

抵抗板 스트립 回折格子에 의한 E-분극散亂

(E-Polarized Scattering by a Resistive Strip Grating)

尹 義 重*, 梁 承 仁**

(Uei Joong Yoon and Seung In Yang)

要約

주기적인 저항띠에 입사되는 E-분극파에 의한 전자파 산란에 대해서 파수영역에서 모멘트 법을 이용하여 해석하였다. E-분극 산란에서는 저항띠의 모서리 양끝에서 유도되는 전류밀도가 매우 높을 것으로 예측되므로 전류밀도는 이런 특성을 갖는 함수와 차수 0인 Ultraspherical 다항식의 곱의 급수로 전개하였다. 전개계수들은 파수영역에서 수치계산하였고, 저항율이 영으로 되는 경우는 완전도체의 기존 결과와 비교하여 일치함을 보였다. 본 논문에서 제안된 기저함수를 사용하면 기존의 지수함수보다 해의 수렴도가 매우 빠르게 개선됨을 보였다.

Abstract

The E-polarized scattering problem by a resistive strip grating is analyzed by the method of moments in the spectral domain. For an E-polarized scattering, the induced current density is expected to blow up at both edges. Then the induced surface current density on the strip is expanded in a series of the multiplication of Ultraspherical polynomials with zeroth order and functions with appropriate edge condition. The expansion coefficients are calculated numerically in the spectral domain. When the resistivity of the strip becomes 0, the numerical results agree with those of a perfectly conducting strip grating. And the convergence of the moment-method solutions is very much improved using the basis functions proposed in this paper, compared with that of the existing exponential functions.

1. 서론

저항 경계조건은 얇고 손실있는 유전체에 연관된 경계문제를 쉽게 하기 위해 고찰되었으며, Harrington과 Mautz에 의해 그러한 매질에 대해서는 좋은

모델임이 입증되었다.¹⁾ 저항매질의 예로서는 미사일 날개에 레이다 산란단면을 줄이기 위해 사용되는 손실있는 매질로부터 눈송이나 담배연기까지 들 수 있다.

저항판을 사용한 기본 문제로서 반평면에 의한 산란으로는 균일한 저항율을 갖는 경우²⁾와 주기적인 가는띠(strip)에 의한 산란은 완전도체가 주기적으로 배열되어 있는 경우³⁾와 주기적인 저항율을 갖는 경우^{4,5)} 그리고 변하는 저항율을 갖는 경우⁶⁾ 등이 연구되었다.

전자파 산란문제의 수치해석을 위한 방법으로는 주로 모멘트 법(Method of Moments)을 이용하여 구

* 正會員, 京畿實業專門大學 電子通信科
(Dept. of Elec. Communication., Kyungki Jr. College)

** 正會員, 崇實大學校 電子工學科
(Dept. of Elec. Eng., Soongsil Univ.)
接受日字: 1993年 1月 20日

하고자 하는 해를 계산하며, 이때 중요한 관건이 되는 것이 기저함수를 어떻게 선택하느냐에 따라 메트릭스의 크기가 결정되므로 성능이 좋은 기저함수를 선택하여 메트릭스의 크기도 줄이고 해의 빠른 수렴을 얻는데 많은 관심을 가진다.

이에, 본 논문에서는 3차원 좌표계에서 한 방향으로의 전자파의 변화가 없다는 가정하에서 저항띠의 경계조건을 고려한 2차원 전자파 문제에 대해서 고찰하였다. 무한한 길이와 미소 두께를 가지는 저항띠의 주기적인 회절격자인 경우에 대하여 E-분극파가 비스듬히 입사된다. 이 때 모서리 양끝에서 유도되는 전류밀도는 매우 높을 것으로 예측되므로 전류밀도는 이런 특성을 갖는 함수와 차수 0인 Ultraspherical 다항식⁷⁾의 곱의 급수로 전개하였다. 스트립에 유도되는 전류밀도와 반사계수를 구할 때 파수영역에서 모멘트 법을 이용하여 수치계산하였으며 본 논문에서 제안한 기저함수와 Richard가 사용한 기저함수를 사용했을 때 반사계수의 수렴도를 비교하였다. 또한 완전도체의 경우에 Richmond가 제안한 기저함수를 본 논문에서의 기저함수로 하였을 때⁸⁾와 본 논문에서 저항율이 0 [Ω]인 경우에 대해 반사계수를 비교하였다. 그리고 시간함수는 e^{*t} 로 가정하고 앞으로 모든 식에서 생략한다.

II. 파수영역에서의 모멘트법 적용

문제의 구조는 그림 1과 같이 무한개의 저항띠가 y 축상에 규칙적으로 배열되어 있다고 하자. 이 때 x-y 평면상에 폭 a이고 저항율이 R_0 인 띠가 주기 b로 분포되어 있으며 입사각 ϕ 를 갖는 E-분극파가 입사한다. 그리고 저항띠에 유도되는 전기전류는 x 방향의 성분만을 가지므로 이를 J_x 라고 하면 저항띠가 매우 얇은 경우에 다음과 같은 저항경계조건을 만족해야 한다.¹⁴

$$E_x^i = R_0 J_x \tag{1}$$

식 (1)에서 윗 첨자 t가 붙은 것은 스트립 표면에서의 전체전계를 나타내며 전체전계는 다음과 같이 나누어 쓸 수 있다.

$$E_x^i = E_x^i + E_x^r \tag{2}$$

식 (2)에서 i는 입사, s는 산란을 의미하며 그림 1과 같이 입사되는 전계는 다음과 같다.

$$E_x^i = E_0 e^{jk_0 y \sin \phi} e^{jk_0 z \cos \phi} \tag{3}$$

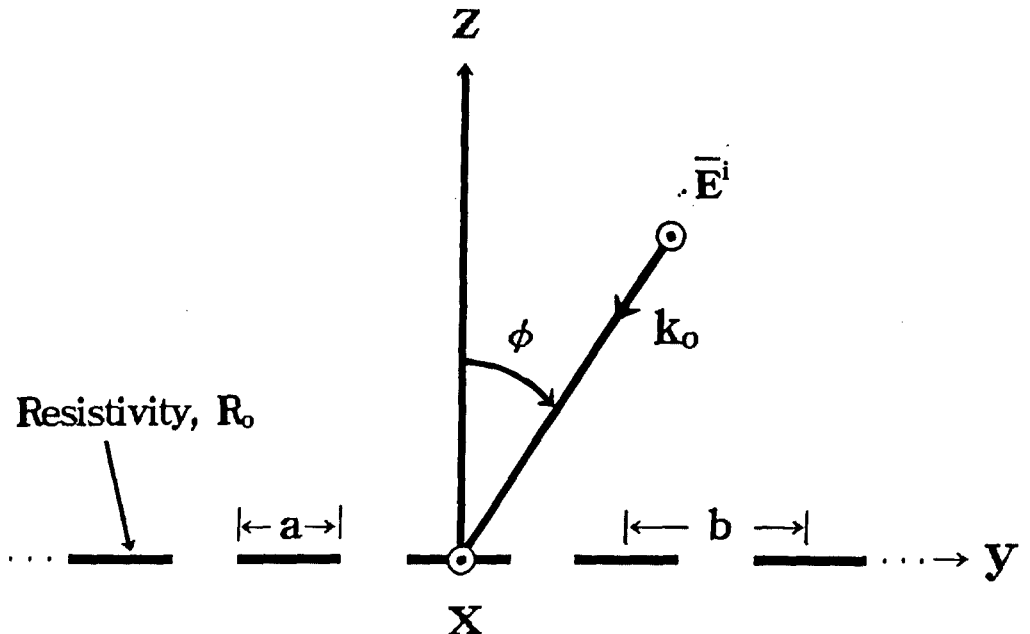


그림 1. 抵抗板 스트립 回折格子에 비스듬히 入射되는 平面波
 Fig. 1. Plane wave with oblique incidence on a resistive strip grating.

식 (3)에서 θ 는 입사각을 표시하며 $k_0 = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ 는 매질의 전파상수이고 μ 와 ϵ 은 매질의 투자율 및 유전율이다. 이 때 산란전계는 저항비에 유도되는 전기전유에 의해 발생하는 것으로 다음과 같은 적분방정식으로 주어진다. ^[9]

$$E_x^s(y) = -\frac{k_0^2}{4\omega\epsilon} \int_{-h}^h J_x[y'] H_0^{(2)}[k_0|y-y'|] dy' \quad (4)$$

상기식 (4)에서 $H_0^{(2)}(k_0|y-y'|)$ 는 영차 2종 Hankel 함수(the second kind Hankel function of zeroth order)를 나타내며 y' 는 전원점(source point), y 는 관측점(observation point)을 의미한다. 스트립상의 전류밀도 $J_x(y)$ 의 푸리에 변환을 $\tilde{J}_x(\beta)$ 이라 하면 식 (4)의 양변을 y 에 대해 푸리에 변환하여 다음 식을 구할 수 있다. ^{[10][11]}

$$\tilde{E}_x^s(\beta) = -\frac{k_0^2}{2\omega\epsilon(k_0^2 - \beta^2)^{1/2}} \tilde{J}_x(\beta) \quad (5)$$

식 (5)에서 주기적인 구조에 대한 산란전계는 β 를 Floquet mode(또는, n 번째 공간고주파의 위상정수)에 대응하는 값들로 표시할 수 있으며 이를 β_n 이라고 하면 다음 식과 같다. ^[12]

$$\beta_n = k_0 \sin \phi + \frac{2\pi n}{b} \quad (6)$$

식 (5)의 산란전계를 푸리에 역변환하면 다음과 같다.

$$E_x^s(y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [\tilde{E}_x^s(\beta_n)] e^{i\beta_n y} \quad (7)$$

그리고 식 (7)과 식 (1)을 식 (2)에 대입하여 정리하면 다음과 같다.

$$R_0 J_x(y) + \frac{k_0^2}{2\omega\epsilon} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\tilde{J}_x(\beta_n)}{(k_0^2 - \beta_n^2)^{1/2}} e^{i\beta_n y} = E_x^s(y), \quad (8)$$

$$-h + nb \leq y \leq h + nb, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \infty$$

전기전류 $J_x(y)$ 가 모서리 양끝에서 매우 클 것으로 예측되므로 이를 고려해서 전류밀도를 급수로 전개하면 다음과 같다.

$$J_x(y) = \sum_{p=0}^{\infty} b_p \left[\frac{f_p(y)}{\sqrt{1 - (y/h)^2}} \right] \quad (9)$$

식 (9)에서 b_p 는 미지의 계수이며 h 는 스트립 폭의 반 즉, $a/2$ 이다. 그리고

$$f_p(y) = C_p^{(0)}(y/h) P_p(-h, h) \quad (10)$$

여기서 $C_p^{(0)}$ 는 차수 0인 Ultraspherical 다항식 ^[7]을 의미하며, 이를 사용한 이유는 만약 기존의 지수함수를 사용한 경우 ^[4] 식 (9)는 $p = -\infty$ 에서 ∞ 까지의 합으로 바뀌어야 하므로 매트릭스의 크기가 커질 것으로 예상되었기 때문이다. 그리고

$$P_p(-h, h) = \begin{cases} 1, & -h \leq y \leq h \\ 0, & \text{그 외} \end{cases} \quad (11)$$

이다. 그리고 두 함수 F 와 G 의 내적(inner product)을 다음과 같이 정의하며 ^[9]

$$\langle F, G \rangle = \int_{-h}^h F^* \cdot G \, dy \quad (12)$$

여기서 “*” 표시는 공액복소(complex conjugate)를 의미한다. 식 (9)를 식 (8)에 대입하고 가중함수를 식 (10)으로 하여 식 (8)과의 내적을 수행하면 미지의 계수를 포함한 식은 다음과 같다.

$$\sum_{p=0}^{\infty} b_p \left[R_0 Z_p + \frac{bk_0^2}{2\omega\epsilon} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{f}_p(\beta_n) \tilde{f}_i^*(\beta_n) \frac{1}{(k_0^2 - \beta_n^2)^{1/2}} \right] = b \tilde{f}_i^*(\beta^{inc}), \quad i = 0, 1, 2, \dots, \infty \quad (13)$$

그리고 식 (13)의 각 항에 대한 적분식을 보면 다음과 같다.

$$Z_p = \int_{-h}^h \frac{1}{\sqrt{1 - [y/h]^2}} C_i^{(0)}[y/h] C_p^{(0)}[y/h] dy \quad (14)$$

$$\tilde{f}_p[\beta_n] = \frac{1}{b} \int_{-h}^h \frac{1}{\sqrt{1 - [y/h]^2}} C_p^{(0)}[y/h] e^{-i\beta_n y} dy \quad (15)$$

$$\tilde{f}_i[\beta_n] = \frac{1}{b} \int_{-h}^h C_i^{(0)}[y/h] e^{i\beta_n y} dy \quad (16)$$

$$\tilde{f}_i^*[\beta^{inc}] = \frac{1}{b} \int_{-h}^h C_i^{(0)}[y/h] e^{i\beta^{inc} y} dy \quad (17)$$

그러므로 식 (13)의 매트릭스를 역변환하여 미지의

계수 b_p 를 구하면 식 (9)에 대입하여 관심이 되는 표면에서의 유도전류 $J_x(y)$ 를 구할 수 있으며 산란전계는 다음 식과 같이 구할 수 있다.

$$E_x^s[y] = -\frac{k_v^2}{2\omega\epsilon} \sum_{p=0}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{b_p \tilde{f}_p[\beta_n]}{[k_v^2 - \beta_n^2]^{1/2}} e^{i\beta_n y} \quad (18)$$

산란전계를 구하면 무한 격자구조의 스트립 배열에 의한 산란계수를 구할 수 있다. 이 때 각 모드에 대한 반사계수(reflection coefficient)는 다음과 같다.^[4]

$$\Gamma = \left[\int_{-b/2}^{b/2} \bar{E}_n^r \times \bar{H}_n^s \cdot \hat{z} dy \right]^{1/2} \quad (19)$$

여기서 \bar{E}_n^r , \bar{H}_n^s 은 각 산란 모드 n에 대한 반사파의 전계 및 자기벡터를 의미하며, \hat{z} 는 z 방향의 단위벡터이고 입사전력의 크기는 1로 정규화하였다. 그리고 식 (19)에서 기하광학적 반사계수에 관심을 갖고 n = 0인 경우만을 취급한다.

III. 계산결과 및 검토

식 (19)의 반사계수를 구하기 위해서는 식 (14)에서 부터 식 (17)까지의 적분식을 해결해야 하는데 식 (14)와 식 (15)는 적분테이블을 이용하여 해결이 가능하다.^[10,11] 식 (16)과 식 (17)의 적분식은 i= 0인 경우를 제외하고는 closed form이 없으므로 i≠0인 경우의 적분식은 확장된 심프슨 공식(Extended Simpson's rule)을 이용하여 수치적분하였다.^[7,13]

기저함수에 따른 반사계수의 수렴도를 비교하기 위해 Richard가 사용한 지수함수를 기저함수로 사용하여 전류밀도를 급수로 전개하면 다음과 같다.^[4]

$$J_x(y) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} b_p \left[e^{-j\frac{2\pi}{a} y} \right] \quad (20)$$

식 (20)을 이용하여 II장과 동일한 과정으로 전류 밀도 및 반사계수를 구할 수 있다. 그리고 식 (9)와 식 (20)의 기저함수를 이용하여 수치계산하려면 식 (13)에서의 매트릭스의 크기는 무한대로 되어야 하나 수치해석상 이는 불가능하므로 어느 정도로 한정해야 한다. 그러므로 식 (13)을 수치계산할 때 p는 0에서 M까지, n은 -N에서 N까지로 하고 식 (20)을 사용한 경우는 n은 동일하나 p는 -M에서 M까지 되며 따라서 식 (13)의 좌변에서의 매트릭스 크기를 P×P이라 할 때 P=M+1이나 식 (20)을 사용한 경우는 P=2M+1이 된다.

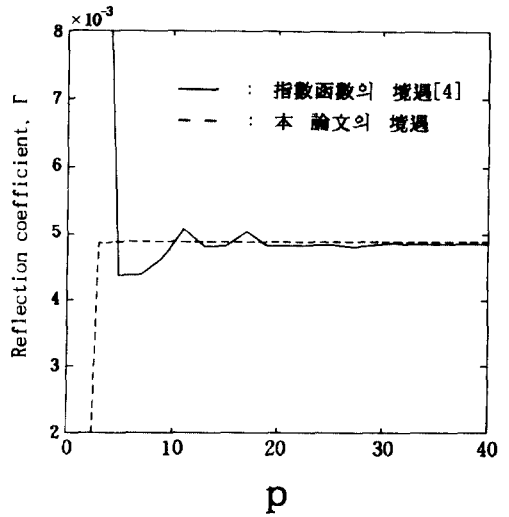


그림 2. 垂直 入射波에 대한 反射係數의 收斂曲線 (h=0.25 [λ], b=100a, R₀=50 [Ω])

Fig. 2. The convergence curve of reflection coefficient for normal incidence. (h=0.25 [λ], b=100a, R₀=50 [Ω])

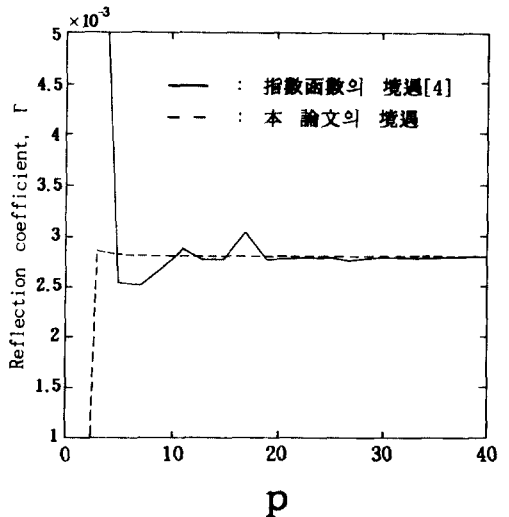


그림 3. 入射角 30도에서 反射係數의 收斂曲線 (h=0.25 [λ], b=100a, R₀=50 [Ω])

Fig. 3. The convergence curve of reflection coefficient for incident angle 30° (h=0.25 [λ], b=100a, R₀=50 [Ω])

그림 2와 그림 3은 지수함수의 경우와 본 논문에서 제안한 경우에 대해 매트릭스 크기 P에 대한 반사계수의 수렴도를 비교하였다. 그림 2는 수직입사파인 경우로 $h = 0.25[\lambda]$, $b = 100a$, $R_0 = 50[\Omega]$ 일 때 식 (13)에서 매트릭스의 크기를 $N = 100$ 으로 하고 P를 증가시켰을 때 나타난 반사계수이다. 그림 2에서 실선은 지수함수를 적용한 경우이고, 끊어진 실선은 본 논문에서 제안한 경우를 나타낸 것으로 본 논문에서 제안한 경우가 지수함수의 경우보다 거의 1/3 정도의 매트릭스의 크기만 가지고도 원하는 반사계수를 얻을 수 있으므로 본 논문에서 제안된 기저함수가 성능이 우수함을 확인하였다. 그림 3은 입사각이 30도인 경우이며 그림 2와 마찬가지로 수렴도가 매우 개선됨을 알 수 있다.

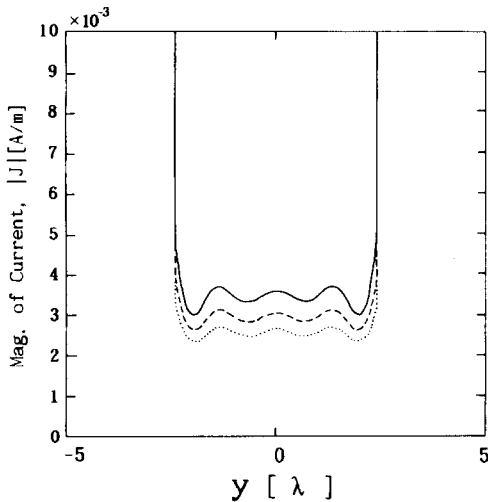


그림 4. 垂直入射波에 대한 電流分布의 크기, $|J|$ ($h = 2.5[\lambda]$, $b = 5a$, $R_0 = 100, 150, 200[\Omega]$)
 Fig. 4. The magnitude of current distribution, $|J|$ for normal incidence. ($h = 2.5[\lambda]$, $b = 5a$, $R_0 = 100, 150, 200[\Omega]$)

그림 4는 수직입사파의 경우로서 $h = 2.5[\lambda]$, $b = 5a$ 인 경우에 실선은 R_0 가 $100[\Omega]$, 끊어진 실선은 $150[\Omega]$, 점선은 $200[\Omega]$ 일 때 중앙에 있는 저항 피상의 전류분포의 크기를 나타내었다. 그림 4에서 전류분포가 좌우 대칭이고, 모서리 양끝 부근에서 전류의 크기가 급격히 상승하여 계산결과의 타당성을 알 수 있으며, 저항율이 커지면 유도되는 전류분포가 상대적으로 작게 나타남을 확인하였다.

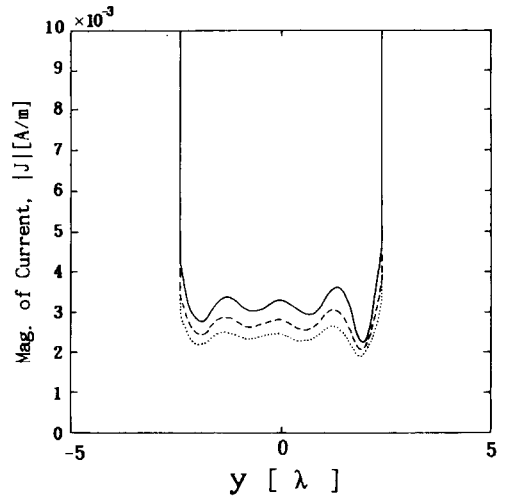


그림 5. 入射角 30도에서 電流分布의 크기, $|J|$ ($h = 2.5[\lambda]$, $b = 5a$, $R_0 = 100, 150, 200[\Omega]$)
 Fig. 5. The magnitude of current distribution, $|J|$ for incident angle 30° ($h = 2.5[\lambda]$, $b = 5a$, $R_0 = 100, 150, 200[\Omega]$)

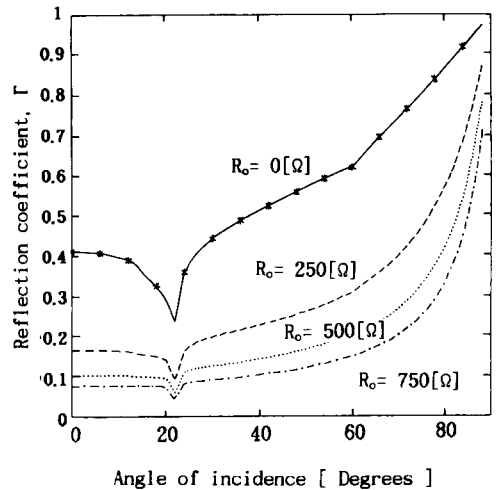


그림 6. 입사각에 따른 反射係數 ($h = 0.3[\lambda]$, $b = 1.6[\lambda]$, $R_0 = 0, 250, 500, 750[\Omega]$)
 Fig. 6. The reflection coefficient for angle of incidence. ($h = 0.3[\lambda]$, $b = 1.6[\lambda]$, $R_0 = 0, 250, 500, 750[\Omega]$)

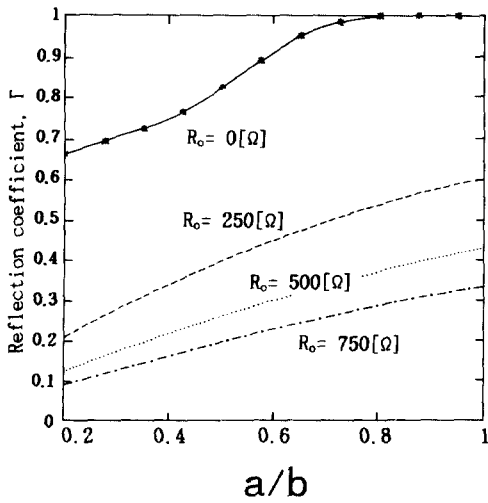


그림 7. 入射角 60도에서의 反射係數

(b=0.8[λ], R₀=0, 250, 500, 750 [Ω])

Fig. 7. The reflection coefficient for incident angle 60°

(b=0.8[λ], R₀=0, 250, 500, 750 [Ω])

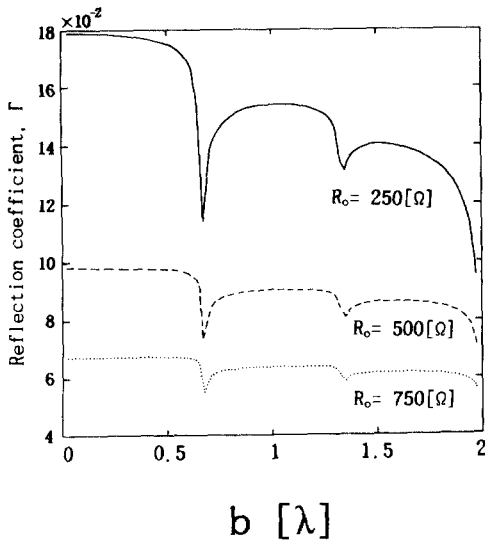


그림 8. 入射角 30도에서의 反射係數

(a/b=0.25, R₀=250, 500, 750 [Ω])

Fig. 8. The reflection coefficient for incident angle 30°.

(a/b=0.25, R₀=250, 500, 750 [Ω])

그림 5는 입사각이 30도인 경우로 그림 4의 대칭적인 전류분포와는 달리 비스듬한 전류분포를 나타내었으며 실선은 R₀가 100[Ω], 끊어진 실선은 150 [Ω] 그리고 점선은 200[Ω]일 때 전류분포의 크기이다.

그림 6에서 그림 8까지는 저항율을 변화시켰을 때 나타난 반사계수이다. 그림 6은 수직입사파인 경우의 반사계수를 나타낸 것으로 h=0.3[λ], b=1.6[λ]일 때 실선은 R₀가 0[Ω], 끊어진 실선은 250[Ω], 점선은 500[Ω] 그리고 일점쇄선은 750[Ω]인 경우의 반사계수이다. 그림 6에서 “*” 표시는 완전도체의 경우 Richmond의 방법으로 하되 기저함수만을 본 논문에서 사용한 기저함수로 바꿨을 때의 반사계수이며⁽⁷⁾ 본 논문의 경우 저항율을 0으로 했을 때의 반사계수와 비교하면 거의 일치했으며 저항율이 크면 반사계수가 전체적으로 작게 나타남을 알 수 있다. 그리고 그림 7은 입사각이 60도인 경우 b=0.8[λ]로 해서 각 저항율에 대해 a/b의 비를 0.2에서 1까지 변화시켰을 때 반사계수를 보였다. 여기서 “*” 표시는 그림 6에서와 같으며 역시 거의 일치하였다. 실선은 R₀가 0[Ω], 끊어진 실선은 250[Ω], 점선은 500[Ω] 그리고 일점쇄선은 750[Ω]인 경우의 반사계수이다. 그림 8은 입사각이 30도인 경우 a/b=0.25로 해서 각 저항율에 대해 주기 b를 0에서부터 2 파장까지 변화시켰을 때의 반사계수로서 저항율이 크면 전체적으로 반사계수가 작아짐을 알 수 있으며 실선은 R₀가 250[Ω], 끊어진 실선은 500[Ω] 그리고 점선은 750[Ω]인 경우의 반사계수이다.

IV. 결론

무한한 길이와 미소두께를 가지는 저항띠의 주기적인 회절격자에서의 전자파 산란문제를 취급함에 있어 E-분극파가 가장자리에 나란하게 입사하는 경우에 모서리 양끝에서는 매우 높은 전류가 예측되므로 전류 밀도는 이런 특성을 갖는 함수와 차수 0인 Ultraspherical 다항식의 곱의 급수로 전개한 후 파수영역 (spectral domain)에서 모멘트 법을 이용하여 수치 계산하였다. 몇 가지 수치계산 결과로 저항띠에 유도되는 전류밀도와 기하광학적 반사계수를 계산하였다. 수직입사파의 경우 저항띠에 유도되는 전류밀도는 좌우 대칭이고 모서리 양끝에서 급격히 상승하였으며, 반사계수는 완전도체의 경우 Richmond의 방법으로 하되 기저함수만을 본 논문에서 사용한 기저함수로 바꿨을 때의 반사계수와 본 논문에서 저항율이 0[Ω]일 때와 비교하여 거의 일치하였다. 그리고 Richard

가 사용한 기저함수인 지수함수의 경우보다 거의 1/3 정도의 매트릭스의 크기만 가지고도 원하는 반사계수를 얻을 수 있으므로 본 논문에서 제안된 기저함수가 성능이 우수함을 확인하였다.

본 연구를 통해서 주기적인 매우 얇은 저항띠에 의한 전자파 산란을 모멘트 법을 이용하여 해석하는 프로그램이 개발되었으며 앞으로 매우 얇은 초전도체(superconductors)의 격자구조에 대해서도 적용이 가능할 것으로 기대된다.

參 考 文 獻

- [1] R.F.Harrington and J.R.Mautz, "An impedances sheet approximation for thin dielectric shells." *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol.AP-23, pp.513-534, 1975.
- [2] T.B.A.Senior, "Half plane edge diffraction," *Radio Science*, vol.AP-10, no. 6, pp. 645-650, 1975.
- [3] J.H.Richmond, "On the edge mode in the theory of TM scattering by a strip or strip grating." *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol.AP-28, pp. 883-887, Nov. 1980.
- [4] H.Ricard and R.Mittra, "Scattering from a Periodic Array of Resistive Strips," *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol.AP-33, no.9, pp. 1009-1011, Sept. 1985.
- [5] H.Richard, R.Mittra, and K.M. Mitzner, "Analysis of Multilayered Periodic Structure Using Generalized Scattering Matrix Theory." *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol. AP-36, no.9, pp. 511-517, Apr. 1988.
- [6] T.B.A.Senior and S.I.Yang, "Scattering by a linearly tapered resistive half plane," *National Radio Science Meeting*, Boston, p.38, 1984.
- [7] M.Abramowitz and I.A.Stegun, *Handbook of Mathematical functions*, Dover, N.Y., 1972.
- [8] 尹義重, 盧在雄, 梁承仁, "스트립 회절격자에 의한 E-분극 散亂." 大韓電子 工學會, 秋季綜合學術大會論文集, 第15卷 第2集, pp. 99-102, 1992年 11月.
- [9] C.A.Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*, John Wiley & Sons, 1989.
- [10] I.S.Gradshteyn and I.M.Ryzhik, *Table of Integrals, Series, and Products*, Academic Press, 1980.
- [11] A.Erdélyi, *Table of Integral Transform*, vol.1-2, McGraw Hill Book Company, 1954.
- [12] R.E.Collin, *Field Theory of Guided Waves*, IEEE Press, pp.605-644, 1991.
- [13] H.P.William, P.F.Brian, T.A.Saul, and V.T.William, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press, 1986.

著者紹介



尹義重 (正會員)

1958年 7月 7日生. 1988年 2月 숑실대학교 대학원 전자공학과 졸업 (공학석사). 1988年 3月 ~ 1991年 2月 숑실대학교 대학원 전자공학과 박사과정수료. 1990年 3月 ~ 현재

경기실업전문대학 전자통신과 전임 강사. 주관심분야는 전자파 산란의 수치해석, 안테나, 마이크로파 회로 등임.



梁承仁 (正會員)

1952年 1月 18日生. 1974年 2月 서울대학교 전기공학과 졸업과(공학사). 1976年 2月 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 졸업 (공학석사). 1987年 8月 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 졸업 (공학박사). 1976~

1978年 금성통신(주). 1978年 ~ 현재 숑실 대학교 전자공학과 교수. 1983年 ~ 1984年 University of Michigan, AnnArbor, Radiation Lab. 방문연구원. 1990年 ~ 현재 한국통신기술협회 CCIR 제 9 연구위원회 의장. 1991年 ~ 1992年 University of Colorado, Boulder, MIMICAD CENTER 객원 교수. 주관심분야는 파동의 전파 및 산란, 안테나, EMI, 마이크로파회로 등임.