; \nu) + c_{4n+4} \frac{q_n(\theta_d - w; \nu) \sin(\theta_d - w)}{\sqrt{n^2 - \cos^2(\theta_d - w)}} \right] \quad (10)$$

여기서 $j=1$ 과 2일때 g_1 는 각각 g_1 과 g_2 를 의미하고, ν

$$j_1(\rho) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1}{\nu} + n \right) c_{4n+1} \frac{1}{\rho} J_{1/\nu+n}(k\rho), \quad (4a)$$

$$m_1(\rho) = \sum_{n=0}^{\infty} c_{4n+2} J_{1/\nu+n}(k\rho), \quad (4b)$$

$$j_2(\rho) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1}{\nu} + n \right) c_{4n+3} \frac{1}{\rho} J_{1/\nu+n}(k\rho), \quad (4c)$$

$$m_2(\rho) = \sum_{n=0}^{\infty} c_{4n+4} J_{1/\nu+n}(k\rho). \quad (4d)$$

(4a)와 (4c)의 우변에서 $1/\rho$ 이 들어 있는 것은, 모서리로부터 멀리 떨어진 지점에서의 자계는 $1/\rho \sqrt{\rho}$ 의 크기를 가져야 하기 때문이다. 식(4)에서 특히 흥미있는 것은 Bessel함수의 차수중에 들어 있는 상수 ν 인데, $k\rho$ 가 매우 작을 경우 즉 모서리 끝점 근방에서는 각각 다음과 같이 ρ 에 대해 비례한다.^[4]

$$j_{1,2}(\rho) \propto \rho^{1/\nu-1}, \quad \rho \rightarrow 0, \quad (5a)$$

$$m_{1,2}(\rho) \propto \rho^{1/\nu}, \quad \rho \rightarrow 0, \quad (5b)$$

그러므로 상수 ν 는 모서리 근방에서의 교정 전계와 자계의 분포를 나타내는 것으로, 정전기적 극한에서의 모서리 조건으로부터 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.^[5]

$$\epsilon = -\tan \left(\frac{2\pi - \theta_d}{2\nu} \right) / \tan \left(\frac{\theta_d}{2\nu} \right). \quad (6)$$

는 각각 k/k_v 와 k/k_d 를 나타낸다. 이 때 함수 $q_n(w; n_v)$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$q_n(w; n_v) = \exp\left[-i\left(\frac{1}{\nu} + n\right) \arcsin\left(\frac{1}{n\nu} \cos w\right)\right]. \tag{11}$$

Neumann 전개 계수인 c_n 은 쌍급수방정식(9)를 수치계산으로 풀어서 구할 수 있으며, 따라서 교정항 $A_c(\alpha, \beta)$ 를 얻을 수 있다. 이를 재차 식(2)에 대입하여 역프리에 변환을 취하면 수정해 u 를 다음과 같이 기하광학과 u_g 와 Neumann 전개된 면전류로 수정된 모서리 회절파 u_d 의 합으로 표시된다.^[8]

$$u(\rho, \theta) = u_g(\rho, \theta) + u_d(\rho, \theta), \tag{12}$$

$$u_d(\rho, \theta) = \frac{1}{4\pi} \int_{SDP} dw p_{1,2}(w) e^{ik_v \rho \cos(w - \theta)}. \tag{13}$$

식(12)에서 u_g 는 기하광학해를 의미하고, u_d 는 모서리 회절파를 나타낸다. 또 식(13)에서 수정된 회절계수 p_1 과 p_2 는 각각 다음과 같다.

$$p_1(w) = f_1(w) - g_1(w), \quad p_2(w) = g_2(w) - f_2(w). \tag{14}$$

III. 계산결과 및 검토

본 논문에서 취급한 쇄기형 유전체의 회절문제는 다극선전원으로 수정한 논문^[1]에서와 같은 구조인 쇄기각 $\theta_d = 120^\circ$, 입사각 $\theta_i = 60^\circ$ 인 경우로, 다만 수정전원을 유전체 경계면에 따라 Neumann 전개한 면전류로 물리광학해를 교정하여 새로운 수정해를 얻도록 하였다. 따라서 물리광학해는 발표된 논문^[1]에서 보였으므로 여기서는 생략한다.

1. Neumann 전개계수

물리광학해의 오차를 교정하는 수정전원을 구하기 위해서는 식(9)의 쌍급수방정식으로 부터 Neumann 전개계수인 c_n 을 구하여야 한다. 이 때 $f_1(w)$ 와 $f_2(w)$ 는 물리광학근사로 구한 회절함수이므로 아는 양이며, $g_1(w)$ 와 $g_2(w)$ 는 식(10)과 같은 계수 c_n 에 대한 급수형태로 주어진다. 그러나 n 이 커져도 계수 c_n 에 해당되는 base함수는 그 크기가 변하지 않고 다만 위상만 빨라져서, 식(9)를 수치계산으로 풀어서 계수 c_n 을 계산하기에 매우 힘들다. 이는 수정전원을 식(4)와 같이 Bessel함수를 base함수로 하는 Neumann 전개로 나타냈었기 때문인데, 식(13)과 같이 점근적인 적분형태로 모서리 회절파를 표현시 Bessel함수와 같은 수정전원으로 복사된 전자파는 Bessel함수의 차수가 변

해도 모서리로 부터 멀리 떨어진 곳에서는 위상만 변하고 진폭은 일정하기 때문이다. 따라서 식(10)의 $q_n(w; n_v)$ 를 차수 n 에 대해 Taylor 전개하여 정의하면 다음과 같은 다른 급수형태로 표시할 수 있다.

$$g_j(w) = \sum_{m=0}^M \left[\left[A_{4m+1} Q_m(w; n_v) + A_{4m+2} \frac{Q_m(w; n_v) \sin w}{\sqrt{n_v^2 - \cos^2 w}} \right] \times \exp\left(-i \frac{1}{\nu} \arcsin\left(\frac{1}{n_v} \cos w\right)\right) + \left[A_{4m+3} Q_m(\theta_d - w; n_v) + A_{4m+4} \frac{Q_m(\theta_d - w; n_v) \sin(\theta_d - w)}{\sqrt{n_v^2 - \cos^2(\theta_d - w)}} \right] \times \exp\left(-i \frac{1}{\nu} \arcsin\left(\frac{1}{n_v} \cos(\theta_d - w)\right)\right) \right].$$

여기서 M 은 실제 무한대를 취해야 하나, 수치계산상 유한개의 M 으로 근사적으로 취하였고, n_v 는 식(10)과 같이 정의되며, 함수 Q_m 은 다음과 같다.

$$Q_m(w; n_v) = \arcsin^m\left(\frac{1}{n_v} \cos w\right) \tag{16}$$

식(15)를 (9)의 좌변에 대입하고, $M=3$ 을 취하여 총 16개의 계수 A_m 에 대해 식(9)를 $0 \leq w \leq 2\pi$ 상에서 16개의 점을 취하는 point-matching 방법으로 계산한 결과를 표 1에 나타내었다. 이 때 k 는 $2k_d$ 로 취하였다.

표 1에서 (a)는 유전체의 비유전율 ϵ 이 2인 경우로 m 이 커질수록 A_m 이 점차 줄어들음을 볼 수 있으며, ϵ 이 10인 경우인 표 1(b)와 비교하면 ϵ 이 커질수록 A_m 이 더욱 급속히 수렴함을 볼 수 있다. 식(15)에서 근사적으로 취하여 계산할 경우 식(9)를 정확히 만족시킬 수 없는데, 이 때 발생하는 오차는 그림 2에서 보듯이 매우 적음을 알 수 있다. 특히 흥미있는 점은 발표된 논문^[1]의 그림 6과 같이 다극선전원으로 물리광학근사해의 오차를 교정할 경우와 비교하면, 그림 2에서 보듯이 본 논문에서 취급한 수정전원으로 교정한 경우 식(9a)를 더욱 정확히 만족시킬 수 있음을 볼 수 있다는 것이다.

2. 수정해

표 1과 같이 Neumann 전개계수를 알면 교정회절함수 $g_1(w)$ 와 $g_2(w)$ 를 구할 수 있으므로, 이를 식(14)에 대입하여 수정회절함수 $p_1(w)$ 와 $p_2(w)$ 를 얻을 수 있다. 그림 3은 $p_1(w)$ 와 $p_2(w)$ 를 그린 것으로, 유전체

표 1. Neumann전개 계수의 수치계산 결과

Table 1. Numerical results of Neumann expansion coefficients.

(a) $\epsilon = 2$

m	Am	
	실수부	허수부
1	.7672	-.0584
2	4.5090	23.7804
3	.7672	-.0584
4	4.5090	23.7804
5	-2.9738	-14.3726
6	-9.2197	1.6112
7	-2.9738	-14.3726
8	-9.2197	1.6112
9	3.5528	-.8298
10	-.7831	-2.8424
11	3.5528	-.8298
12	-.7831	-2.8424
13	.2056	.7408
14	.5491	-.2064
15	.2056	.7408
16	.5491	-.2064

(b) $\epsilon = 10$

m	Am	
	실수부	허수부
1	.6979	.0231
2	-11.3447	16.6233
3	.6979	.0231
4	-11.3447	16.6233
5	2.6130	-4.5404
6	-3.3576	-1.2825
7	2.6130	-4.5404
8	-3.3576	-1.2825
9	.3578	.3239
10	.3245	-.2852
11	.3578	.3239
12	.3245	-.2852
13	-.0193	.0263
14	.0566	.0230
15	-.0193	.0263
16	.0566	.0230

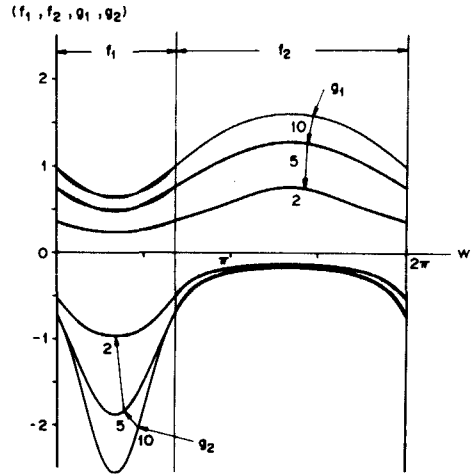


그림 2. 회절계수 $g_1(w)$ 와 $g_2(w)$ 의 패턴 ($\epsilon = 2, 5, 10$)

Fig. 2. Patterns of diffraction coefficients $g_1(w)$ and $g_2(w)$ ($\epsilon = 2, 5, 10$).

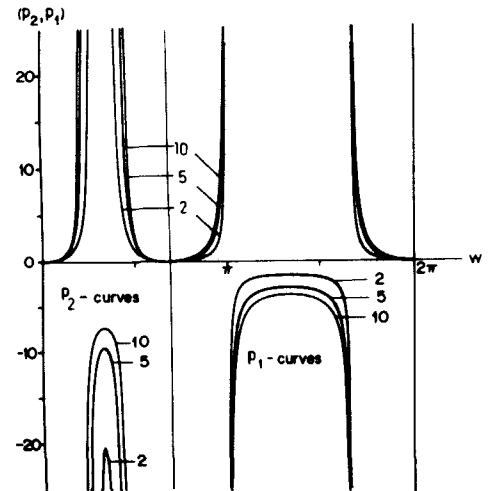


그림 3. 수정회절계수 $p_1(w)$ 와 $p_2(w)$ 의 패턴 ($\epsilon = 2, 5, 10$)

Fig. 3. Patterns of corrected diffraction coefficients $p_1(w)$ and $p_2(w)$ ($\epsilon = 2, 5, 10$)

경계면인 $w=0$ 과 $2\pi/3$ 에서 $p_1(w)$ 와 $p_2(w)$ 가 연속임을 알 수 있다.

그림 3에서 보인 $p_1(w)$ 와 $p_2(w)$ 를 식(13)에 대입하여 점근적으로 복소 w 평면상에서의 SDP적분을 행하

면, 수정된 모서리 회절과 u_d 를 구할 수 있다. 그림 4(a)는 비유전율 ϵ 이 2일 때 모서리 끝점으로 부터 5파장(λ) 떨어진 원주상에서 θ 방향으로 1° 간격으로 수정된 모서리 회절과 u_d 를 계산하여, u_d 의 진폭을

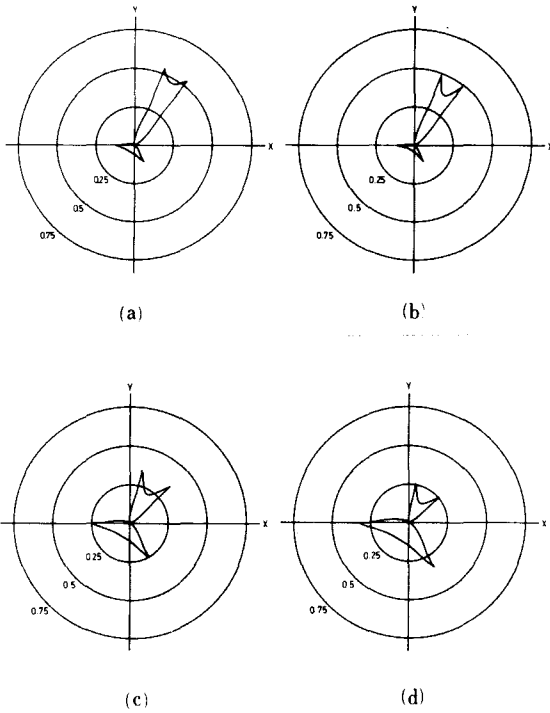


그림 4. 수정된 모서리 회절파의 진폭패턴
 (a) $\epsilon = 2, \rho = 5 \lambda$,
 (b) $\epsilon = 2, \rho = 10 \lambda$,
 (c) $\epsilon = 5, \rho = 5 \lambda$,
 (d) $\epsilon = 10, \rho = 5 \lambda$,

Fig. 4. Amplitude patterns of corrected edge-diffracted fields.
 (a) $\epsilon = 2, \rho = 5 \lambda$.
 (b) $\epsilon = 2, \rho = 10 \lambda$.
 (c) $\epsilon = 5, \rho = 5 \lambda$.
 (d) $\epsilon = 10, \rho = 5 \lambda$.

나타낸 것이다. 그림 4(b)는 $\epsilon = 2$ 이지만 측정위치를 모서리로부터 10λ 떨어진 원주상에서 계산한 진폭패턴으로 그림 4(a)에 비해 그 크기가 조금 줄어든다. 이는 모서리 회절파의 진폭은 모서리 끝점으로 부터 원통면파와 같이 복사되므로, 모서리 끝점으로 부터의 거리가 ρ 가 멀어질수록 모서리 회절파의 진폭이 $1/\sqrt{\rho}$ 로 줄어들기 때문이다. 그림 4의 (c)와 (d)는 $\rho = 5\lambda$ 일 때 유전체의 비유전율인 ϵ 을 각각 5와 10으로 바꾸었을 때의 진폭패턴으로, ϵ 이 커질수록 유전체 내부로 굴절해 들어가는 모서리 회절파가 줄어들고 유전체 경계면에서 반사되어 유전체 외부영역에서의 모서리 회절파가 점차 커짐을 볼 수 있다.

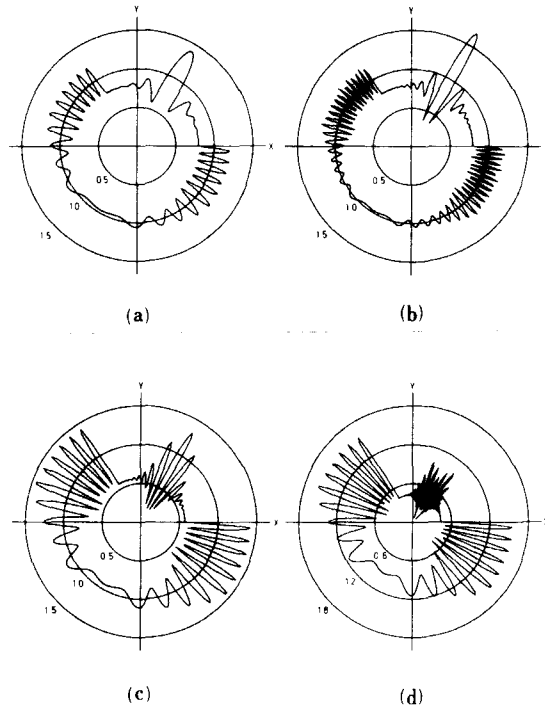


그림 5. 수정해의 진폭패턴
 (a) $\epsilon = 2, \rho = 5 \lambda$,
 (b) $\epsilon = 2, \rho = 10 \lambda$,
 (c) $\epsilon = 5, \rho = 5 \lambda$,
 (d) $\epsilon = 10, \rho = 5 \lambda$,

Fig. 5. Amplitude patterns of corrected fields.
 (a) $\epsilon = 2, \rho = 5 \lambda$.
 (b) $\epsilon = 2, \rho = 10 \lambda$.
 (c) $\epsilon = 5, \rho = 5 \lambda$.
 (d) $\epsilon = 10, \rho = 5 \lambda$.

수정해 u 는 식(12)와 같이 기하광학과 u_g 와 수정된 모서리 회절파 u_d 의 합으로 표시되는데, 그림 5와 그림 6은 각각 수정해 u 의 진폭패턴과 위상패턴을 그린것으로 그림 4의 네가지 경우에 각각 해당되는 수정해의 패턴을 나타낸 것이다. 먼저 그림 5(a)는 $\epsilon = 2, \rho = 5\lambda$ 일 경우의 수정해의 진폭패턴으로, 그림 5(b)의 $\epsilon = 2, \rho = 10\lambda$ 일 때와 비하여 반사파가 존재하는 영역에서 간섭현상이 반으로 줄어들음을 볼 수 있다. 이는 그림 6(a)와 (b)에서 보듯이 ρ 가 커질수록 위상변화가 많아져서 입사파와 반사파의 간섭현상이 많아지기 때문이다. 그림 5의 (c)와 (d)는 $\rho = 5\lambda$ 일 때 각각 ϵ 을 5와 10으로 취하여 구한 수정해의 진폭패턴으로 ϵ 이 커질수록 점차 유전체 내부로 투과해들

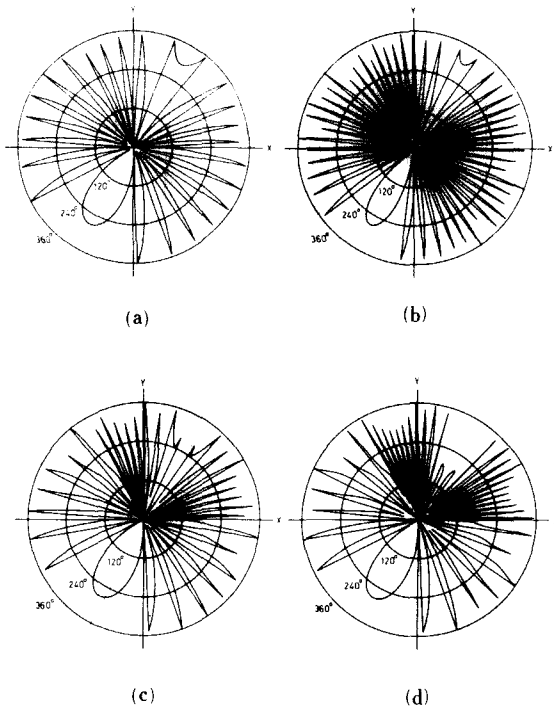


그림 6. 수정해의 위상패턴
 (a) $\epsilon = 2, \rho = 5 \lambda$,
 (b) $\epsilon = 2, \rho = 10 \lambda$,
 (c) $\epsilon = 5, \rho = 5 \lambda$,
 (d) $\epsilon = 10, \rho = 5 \lambda$.

Fig. 6. Phase patterns of corrected fields.
 (a) $\epsilon = 2, \rho = 5 \lambda$.
 (b) $\epsilon = 2, \rho = 10 \lambda$.
 (c) $\epsilon = 5, \rho = 5 \lambda$.
 (d) $\epsilon = 10, \rho = 5 \lambda$.

어가는 파가 줄어들며, 유전체 내부에서는 점차 간섭현상이 늘어남을 볼 수 있다. 이는 그림 6의 (c)와 (d)의 위상패턴을 보면 ϵ 이 커질수록 같은 ρ 를 갖는 원주상에서라도 유전체 내부의 파수 k_a 가 커지므로 위상변화가 많아지기 때문이다. 그림 6에서 보면 위상패턴이 많은 불연속점들을 갖는 것처럼 보이지만, 위상 0° 인 원점과 위상 360° 인 가장자리 원주상의 값은 같은 값이므로 실제 위상패턴은 연속적으로 이어져 있다.

3. 두가지 수정해의 유용성

물리광학근사해의 오차를 교정하는 수정전원으로 모서리 끝점에 분포한 다극선전원을 취한 바 있다.¹¹⁾ 본 논문에서는 유전체 경계면상에 분포한 면전류를

Neumann급수전개로 나타내어 수정해를 계산하였다. 쇄기형 유전체에 의한 전자파 회절문제를 정확히 풀 결과가 아직 알려지지 않고 있기 때문에, 이들 두가지의 수정해가 얼마나 정확한가를 직접적으로 비교하여 살펴보기는 어렵다. 그러나 쇄기형 유전체의 비유전율을 점차 크게 하여 무한대로 접근시키면 쇄기형 완전도체와 같아지는데, 이미 쇄기형 완전도체에 의해 회절된 전자파에 관해서는 정확한 해가 알려져 있다. 따라서 본 논문에서는 두가지 수정해에 대해 비유전율 ϵ 을 점차 크게 취하여 구한 회절계수가 ϵ 이 무한대일 때의 정확한 회절계수에 어떻게 접근해 가는 가를 살펴봄으로서, 간접적으로 두 수정해의 유용성을 조사하였다.

쇄기형 완전도체에 의해 회절된 전자파도 식(12)와 같이 기하광학과 u_g 와 모서리 회절파 u_d 의 합으로 표시되는데, 이 때 모서리 회절파의 회절계수 $p_1(w)$ 와 $p_2(w)$ 는 각각 다음과 같이 주어진다.¹¹⁾

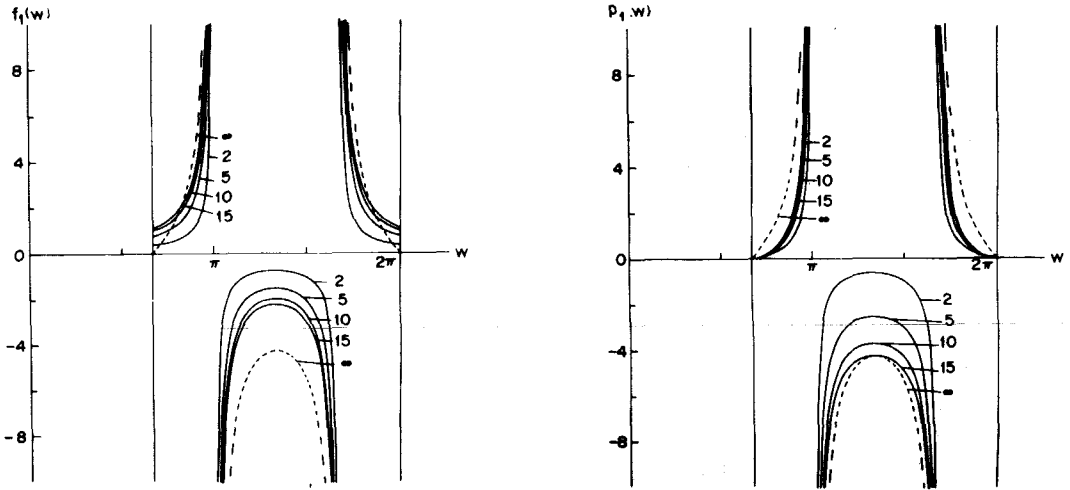
$$p_1(w) = \frac{1}{\nu} \left[-\cot \left(\frac{w - \theta_1}{2\nu} \right) + \cot \left(\frac{w - 2\pi + \theta_1}{2\nu} \right) + \cot \left(\frac{w - 2\theta_a + \theta_1}{2\nu} \right) - \cot \left(\frac{w - 2\pi - \theta_1}{2\nu} \right) \right], R_\nu, \quad (17a)$$

$$p_2(w) = 0, \quad R_a. \quad (17b)$$

여기서 ν 는 식(6)에서 ϵ 을 무한대로 할 때의 ν 값으로 다음과 같다.

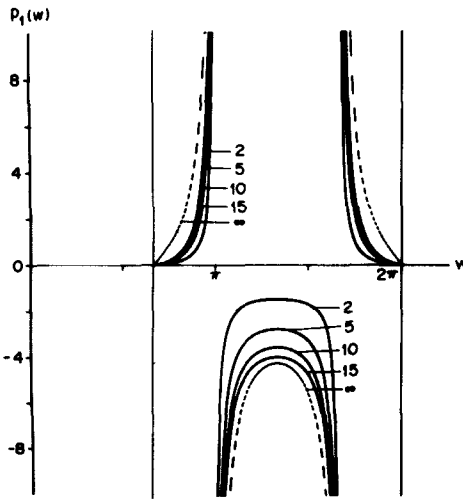
$$\nu = \frac{2\pi - \theta_a}{\pi}$$

식(17b)에서 $p_2(w)$ 가 0인 것은 쇄기형 완전도체인 경우 쇄기내부로 전자파가 투과해 들어갈 수 없기 때문이다. 따라서 본 논문에서는 두 수정해의 $p_1(w)$ 를 $2\pi/3 < w < 2\pi$ 영역에서 ϵ 을 점차 증가시킬 때, 식(17a)로 표현된 쇄기형 완전도체의 $p_1(w)$ 에 $\theta_1=60^\circ$, $\theta_a=120^\circ$ 를 대입하여 구한 결과에 얼마나 잘 접근하는 가를 그림 7에서 살펴보았다. 먼저 그림 7(a)는 물리광학적 근사로 구한 회절계수 $f_1(w)$ 로 ϵ 을 2, 5, 10, 15로 점차 증가시킬 때, 유전체 경계면인 $w = 2\pi/3$ 와 2π 근방에서 점선으로 표시한 쇄기형 완전도체의 정확한 회절계수와 서로 교차함을 볼 수 있다. 이는 물리광학해가 유전체 경계면에서 많은 오차를 줄을 알 수 있는데, 실제로 물리광학해는 유전체 경계면에서 경계조건을 만족하지 않는다. 그림 7(b)는 다극선전원으로 교정한 수정해의 회절계수 $p_1(w)$ 를 나타낸 것으로, 그림 7(a)와는 달리 유전체 경계면 근방에서 ϵ 이 커질수록 점차 점선으로 표시한 쇄기형



(a)

(b)



(c)

그림 7. 회절계수의 비교 (실선 : $\epsilon = 2, 5, 10, 15$, 점선 : $\epsilon = \infty$)

- (a) 물리광학근사,
- (b) 다극선전원으로 수정,
- (c) Neumann 전개된 면전류로 수정

Fig. 7. Comparison of diffraction coefficients (bold lines : $\epsilon = 2, 5, 10$ and 15 , dashed line : $\epsilon = \infty$).

- (a) Physical optics approximation.
- (b) Correction by multipole line source.
- (c) Correction by sheet currents of the Neumann expansion.

완전도체의 회절계수에 접근해 감을 보여준다. 그러나 backscattering 방향인 $w = 4\pi/3$ 근방에서 ϵ 이 커질수록 급속히 점선으로 접근하여 $\epsilon = 15$ 일 때의 회절함수가 $w = 4\pi/3$ 에서 정확한 완전도체의 회절함수 값과 같아져서, 이 근방에서는 다극선전원으로 교정한 수정해에 오차가 있음을 알 수 있다. 그림 7(c)는 본 논문에서 기술한 Neumann 전개된 면전류로 교정된 수정해의 회절계수 $p_1(w)$ 를 보인 것으로, 유전체 경계면인 $w = 2\pi/3$ 와 2π 근방 뿐만 아니라, backscattering 방향인 $w = 4\pi/3$ 근방에서도 ϵ 이 커질수록 점차 점선으로 표시한 쇄기형 완전도체의 회절함수에 점차 접근해 감을 볼 수 있다. 그림 7의 (b)와 (c)를 비교해 보면, 물리광학학의 오차를 교정하는 수정전원으로 다극선전원을 취하는 것 보다 경계면상에 분포한 Neumann 전개된 면전류를 취하는 것이 더욱 정확한 수정해를 줄 수 있다. 이는 개념적으로 간단하고 수학적으로 다루기 쉬운 다극선전원이 모서리 끝점에서 모서리 조건을 만족하지 못하는 점근적인 의미의 근사등가전원이며, Neumann 전개된 면전류는 임의의 수정전원을 나타낼 수 있는 완전전개(complete expansion)된 급수형태로 표시될 뿐만 아니라 모서리 끝점에서도 정전기적 극한에서 모서리 조건을 만족하기 때문에 Neumann 전개된 면전류로 교정된 수정해가 더욱 정확한 값을 갖게 된다.

IV. 결 론

쇄각 120°인 쇄기형 유전체에 E-분극된 평면파가 대칭으로 입사시 회절되는 전자파를 기하광학과 모서리 회절과의 합으로 나타내어 회절계수를 그림으로 나타내었다. 모서리 회절파는 물리광학근사로 구한 회절파에 유전체 경계면상에 분포한 Neumann 전개된 면전류로 교정한 회절파의 합으로 표시하였는데, Neumann 전개계수는 파수영역에서 유도된 수정 쌍적분방정식으로 부터 구한 쌍급수방정식을 간단한 수치계산으로 계산하였다.

본 논문에서 구한 수정해는 모서리 근방에서 정전기적 극한에서의 모서리 조건을 만족하여, 다극선전원으로 교정된 수정해에 비하여 더욱 정확한 해임을 쇄기형 완전도체의 정확한 해와 비교해 봄으로서 확인할 수 있었다.

參 考 文 獻

- [1] 김세윤, 나정웅, 신상영, "쇄기형 유전체의 양면에 평면파 입사시 다극전개를 이용한 회절 패턴 계산," 전자공학회 논문지, 제26권, 제 4 호, pp. 16-26, 1989.
- [2] R.F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill, 1961, pp. 238-242.
- [3] G.N. Watson, *A Treatise on the Theory of Bessel Functions*, Cambridge Univ. Press, 1966, pp. 522-537.
- [4] J.B. Anderson and V.V. Solodukhov, "Field behavior near a dielectric wedge," *IEEE Trans. AP*, vol. 26, pp. 598-602, 1978.
- [5] B.O. Nilsson and L.E. Petterson, "A mechanism for high-frequency electromagnetic field-induced biological damage?," *IEEE Trans. MTT*, vol. 27, pp. 616-618, 1979.
- [6] S.Y. Kim, J.W. Ra, and S.Y. Shin, "Diffraction by a dielectric wedge with distributed correction currents on the interfaces," *Proc. of ISAP*, pp. 859-862, Kyoto, Japan, 1985.
- [7] S.Y. Kim and J.W. Ra, "Diffraction by a dielectric wedge with the neumann expansion of correction currents on interfaces," *Electron. Lett.*, vol. 23, pp. 630-631, 1987.
- [8] 김세윤, 나정웅, 신상영, "쇄기형 유전체에 의한 전자파의 회절, III부: Neumann 전개된 전원에 의한 수정," 전자공학회 논문지, 제25권, 제 9 호, pp. 9-20, 1988.
- [9] S.Y. Kim, J.W. Ra, and S.Y. Shin, "Comparison of multipole and Neumann's expansions to correction currents for diffraction by a dielectric wedge," *IEEE AP-S Int'l Symp. Dig.*, pp. 1082-1085, Blecksburg, Virginia, 1987.
- [10] J.J. Bowman, T.B.A. Senior, and P.L.E. Uslenghi, ed., *Electromagnetic and Acoustic Scattering by Simple Shapes*, North-Holland, 1969, pp. 252-260. *

著 者 紹 介

金世潤 (正會員) 第25卷 第8號 參照
현재 한국과학기술원 응용물리 전자연구부 선임연구원

羅正雄 (正會員) 第25卷 第8號 參照
현재 한국과학기술원 전기및 전자공학과 교수