論文97-34D-7-1

도체와 유전체가 복합된 쐐기에 의한 E-편파된 전자파의 회절, II: 확장된 회절계수

(E-polarized Electromagnetic Diffraction by a Composite Wedge, II: Extended Diffraction Coefficients)

金 世 潤 *, 金 尙 昱 *

(Se-Yun Kim and Sang-Uk Kim)

요 약

완전도체와 무손실 유전체로 구성된 복합쐐기에 의한 E-편파 회절시 물리광학해는 쐐기 경계면에서의 경계조건과 쐐기 끝점에서의 모서리 조건을 만족하지 않는다. 이때의 회절계수를 상대유전상수가 무한대 또는 1로 될 경우 완전도체 쐐기의 정확한 회절계수와 일치하도록 복합쐐기 외부영역에서 확장하였다. 확장된 회절계수는 복합쐐기에 대한 가상의 보완영역에서 0으로 접근함을 확인하였다.

Abstract

The physical optics solution to the E-polarized diffraction by a composite wedge consisting of perfect conductor and lossless dielectric cannot sayisfy not only the boundary conditions at the wedge interfaces but also the edge condition at the wedge tip. Its diffraction coefficients are extended outside the composite wedge to become the exact solution to the perfectly conducting wedge as its relative dielectric constant increases to infinite or decreases to 1. It is assured that the extended diffraction coefficients approach zero in the artificially complementary region of the composite wedge.

I. 서 론

본 논문의 전편논문인 I부[1]에서는 완전도체 쐐기와 무손실 유전체 쐐기가 접합된 복합쐐기에 E-편파된 평면파가 입사시 물리광학해를 구하였다. 그러나 물리광학해의 회절계수는 도체 및 유전체의 경계면에서 경계조건을 만족하지 않는다. 특히 복합쐐기와 같이 수학적으로 특이점인 모서리를 갖고 있는 경우 물리광학근사로 구한 해는 모서리 끝부근에서 모서리 조건을 만족하지 않으며[2], 가역정리를 만족시키지 않는 문제점도 있다[3].

복합쐐기를 구성하는 유전체의 상대유전상수가 무한대인 경우, 복합쐐기는 완전도체 쐐기가 된다. 이 경우 이미 잘 알려진 정확한 회절계수[4]와 물리광학근사로 구한 회절계수를 비교하면 다음과 같은 수정사항을 발견할 수 있다[5]. 첫째, 회절계수를 구성하는 cot함수의 주기가 2π에서 $2\pi\nu_\infty$로 늘어나야 한다. 이때 ν_∞는 쐐기 끝점에서의 모서리 조건[6]으로 구해지는 값이다. 둘째, 쌍적분방정식에 따르면 쐐기내부(외부)영역의 매질을 쐐기외부(내부)영역의 매질로 교체한 가상의 보완영역에서는 전자파가 0이 된다는 일종의 확장된 경계조건이 성립해야 한다[7]. 이를 만족시키기 위해서는 완전도체의 두 경계면상에 유기되는 등가전류로부터 복사되는 두 가지의 회절계수 항들은 먼저 실제 존재하는 복합쐐기 외부영역을 통과한 다음에 복합도체 내부를 공기로 대체한 가상의 보완영역으로 전파되어야 함을 이미 보인 바 있다.

* 正會員, 韓國科學技術研究院 情報電子研究部
(Div. Electron. & Information Tech., KIST)

接受日字:1997年4月1日, 수정완료일:1997年6月3日

본 논문에서는 완전도체의 물리광학해에 포함된 회절계수의 오차를 수정하는 방안을 복합쐐기의 물리광학해에 그대로 적용함으로서 새로운 회절계수를 구하였다. 이때 복합쐐기의 끝점에서 모서리 조건을 만족하는 ν_ε은 유전체의 상대유전상수 ε을 고려하여 구하였다[8]. 확장된 회절계수의 패턴을 여러가지의 경우에 대해 그렸으며, 물리적인 타당성은 쌍적분방정식을 이용하여 살펴보았다.

II. 복합쐐기에서 물리광학근사로 구한 회절계수

이미 전편논문인 I부[1]에서 보인 것처럼 복합쐐기의 구조는 그림1과 같이 상대유전상수 ε, 쐐기각 θ_d인 유전체가 S_d인 영역에 있고, 쐐기각 $2\pi-\theta_c$인 완전도체가 S_c영역에 있다고 한다. 이때 z방향으로 편파된 평면파의 전계 u_i가 +x축과 각 θ^i인 방향으로부터 (전편논문[1]에서는 본 논문과는 달리 입사각 θ_i를 입사파의 진행방향으로 정의하였으므로 표현을 달리하였는데, 이때 θ^i는 전편논문[4]에서의 θ'과 같은 값임) 복합쐐기에 입사시 산란되는 전체전계 $u(\rho,\theta)$에 대한 물리광학적인 근사해 $u_p(\rho,\theta)$는 다음과 같이 얻을 수 있다.

$$u_p(\rho,\theta) = u_g(\rho,\theta) + \begin{cases} v_1(\rho,\theta), & in\ S_0 \\ v_2(\rho,\theta), & in\ S_d \end{cases} \tag{1}$$

여기서 $u_g(\rho,\theta)$는 기하광학파를 의미하며, 이에 대해서는 전편논문인 I부[1]에 자세히 유도되어 있다. 또한 v_1과 v_2는 각각 쐐기외부영역 S_0 및 유전체 영역 S_d에서의 모서리 회절파로서 다음과 같은 복소 w-평면에서의 SDP (steepest descent path)적분으로 표현된다.

$$v_{1,2}(\rho,\theta) = \frac{1}{2\pi i}\int_{SDP} dw\, f_{1,2}(w)\, e^{ik_{0,d}\rho\cos(w-\theta)} \tag{2}$$

위의 식(2) (전편논문[1]의 식(16)과는 부호정의에서 달리 취함) 에서 $f_1(w)$과 $f_2(w)$는 각각 유전체 외부와 내부영역에서 물리광학근사해의 회절계수로서 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$f_1(w) = W^i(\theta_c-\pi,\theta_c)\left[-\cot\left(\frac{w+\pi-\theta^i}{2}\right)+\cot\left(\frac{w-\theta_r}{2}\right)\right] + W^i(\theta_d,\theta_d+\pi)\left[\cot\left(\frac{w-\pi-\theta^i}{2}\right)+R^0\cot\left(\frac{w-\theta^r}{2}\right)\right] + \sum_{m=1}^{M_1} K^{2m\cdot t}\cot\left(\frac{w-\theta^{2m\cdot t}}{2}\right)\Big] \tag{3a}$$

$$f_2(w) = W^i(\theta_d,\theta_d+\pi)(-1)^{M+1}K^{M+1}\cot\left(\frac{w-\theta^{M+1}}{2}\right) \tag{3b}$$

여기서 W^i는 입사각 θ^i에 관한 window 함수로 입사파의 방향을 달리 정의하였기 때문에 전편논문[1]의 식(18)과는 달리 다음과 같이 정의한다.

$$W^i(a,b) = \begin{cases} 1, & \text{for } \theta_a < \theta^i < \theta_b \\ 0, & elsewhere \end{cases} \tag{4}$$

식(3)에서 cot함수의 계수와 pole들은 각각 ray-tracing으로 구해지는 기하광학파들의 진폭과 진행방향에 해당되는 값들로 전편논문인 I부[1]에 자세히 유도되어 있으므로 여기서는 생략하기로 한다. 다만 θ^i는 전편논문[1]의 θ_i와는 다음과 같은 관계가 있음을 유의해서 사용해야 한다.

$$\theta^i = \begin{cases} \theta_i+\pi, & \text{for } 0 \le \theta_i \le \theta_c-\pi \\ \theta_i-\pi, & \text{for } \theta_d+\pi \le \theta_i \le 2\pi \end{cases} \tag{5}$$

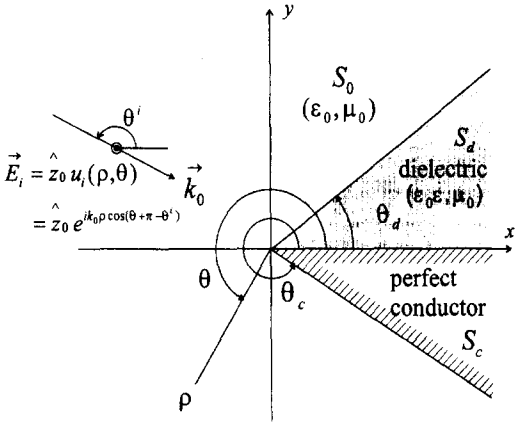


그림 1. 완전도체와 무손실 유전체로 구성된 복합쐐기의 구조

Fig. 1. Geometry of a composite wedge consisting of perfectly conducting and lossless dielectric material.

III. 완전도체 쐐기에서 물리광학근사된 회절계수의 오차

그림 1에서 유전체 부분의 상대유전상수 ε을 무한대로 두면 복합쐐기는 그림 2와 같이 순전히 완전도체 쐐기로 바뀌게 된다. 이 경우 완전도체 쐐기에 의해

산란된 전체전계 $u(\rho,\theta)$에 대해서는 이미 전편논문[4]에 자세히 보인 있다. 따라서 그림 2와 같이 입사방향을 정의시 최종결과만을 요약하면 다음과 같다.

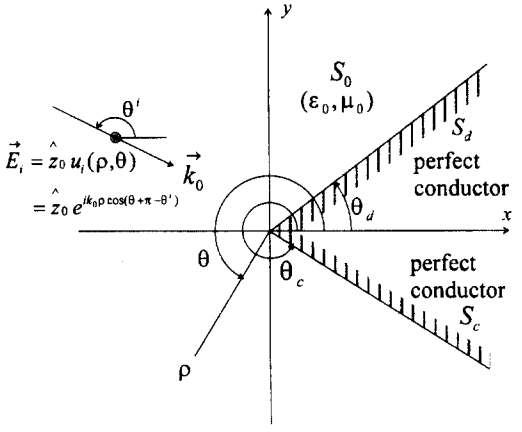


그림 2. 완전도체 쐐기의 구조
Fig. 2. Geometry of a perfectly conducting wedge.

$$u(\rho,\theta) = u_g(\rho,\theta) + \frac{1}{2\pi i}\int_{SDP} dw\, p_1(w)\, e^{ik_0\rho\cos(w-\theta)},\ \text{in}\ S_0 \tag{6}$$

여기서 $u_g(\rho,\theta)$는 전편논문[1]의 식(6)-(11)에서 ε을 무한대로 두었을 때의 기하광학파를 의미한다. 그리고 영역 S_d, S_0, S_c의 범위를 각각 흔히 사용하는 $0\le w<\theta_d$, $\theta_d\le\theta\le\theta_c$, $\theta_c<w\le 2\pi$로 정의한다면, 회절계수 $p_1(w)$는 다음과 같이 영역에 따라 달리 표현된다.

$$p_1(w) = \begin{cases} p_{1d}(w+2\pi) + p_{1c}(w), & in \quad 0\le w<\theta_d \\ p_{1d}(w) + p_{1c}(w), & in \quad \theta_d\le w\le\theta_c \\ p_{1d}(w) + p_{1c}(w-2\pi), & in \quad \theta_c<w\le 2\pi \end{cases} \tag{7}$$

여기서

$$p_{1d}(w) = \frac{1}{2\nu_\infty}\left[\cot\left(\frac{w-\pi-\theta^i}{2\nu_\infty}\right) - \cot\left(\frac{w-\theta^r}{2\nu_\infty}\right)\right] \tag{8a}$$

$$p_{1c}(w) = \frac{1}{2\nu_\infty}\left[-\cot\left(\frac{w+\pi-\theta^i}{2\nu_\infty}\right) + \cot\left(\frac{w-\theta_r}{2\nu_\infty}\right)\right] \tag{8b}$$

이때 cot 함수의 주기를 결정하는 상수 ν_∞는 다음과 같이 주어진다.

$$\nu_\infty = (\theta_c - \theta_d)/\pi \tag{9}$$

그런데 완전도체 쐐기의 정확한 해와 물리광학해와의 차이점은 오로지 회절계수에 있는데, 물리광학해의 회절계수 $f_1(w)$는 식(3a)에 입사방향의 정의가 바뀐 것을 고려하면서 ε을 무한대로 취하면 다음과 같이 구할 수 있다.

$$f_1(w) = W^r(\theta_d,\theta_d+\pi)f_{1d}(w) + W^i(\theta_c-\pi,\theta_c)f_{1c}(w), \quad \text{for}\ \ 0\le w\le 2\pi \tag{10}$$

여기서

$$f_{1d}(w) = \frac{1}{2}\left[\cot\left(\frac{w-\pi-\theta^i}{2}\right) - \cot\left(\frac{w-\theta^r}{2}\right)\right] \tag{11a}$$

$$f_{1c}(w) = \frac{1}{2}\left[-\cot\left(\frac{w+\pi-\theta^i}{2}\right) + \cot\left(\frac{w-\theta_r}{2}\right)\right] \tag{11b}$$

완전도체의 E-편파 회절계수를 물리광학적으로 구한 식(10)-(11)의 $f_1(w)$의 오차는 정확한 해로부터 구한 식(7)-(8)의 $p_1(w)$와 비교해 보면 쉽게 발견할 수 있다. 첫째, 변수 w에 대한 회절계수의 주기가 물리광학해의 경우 2π이지만, 정확한 해의 경우는 $2\pi\nu_\infty$로 다르다는 것이다. 여기서 식(9)와 같이 주어지는 ν_∞는 모서리 끝점에서 전자파의 특이성(singularity) 정도를 보여주는 값으로서, 이러한 구조에서 파동방정식을 풀 경우 해의 유일성(uniqueness)를 보장해 주는 중요한 값임은 잘 알려져 있다[2]. 둘째, 정확한 회절계수는 식(7)에서 알 수 있듯이 가상의 확장된 영역 (여기서는 $0\le w<\theta_d$와 $\theta_c<w\le 2\pi$를 말함)에서 0이 되는데 반하여 물리광학근사로 구한 회절계수는 이를 만족하지 못한다는 점이다. 특히 식(7)에서 $p_1(w)$를 구성하는 두 항인 $p_{1d}(w)$와 $p_{1c}(w)$의 표현이 영역 S_d, S_0, S_c에 따라 달리 정의되는 것은 전편논문[4]에서 자세히 설명한 바 있다.

따라서 물리광학해의 오차를 수정한다는 것은 곧 물리광학근사로 구한 회절계수를 개선한다는 것인데 다음과 같은 2가지의 수정을 요한다. 먼저 식(11)의 회절계수의 주기를 2π에서 $2\pi\nu_\infty$로 늘려서 쐐기 꼭지점에서 식(9)와 같은 모서리 조건을 만족하도록 한다. 다음은 쌍적분방정식에서 확장된 가상의 쐐기 내부영역에서 회절계수가 0이 되도록 회절계수를 구성하는 두 항을 식(7)과 같이 영역에 따라 달리 정의한다. 이러한 두가지의 수정을 가하면 물리광학근사로 구한 회절계수는 정확한 해의 회절계수로 바꿈을 쉽게 알 수 있다.

Ⅳ. 복합쐐기의 확장된 회절계수

앞 장에서 기술한 완전도체 쐐기에서 물리광학근사로 구한 회절계수를 정확한 회절계수로 바꾸는 수정방법을 그림 1과 같은 복합쐐기의 물리광학근사로 구한 회절계수에도 적용함으로서 개선된 회절계수를 구하였다. 먼저 식(3a)에 보인 물리광학근사로 구한 복합쐐기의 회절계수 $f_1(w)$의 주기를 2π에서 $2\pi\nu_\varepsilon$로 바꾼다. 여기서 ν_ε는 복합쐐기의 꼭지점에서의 모서리 조건[6]으로부터 구하면 되는데, 다음과 같은 식을 만족하는 최소의 양수를 나타낸다.

$$\tan\left(\frac{\theta_d}{\nu_\varepsilon}\right) = \varepsilon \tan\left(\frac{\theta_d-\theta_c}{\nu_\varepsilon}\right) \tag{13}$$

다음은 수정된 회절계수 $f_1^{(c)}(w)$를 구성하는 두 성분 $f_{1d}^{(c)}(w)$와 $f_{1c}^{(c)}(w)$는 각각 유전체 경계면 $\theta=\theta_d$과 도체 경계면 $\theta=\theta_c$에 유기된 등가전원으로부터 복사되는 것이다. 따라서 그림 3과 같이 $f_{1d}^{(c)}(w)$는 쐐기 외부영역을 통과하여 계속해서 가상의 보완영역으로 전파되기 때문에 $\theta_d \le w \le \theta_d+2\pi$의 영역에 존재하게 된다. 이와는 반대로 $f_{1c}^{(c)}(w)$는 $\theta_c-2\pi \le w \le \theta_c$인 영역에 존재하게 된다.

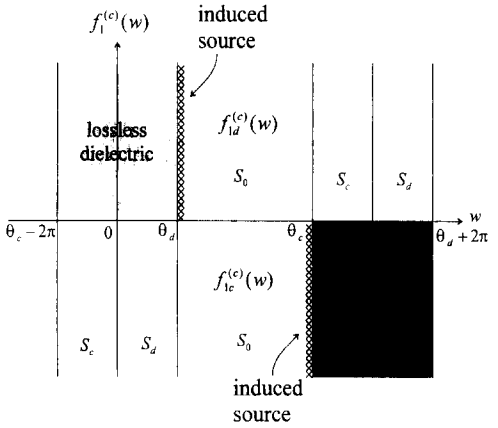


그림 3. 경계면 $\theta=\theta_d$ 와 θ_c로부터 각각 생성되는 $f_{1d}^{(c)}(w)$와 $f_{1c}^{(c)}(w)$의 분포범위

Fig. 3. Distribution ranges of $f_{1d}^{(c)}(w)$ and $f_{1c}^{(c)}(w)$ generated from the interfaces at $\theta=\theta_d$ and θ_c, respectively.

편의상 유전체 쐐기 영역 S_d, 쐐기 외부영역 S_0, 도체쐐기 영역 S_c로 구성되는 영역 전체를 $[0, 2\pi]$로 표현할 경우, 물리광학근사로 구한 회절계수 $f_1(w)$에 앞에서 기술한 두가지의 수정사항을 부가하면 다음과 같이 확장된 회절계수 $f_1^{(c)}(w)$를 구할 수 있다.

$$f_1^{(c)}(w) = \begin{cases} f_{1d}^{(c)}(w+2\pi) + f_{1c}^{(c)}(w), & in \quad 0 \le w < \theta_d \\ f_{1d}^{(c)}(w) + f_{1c}^{(c)}(w), & in \quad \theta_d \le w \le \theta_c \\ f_{1d}^{(c)}(w) + f_{1c}^{(c)}(w-2\pi), & in \quad \theta_c < w \le 2\pi \end{cases} \tag{14}$$

여기서

$$f_{1d}^{(c)}(w) = \frac{1}{2\nu_\varepsilon}\left[\cot\left(\frac{w-\pi-\theta^i}{2\nu_\varepsilon}\right) + R^0\cot\left(\frac{w-\theta^r}{2\nu_\varepsilon}\right) + \sum_{m=1}^{M_d} K^{2m.t}\cot\left(\frac{w-\theta^{2m.t}}{2\nu_\varepsilon}\right)\right] \tag{15a}$$

$$f_{1c}^{(c)}(w) = \frac{1}{2\nu_\varepsilon}\left[-\cot\left(\frac{w+\pi-\theta^i}{2\nu_\varepsilon}\right) + \cot\left(\frac{w-\theta_r}{2\nu_\varepsilon}\right)\right] \tag{15b}$$

식(14)와 (15)로 표현되는 확장된 회절계수 $f_1^{(c)}(w)$의 오차정도를 이론적인 관점에서 살펴보기로 하자. 임의의 복합쐐기에 대한 정확한 회절계수는 알려져 있지 않기 때문에 확인할 수 없다. 그러나 그림 1에서 유전체의 상대유전상수 ε이 ∞ 또는 1이 되면 복합쐐기는 순전히 도체쐐기로 바뀌게 되는데, 이 극한의 경우는 정확한 회절계수를 잘 알고 있다. 따라서 이러한 두 극한의 경우 확장된 회절계수 $f_1^{(c)}(w)$가 정확한 회절계수에 얼마나 근접하는가를 조사하였다. 먼저 식(15)에서 ε이 ∞이면 $R^0=-1$, $K^{2.t}=K^{4.t}=\cdots=0$이 된다. 그리고 식(13)에서 ε이 ∞ 이면 $\nu_\varepsilon=\frac{\theta_c-\theta_d}{\pi}$이 되어 식(9)의 ν_∞와 같아진다. 이를 식(15)에 대입하면 ε이 ∞가 되면 $f_1^{(c)}(w)$는 그림 2와 같은 완전도체 쐐기의 정확한 회절계수인 식(7)-(9)의 $p_1(w)$와 일치한다.

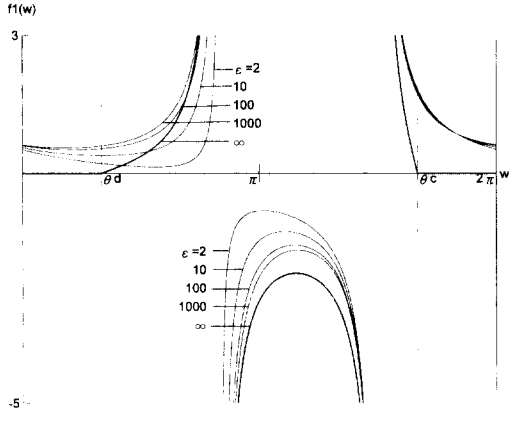
다음은 식(15)에서 ε이 1이면 $R^0=0$, $K^{2.t}=-1$, $K^{4.t}=K^{6.t}=\cdots=0$, $\theta^{2.t}=-\theta^i+\pi$가 된다. 그리고 식(13)에서 ε이 1 이면 $\nu_\varepsilon=\frac{\theta_c}{\pi}$이 된다. 이를 식(15)에 대입하면 ε이 1일 경우 $f_1^{(c)}(w)$는 완전도체 쐐기의 정확한 회절계수인 식(7)-(9)의 $p_1(w)$에서 $\theta_d=0$인 결과와 완전히 같아진다. 그러므로 본 논문에서 구한 복합쐐기의 확장된 회절계수 $f_1^{(c)}(w)$는 유전체의 상대유전상수 ε이 ∞ 또는 1일 경우 모두 해당 도체쐐기의 정확한 회절계수와 일치함을 입증함

으로서 본 논문에서 제시한 수정방법의 유용성을 확인할 수 있었다.

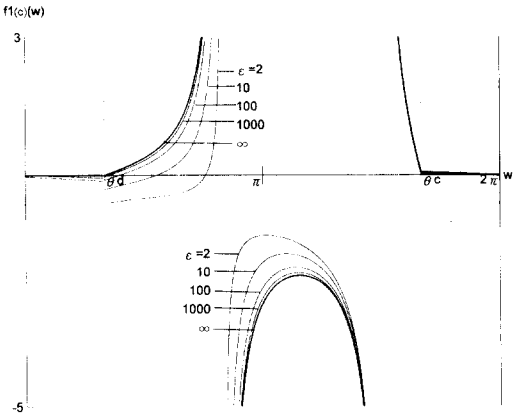
V. 확장된 회절계수의 패턴 및 오차정도

그림 1에서 유전체 쐐기각 $\theta_d = 60°$, 완전도체의 쐐기각 $\theta_c = 300°$ 인 복합쐐기에 대해 E-편파된 평면파가 입사각 $\theta^i = 150°$ (즉 전편논문[1]에 의하면 $\theta_i = 330°$ 에 해당됨)로 복합쐐기의 양 경계면에 입사시와 $\theta^i = 90°$ 로 단지 유전체 경계면에만 입사시의 두 경우에 대해 앞에서 유도한 복합쐐기에 대한 물리광학근사된 회절계수 $f_1(w)$와 이를 확장한 회절계수 $f_1^{(c)}(w)$의 패턴을 계산하였다. 이때 유전체의 상대유전상수 ε은 2, 10, 100, 1000의 4가지 경우를 동시에 구하였다.

먼저 그림 4(a)는 식(3a)로 주어진 $f_1(w)$를 $\theta^i = 150°$ 일 경우에 대해 그린 것인데, 여기서 $\varepsilon = \infty$인 경우는 복합쐐기가 완전도체 쐐기로 바뀌므로 식(7)에 주어진 정확한 회절계수 $p_1(w)$를 굵은 선으로 나타내었다. 그림에서 보듯이 $f_1(w)$는 $w = \theta_c$ 에서 0이 되지 않으므로 경계조건을 만족하지 않는다. 또한 실제 물리적으로 존재하는 쐐기 외부영역인 $\theta_d \le w \le \theta_c$에서 ε이 2에서 1000으로 변해도 $\varepsilon = \infty$일 때의 정확한 회절계수에 접근하지 못함을 볼 수 있다. 이는 물리광학 근사된 회절계수 $f_1(w)$에 오차가 포함되어 있다는 것을 의미하는데 이를 쌍적분방정식[1]에 근거하여 확인할 수 있다.



(a)



(b)

그림 4. $\theta^i = 150°$, $\varepsilon = 2 \sim 1000$인 회절계수와 $\varepsilon = \infty$일 때 정확한 해 $p_1(w)$와의 비교 (a) $f_1(w)$, (b) $f_1^{(c)}(w)$

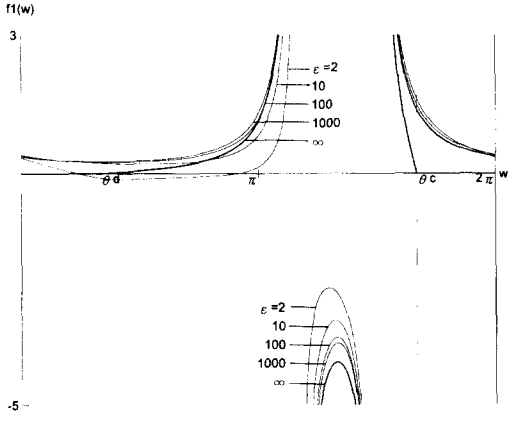
Fig. 4. Comparison of the diffraction coefficients for $\theta^i = 150°$ and $\varepsilon = 2$ *to* 1000 with the exact pattern $p_1(w)$ of $\varepsilon = \infty$, (a) $f_1(w)$ (b) $f_1^{(c)}(w)$

즉 복합쐐기 외부영역의 매질로 대체한 가상의 확장된 영역인 $0 \le w < \theta_d$와 $\theta_c < w \le 2\pi$에서 $f_1(w)$는 모든 ε에 대해서 0이 되지 못함을 알 수 있다.

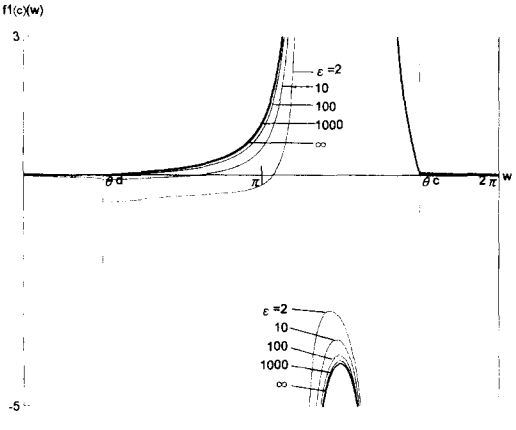
이와는 달리 그림 4(a)와 동일한 경우에 대해 확장된 회절계수 $f_1^{(c)}(w)$의 패턴은 여러 가지 점에서 물리광학근사에 내재한 오차를 수정하였음을 그림 4(b)에서 잘 보여준다. 첫째, $f_1^{(c)}(w)$는 $w = \theta_c$ 에서 0으로 접근하므로 대체적으로 경계조건을 만족한다고 말할 수 있다. 둘째, 영역 $\theta_d \le w \le \theta_c$에서 ε이 2에서 증가할 수록 $\varepsilon = \infty$일 때의 정확한 회절계수 $p_1(w)$에 점근적으로 접근하며, 특히 ε이 1000이 되면 거의 $p_1(w)$과 같아짐을 알 수 있다. 셋째, 가상의 확장된 영역인 $0 \le w < \theta_d$와 $\theta_c < w \le 2\pi$에서 $f_1^{(c)}(w)$는 모든 ε에 대해서 거의 0이 되어 쌍적분방정식의 개념에서 보면 물리광학적 근사에 포함된 오차를 거의 수정하였음을 볼 수 있다. 따라서 그림 4(a)와 (b)를 비교해 보면 본 논문에서 제시한 확장기법이 큰 성과가 있음을 확인할 수 있다.

그림 5는 그림 4의 경우와 동일하나 단지 $\theta^i = 150°$ 를 $90°$ 로 바꾼 경우에 대해 계산한 결과이다. 그림 5(a)에서 보듯이 $f_1(w)$의 문제점이 그림 4(a)와 동일하게 나타내고 있다. 또한 그림 5(b)의 확장된 회

절계수 $f_1^{(c)}(w)$ 패턴은 그림 5(a)에 보여준 물리광학 근사에 내재한 오차를 거의 다 수정하였음을 잘 보여준다. 특히 그림 5는 입사파가 단지 유전체 경계면에만 직접 입사할 경우의 결과이므로 그림 4의 결과와 함께 보면 결국 입사파가 복합쐐기의 도체 경계면에 입사하든지 않든지에 상관없이 본 논문에서 제시한 확장기법은 유효하다고 볼 수 있다.



(a)



(b)

그림 5. $\theta^i = 90°$, $\varepsilon = 2 \sim 1000$인 회절계수와 $\varepsilon = \infty$일 때 정확한 해 $p_1(w)$와의 비교
(a) $f_1(w)$, (b) $f_1^{(c)}(w)$

Fig. 5. Comparison of the diffraction coefficients for $\theta^i = 90°$ and $\varepsilon = 2$ *to* 1000 with the exact pattern $p_1(w)$ of $\varepsilon = \infty$.
(a) $f_1(w)$, (b) $f_1^{(c)}(w)$

VI. 결론

복합쐐기에 의한 E-편파 회절시 물리광학근사로 구한 회절계수를 쐐기 꼭지점에서 모서리 조건을 만족하고, 쌍적분방정식에 근거한 가상의 보완영역에서 0으로 접근하도록 확장하였다. 확장된 회절계수는 유전체의 상대유전상수가 ∞나 1일 경우 각각에 해당되는 도체쐐기의 정확한 회절계수들와 일치하였고, 임의의 상대유전상수일 경우에도 가상의 보완영역에서 확장된 회절계수는 거의 0에 접근함을 보였다. 특히 본 논문에서 제시한 기법으로 확장된 회절계수는 현재까지 알려진 어떠한 기법으로 구한 복합쐐기의 회절계수에 비해 정확도에 있어서 우수할 뿐만 아니라 간단한 수식적인 형태로 표현되어 실제 기하광학적 회절이론(Geometrical Theory of Diffraction)에 활용시 대단히 유용할 것이다.

그러나 본 논문에서는 입사파가 복합쐐기의 유전체 경계면에는 항상 입사하는 경우만을 다루었으며 복합쐐기의 외부영역에서의 회절계수만을 구하였다. 따라서 유전체 내부에서의 회절계수를 수정하는 방법과 복합쐐기의 양 경계면 중에서 도체 경계면에만 입사파가 인가될 경우의 확장방법에 대해서는 후속논문에서 자세히 다루기로 한다.

참 고 문 헌

[1] 김세윤, 김상욱, "도체와 유전체가 복합된 쐐기에 의한 E-편파된 전자파의 회절, I: 물리광학해," 전자공학회논문지, 32-A권, 8호, pp. 1029-1036, 1995

[2] D. S. Jones, *The Theory of Electromagnetism*. Pergamon: Oxford, England, 1971, ch. 9.

[3] J. J. Bowman, T. B. A. Senior, and P. L. E. Uslenghi, eds, *Electromagnetic and Acoustic Scattering by Simple Shapes*, North-Holland Pub.: Amsterdam, Netherland, 1969, ch. 1.

[4] 김세윤 "쌍적분방정식에 근거한 완전도체쐐기의 E-분극 회절계수, I: 정확한 해," *전자공학회논문지*, 33-A권, 1호, pp. 21-25, 1996년 1월

[5] 김세윤 "쌍적분방정식에 근거한 완전도체쐐기의 E-분극 회절계수, II: 물리광학해의 수정," *전자공학회논문지*, 33-A권, 1호, pp. 26-34, 1996년 1월

[6] R. Mittra and S. W. Lee, Analytical Techniques in the Theory of Guided

Waves, Macmillan: New York, 1971, ch. 1.

[7] S. Y. Kim, J. W. Ra, and S. Y. Shin, "Diffraction by an arbitrary-angled dielectric wedge," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-39, no. 9, pp. 1272-1292, 1991.

[8] S. Y. Kim, "A convenient expression for the diffraction coefficients of a wedge composed of a conductor and a lossless dielectric," *Microwave Optical Technol. Lett.*, vol. 13, no. 4, pp. 216-219, Nov. 1996.

저 자 소 개

金 世 潤(正會員) 第 32卷 A編 第 6號 參照
현재 한국과학기술연구원 정보전자 연구부 책임연구원

金 尙 昱(正會員) 第 32권 A編 第 8號 參照
현재 한국과학기술연구원 정보전자 연구부 연구원