

# 접지된 다층 유전체위의 저항띠 격자구조에 의한 TE 산란의 해

정회원 윤 의 중\*

## Solution of TE Scattering by a Resistive Strip Grating Over Grounded Dielectric Multilayers

Uei-Joong Yoon\* *Regular Member*

요 약

본 논문에서는 스트립 폭과 격자주기, 비유전율, 유전체 층의 두께, 그리고 TE(transverse electric) 평면파의 입사각에 따른 접지된 다층 유전체위의 저항띠 격자구조에 의한 TE 산란 문제를 수치해석 방법인 FGMM(Fourier-Galerkin Moment Method)을 이용하여 해석하였다. 유도되는 표면전류밀도는 간단한 함수인 지수함수를 사용하여 Fourier 급수로 전개하였다. 전반적으로 다층유전체의 비유전율과 두께가 증가함에 따라 반사전력이 증가하였고, 반사전력의 급변점들은 공진효과에 기인한 것으로 과거에 wood's anomallies<sup>[7]</sup>라고 불리워졌다. 제안된 방법의 검증을 위하여 기존의 완전도체 경우인 균일 저항율  $R = 0$ 에 대한 정규화된 반사전력의 수치결과는 기존 논문들과 일치하였다.

**Key Words** : TM scattering, TE scattering, Strip grating, Resistive boundary condition, Moment method

ABSTRACT

In this paper, TE(transverse electric) scattering problems by a resistive strip grating over grounded dielectric multilayers according to the strip width and grating period, the relative permittivity and thickness of dielectric multilayers, and incident angles of a TE plane wave are analyzed by applying the FGMM(Fourier-Galerkin Moment Method) known as a numerical procedure. The induced surface current density is simply expanded in a Fourier series by using the exponential function as a simple function. Generally, the relected power gets increased according as the relative permittivity and thickness of dielectric multilayers gets increased, the sharp variations of the reflected power are due to resonance effects that take place and were previously called wood's anomallies<sup>[7]</sup>. To verify the validity of the proposed method, the numerical results of normalized reflected power for the uniform resistivity  $R = 0$  as a conductive strip case show in good agreement with those in the existing paper.

### I. 서론

격자구조(strip grating)에 대한 문제는 반사나 투과 현상을 취급하기 위해서 많은 연구가 있어 왔으며, 또한 이러한 격자구조에 의한 산란문제는 광학,

필터, 레이더, 안테나 및 전자기학의 이론 및 응용 분야에서 널리 이용되어 왔으며, 여러 연구자들에 의해서 많은 관심을 가져왔다<sup>[1-7]</sup>.

격자구조에 도체를 사용한 기본 문제로서 Richmond<sup>[4]</sup>는 자유공간상에서 스트립에 유도되는 미지의 유도

\* 가천의과학대학교 의용공학과 부교수 (ujyoon@gachon.ac.kr)

논문번호 : KICS2006-05-238, 접수일자 : 2006년 5월 28일, 최종논문접수일자 : 2006년 9월 1일

전류를 간단히 프리에 급수로 전개하였고, 자유공간 상에서 저항띠를 가진 경우는 파수영역에서 spectral-Galerkin 모멘트법(moment method)을 이용하여 수치해석하였으며<sup>5,6)</sup>, 완전도체띠 격자구조에 의한 산란 문제에 대해 좀 더 좋은 반사성질을 얻기 위하여 유전체 접지층 위에 도체띠를 가지는 경우에 대해 수치방법중의 하나인 PMM(Point matching method)을 이용하여 수치 계산하였다<sup>7)</sup>. 그 후 접지된 유전체위에 저항띠 문제<sup>8)</sup>, 유전체 판상의 다층유전체 문제<sup>9)</sup> 및 변하는 저항율<sup>10)</sup>을 가지는 경우 대해 FGMM(Fourier-Galerkin moment method)을 이용하였으며, 주로 TM(transverse magnetic) 산란 문제를 취급하여 왔다. 최근에 접지된 단일 유전층위의 저항띠 격자구조에 대해 TE산란 문제를 취급함에 있어 기저함수를 두개의 함수인 sine 함수와 cosine 함수로 나누어 사용하여 홀수 항과 짝수 항으로 구분하여 수치해석한 바 있다<sup>11)</sup>.

본 논문은 참고문헌<sup>11)</sup>에서 취급한 단일 유전체층의 문제를 확장하여 전개한 것으로 접지된 2개의 유전체층 위에 저항띠가 주기적으로 배열되어 있는 구조에서 TE 평면파(transverse electric plane wave)가 비스듬히 입사될 때, 수치해석 방법인 FGMM을 이용하여 기하광학적 정규화된 반사전력의 해(solution)를 구함에 있어 기저함수(basis function)를 취급하기 쉬운 지수함수를 사용하여 기하광학적 반사전력의 해(solutions)를 구하는 것이 본 논문의 목적이다. TM산란의 경우 Richmond<sup>4)</sup> 및 참고문헌<sup>10)</sup>의 경우에도 간단한 지수함수를 사용하여 수치해석한 바 있다. 수치해석시 입사자계가 존재하는 영역에서 입사전자계와 산란전자계의 합인 전체 전자계와 유전체 층에서의 전체 전자계가 같다는 연속이론과 저항띠에서 만족하는 저항경계조건을 적용하였고, 산란 전자계는 Floquet 모드함수의 급수로 전개하였고 저항띠는 매우 얇고 무한히 긴 경우를 취급하였으며, 입사 자계의 크기는 1로 하였다.

## II. 문제의 구조해석

문제의 구조는 그림 1과 같이 TE 평면파가 가장 자리에 나란하게  $\phi$ 의 각도로 비스듬히 입사하고, 접지된 유전체 층위에 저항띠(resistive strip)가  $y$  방향으로 무한하며, 저항띠 격자는  $x-y$  평면상에 위치하고,  $x$  방향으로 주기적으로 배열되어 있다. 스트립 주기  $s$ , 스트립 폭  $w$ ,  $h$ 는 스트립폭의 반( $h=w/2$ )이다.

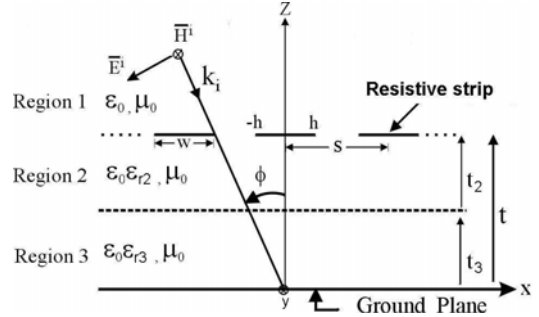


Fig. 1. Geometry of the problem

영역 2와 3의 비유전율(relative permittivity)은  $\epsilon_{r,2}$  및  $\epsilon_{r,3}$  [F/m], 영역 2와 3의 유전체 두께는  $t_2$  및  $t_3$ , 전체두께  $t = t_2 + t_3$ 로서 단위는 파장 [ $\lambda$ ]이며, 비스듬히 입사하는 자계 및 전계는  $\overline{H}^i$  및  $\overline{E}^i$ 는 다음과 같다.

$$\overline{H}^i = \hat{a}_y H_0 e^{-jk_0 x \sin \phi} e^{jk_0 z \cos \phi} \quad (1)$$

$$\overline{E}^i = -\hat{a}_x \frac{H_0}{\omega \epsilon_0} k_0 \cos \phi e^{-jk_0 x \sin \phi} e^{jk_0 z \cos \phi} \quad (2)$$

여기서  $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ 는 매질의 전파상수,  $\eta_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ 는 고유임피던스,  $\mu_0$ 와  $\epsilon_0$ 는 자유공간의 투자율 및 유전율,  $H_0$ 는 입사자계의 진폭으로서 본 논문에서는 1로 하였으며, 수식전개시 편의상  $H_0$ 는 생략하기로 하고, 영역 1에서 접선성분의 전체 산란자계 및 전계  $\overline{H}^s$  및  $\overline{E}^s$ 는 평면파의 합으로 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\overline{H}^s = \hat{a}_y e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_n A_n e^{-j\beta_n(z-t)} e^{-j2n\pi x/s} \quad (3)$$

$$\overline{E}^s = \hat{a}_x \frac{e^{-jk_0 x \sin \phi}}{\omega \epsilon_0} \sum_n A_n \gamma_n e^{-\gamma_n(z-t)} e^{-j2n\pi x/s} \quad (4)$$

여기서  $A_n$ 은 구해야 할 미지의 계수,  $\beta_n = k_0 \sin \phi + 2n\pi/s$ 이고,  $\gamma_n$ 은 다음과 같이 전파모드(propagation mode)와 감쇠모드(evanescent mode)로 표시할 수 있다.

$$\gamma_n = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - \beta_n^2}, & k_0^2 \geq \beta_n^2 \\ -j \sqrt{\beta_n^2 - k_0^2}, & k_0^2 < \beta_n^2 \end{cases} \quad (5)$$

영역 2와 3영역의 접선성분의 전체 자계 및 전계  $\overline{H}_i^t$ 와  $\overline{E}_i^t$ 는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\overline{H}_i^t = \hat{a}_y e^{-jk_0x \sin\phi} \sum_n (B_{ni} e^{-j\eta_{ni}x} + C_{ni} e^{j\eta_{ni}x}) e^{-j2n\pi x/s} \quad (6)$$

$$\overline{E}_i^t = -\hat{a}_x \frac{e^{-jk_0x \sin\phi}}{\omega\epsilon_0\epsilon_{ri}} \sum_n \eta_{ni} (B_{ni} e^{-j\eta_{ni}x} - C_{ni} e^{j\eta_{ni}x}) e^{j2n\pi x/s} \quad (7)$$

여기서  $B_{ni}$ 과  $C_{ni}$ 는 구해야 할 미지의 계수이며,  $\eta_{ni}$ 은 다음과 같이 2가지 모드로 구분하여 표시할 수 있다.

$$\eta_{ni} = \begin{cases} \sqrt{k_i^2 - \beta_n^2}, & k_i^2 \geq \beta_n^2 \\ -j \sqrt{\beta_n^2 - k_i^2}, & k_i^2 < \beta_n^2 \end{cases}, i = 2, 3 \quad (8)$$

여기서  $k_i = \omega \sqrt{\mu_0\epsilon_0\epsilon_{ri}} = k_0 \sqrt{\epsilon_{ri}}$ ,  $i$ 는 영역 2와 3을 의미한다. 그리고  $z = 0$ 인 접지평면에서 접선성분의 전계는 접지평면에서 사라져야 하며, 또한  $z = t$ 인 영역 1과 2의 경계면에서 접선성분의 자계 및 전계는 연속이어야 하므로 이들 경계조건들을 정리하면 다음과 같이  $B_{n2}$ 을  $A_n$ 의 항으로 표현할 수 있다.

$$B_{n2} = \frac{\epsilon_{r2}(A_n\gamma_n - k_0 \cos\phi e^{jk_0t \cos\phi} \delta_n)}{\eta_{n2} (e^{-j\eta_{n2}t} - p_{n1} e^{j\eta_{n2}t})} \quad (9)$$

여기서  $\delta_n$ 는  $n = 0$ 일 때만 1이고,  $n \neq 0$ 의 경우는 0인 Kronecker delta 함수이며,  $p_{n1}$ 은 다음과 같다.

$$p_{n1} = \frac{\epsilon_{r3}\eta_{n2} \cos(\eta_{n3}t_3) + j\epsilon_{r2}\eta_{n3} \sin(\eta_{n3}t_3)}{\epsilon_{r3}\eta_{n2} \cos(\eta_{n3}t_3) - j\epsilon_{r2}\eta_{n3} \sin(\eta_{n3}t_3)} e^{-j2\eta_{n2}t_3} \quad (10)$$

또한,  $z = t$ 인 경계면에서 저항띠에 유도되는 전류밀도는 임의의 기저함수  $G_p(x)$ 의 급수로 미지의 계수를 포함한 식으로 전개하였다.

$$\overline{J}_x(x) = \hat{a}_x e^{-jk_0x \sin\phi} \sum_p f_p G_p(x) \quad (11)$$

여기서  $f_p$ 는 구해야 할 미지의 계수이며, 본 논문에서  $G_p(x)$ 는 다음과 같이 취급이 쉬운 단순한 지수함수로 놓았다.

$$G_p(x) = e^{jp\pi x/h} P_x(-h, h) \quad (12)$$

여기서  $P_x(-h, h)$ 는 저항띠 구간에서 1, 이외의 구간에서는 0이며, 영역 1에서 유도 전류밀도와 자계에 대한 관계식( $\overline{J} = \hat{a}_z \times \overline{H}$ )에 대해 식 (1), (3), (6), (11)을 이용하면 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\sum_n [B_{n2}(e^{-j\eta_{n2}t} + p_{n1}e^{j\eta_{n2}t}) - e^{jk_0t \cos\phi} \delta_n A_n] \cdot e^{-j2n\pi x/s} = \sum_p f_p G_p(x) \quad (13)$$

$$p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm M,$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N.$$

식 (13)의 양변에  $e^{j2n\pi x/s}$ 를 곱하고  $-s/2 < x < s/2$ 구간에서 양변을 적분한 후, 식 (9)의  $B_{n2}$ 를 대입하면 다음 식을 얻을 수 있다.

$$A_n = -\frac{1}{s} \sum_{n=-N}^N f_p \frac{G_{pn}}{p_{n3}} + e^{k_0t \cos\phi} \frac{p_{n4}}{p_{n3}} \delta_n \quad (14)$$

여기서

$$p_{n2} = \frac{(1+p_{n1})\cos(\eta_{n2}t) - j(1-p_{n1})\sin(j\eta_{n2}t)}{(1-p_{n1})\cos(\eta_{n2}t) - j(1+p_{n1})\sin(j\eta_{n2}t)} \quad (15)$$

$$p_{n3} = \epsilon_{r2}\gamma_n p_{n2}/\eta_{n2} - 1 \quad (16)$$

$$p_{n4} = \epsilon_{r2}p_{n4}k_0 \cos\phi/\eta_{n2} + 1 \quad (17)$$

이다. 그리고  $z = t$ 인 저항띠의 경계면에서 영역 1에서 입사전계와 산란전계의 합인 전체전계  $\overline{E}_1^t$ 와 연관된 저항경계조건(resistive boundary condition)은 다음과 같다.

$$\overline{E}_1^t = R_0 \overline{J}_x(x) \quad (18)$$

여기서  $R_0$ 은 저항띠의 균일 저항율(uniform

resistivity)을 의미하며 단위는 [ohms/square]이다. 그리고 식 (2), (4), (11), (18)을 이용하여 정리한 후, 양변에  $e^{-jqx/h}$  를 곱하고  $-h < x < h$  구간에서 적분하면 다음 식을 얻는다.

$$-\frac{k_0 \cos \phi}{\omega \epsilon_0} e^{jk_0 t \cos \phi} G_q + \frac{1}{\omega \epsilon_0} \sum_n A_n \gamma_n \cdot \tag{19}$$

$$G_{qn}^* = R_0 \sum_p f_p G_{pq}$$

여기서 asterisk(\*)는 공액복소를 의미하며, 식 (19)에  $\omega \epsilon_0 = k_0/\eta_0$  및 식 (14)의  $A_n$ 을 대입하여 매트릭스에 관한 식으로 표현하면 다음과 같은 선형방정식(linear equation)을 얻을 수 있다.

$$\sum_{p=-M}^M f_p Z_{pq} = V_q \tag{20}$$

$$Z_{pq} = R_0 G_{pq} - \frac{\eta_0}{sk_0} \sum_{n=-N}^N \left( \frac{G_{pn} \gamma_n}{P_{n3}} \right) G_{qn}^* \tag{21}$$

$$V_q = -\frac{\eta_0}{k_0} e^{jk_0 t \cos \phi} [k_0 \cos \phi G_q - \sum_{n=-N}^N \left( \frac{P_{n4} \gamma_n \delta_n}{P_{n3}} \right) G_{qn}^*] \tag{22}$$

그리고 본 논문에서 사용된 적분방정식은 다음과 같다.

$$G_{pm} = \int_{-h}^h e^{j2\pi(p/w+n/s)x} dx \tag{23}$$

$$G_{qn}^* = \int_{-h}^h e^{-j2\pi(p/w+n/s)x} dx \tag{24}$$

$$G_{pq} = \int_{-h}^h e^{j2\pi(p/w-q/w)x} dx \tag{25}$$

$$G_q = \int_{-h}^h e^{-jqx/h} dx \tag{26}$$

### III. 수치계산 결과 및 검토

본 논문에서는 TE산란 문제에 대하여 수치해석

방법인 FGMM 방법을 이용하여 접지된 2개의 유전체층 위에 매우 얇은 저항띠가 주기적으로 배열되어 있을 때 입사각, 스트립의 주기 및 폭, 각 유전체층의 두께 및 비유전율의 값에 따른 기하광학적 정규화된 반사전력(normalized reflected power)의 해(solutions)를 계산함에 있어 기저함수를 간단한 지수함수를 사용하여 수치해석하는 것이 본 논문의 목적이다.

수치해석시 식 (20)을 이용하여 미지의 계수  $f_p$ 를 구한 후, 식 (14)에 대입하여 반사계수  $A_n$ 을 구한다. 최종적으로 정규화된 기하광학적 반사전력은  $|A_0|^2$ 으로 주어지며, 수치해석을 하기 위해서는 매트릭스의 크기를 한정할 수밖에 없으므로 본 논문에서는  $p= q= [-M:M]$ ,  $n=[-N:N]$ 을 가지며, 이때  $M= 10$ ,  $N= 100$ 으로 한정하여 수치해석하였으며, 격자주기, 저항띠의 폭 및 유전체 층의 두께의 단위[λ]와 균일 저항율의 단위[ohms/square]는 편의상 생략하기로 한다.

그림 2는 수직 입사시,  $s= 1.2$ ,  $w= 0.8$ ,  $h= w/2$ ,  $\epsilon_{r2} = \epsilon_{r3} = 1$ ,  $t_2 = t_3 = 0.2$ 인 경우에 대해 각각의 균일 저항율  $R_0$ 에 따른 저항띠에 유도되는 전류 밀도의 크기를 나타낸 것으로 전류밀도의 크기가 좌우대칭이고, 저항띠의 양 끝에서 거의 0으로 수렴함을 알 수 있었으며,  $R_0$ 가 클수록 전류밀도의 크기가 감소하므로 수치해석의 타당성을 알 수 있다.

그림 3은 수직입사시, 격자상수가  $s= 1.2$ ,  $\epsilon_{r2} = \epsilon_{r3} = 1.4$ ,  $t_2 = t_3 = 0.2$ 인 경우, 각각의  $R_0$ 에 대해 스트립 폭을 변화시켰을 때 정규화된 반사전력을 계산한 것으로, 표시 “□”는 저항율  $R= 0$ 인 완전도체를 취급한 Kalthor<sup>[7]</sup>와 매우 일치하여 수치

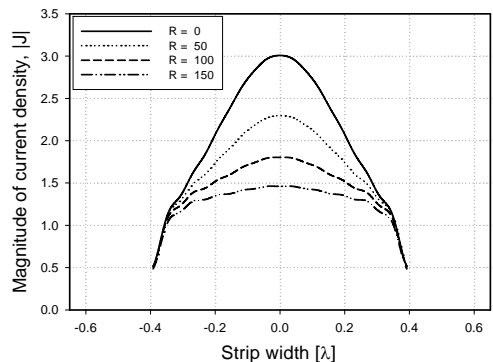


Fig. 2. The magnitude of current density for normal incidence(  $s= 1.2$ ,  $w= 0.8$ , and  $h= w/2$ )

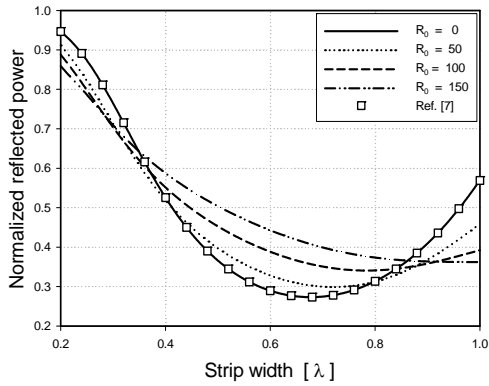


Fig. 3. Variation of the normalized reflected power vs. the strip width for several  $R_0$  parameters ( $\phi = 0^\circ$ ,  $s = 1.2$ ,  $\epsilon_{r2} = \epsilon_{r3} = 1.4$ , and  $t_2 = t_3 = 0.2$ )

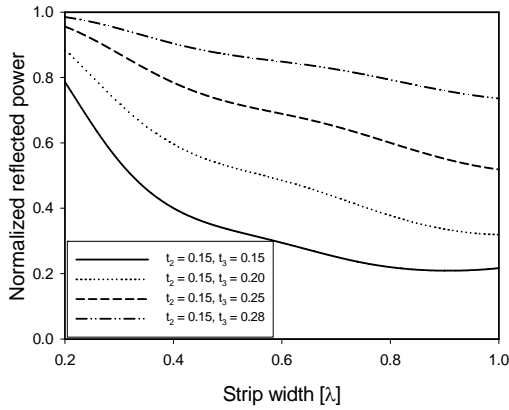


Fig. 4. Variation of the normalized reflected power vs. the strip width for several  $t_3$  parameters ( $\phi = 30^\circ$ ,  $s = 1.2$ ,  $\epsilon_{r2} = \epsilon_{r3} = 1.4$ ,  $t_2 = 0.15$ , and  $R_0 = 100$ )

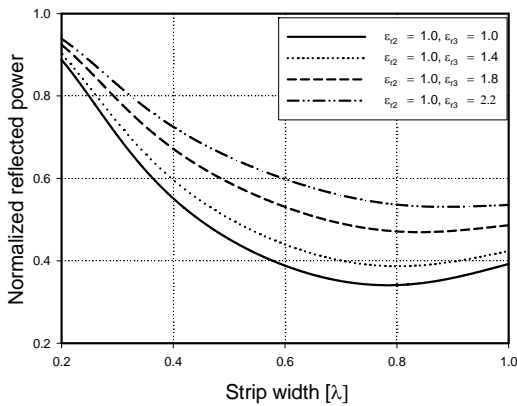


Fig. 5. Variation of the normalized reflected power vs. the strip width for several  $\epsilon_{r3}$  parameters ( $\phi = 0^\circ$ ,  $s = 1.2$ ,  $t_2 = 0.15$ ,  $t_3 = 0.25$ ,  $\epsilon_{r2} = 1$ , and  $R_0 = 100$ )

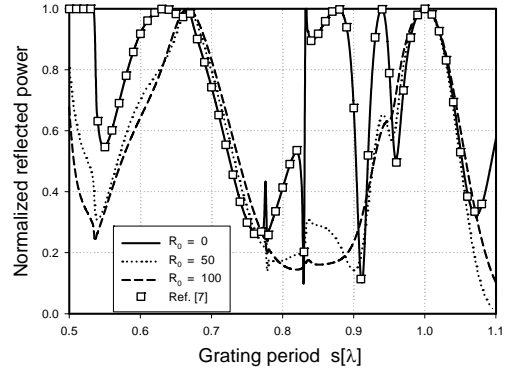


Fig. 6. Variation of the normalized reflected power vs. the grating period for several  $R_0$  parameters ( $\phi = 60^\circ$ ,  $s = t$ ,  $t_2 = t_3 = s/2$ ,  $w = s/2$ ,  $h = w/2$ , and  $\epsilon_{r2} = \epsilon_{r3} = 3$ )

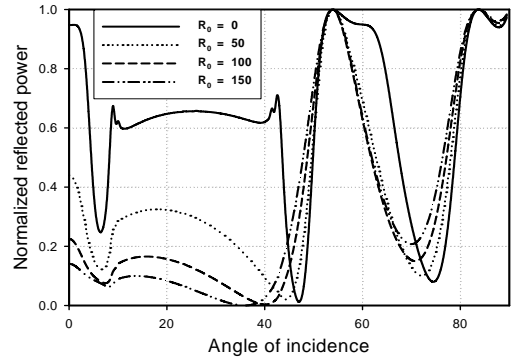


Fig. 7. Variation of the normalized reflected power vs. the incident angles for several  $R_0$  parameters ( $s = 1.2$ ,  $w = 0.7s$ ,  $t_2 = 0.4$ ,  $t_3 = 0.45$ ,  $\epsilon_{r2} = 1$ , and  $\epsilon_{r3} = 1.7$ )

계산의 타당성을 알 수 있으며, 스트립 폭  $w$ 가 0.4에서 0.8사이에서 저항띠의 값이 작을 수록 오히려 반사전력이 작아짐을 알 수 있다.

그림 4는 입사각이 30도경우, 격자상수가  $s = 1.2$ ,  $\epsilon_{r2} = \epsilon_{r3} = 1.4$ ,  $t_2 = 0.15$  및  $R_0 = 100$ 일 때 영역 3의 유전체 층의 두께  $t_3$ 에 따른 반사전력을 저항띠의 폭에 대해 계산한 것으로 두께  $t_3$ 가 증가할수록 반사전력이 증가함을 알 수 있었다.

그림 5는 입사각이 30도이고 격자상수가  $s = 1.2$ ,  $t_2 = 0.15$ ,  $t_3 = 0.25$ ,  $\epsilon_{r2} = 1$  및  $R_0 = 100$ 인 경우에 대해 영역 3의 유전체 층의 비유전율  $\epsilon_{r3}$ 에 따른 반사전력을 저항띠의 폭에 따라 계산한 것으로  $\epsilon_{r3}$ 이 증가하면 반사전력이 증가함을 알 수 있었다.

그림 6은 입사각이 60도, 격자상수가  $s = t$ ,  $t_2 = t_3 = s/2$ ,  $w = s/2$ ,  $h = w/2$  및  $\epsilon_{r2} = \epsilon_{r3} = 3$

인 경우에 대해 저항율에 따른 격자주기  $s$ 에 대하여 반사전력을 계산한 것이며, 표시 “□”는 저항율  $R=0$ 인 완전도체를 취급한 Kalthor<sup>[7]</sup>의 수치계산 결과와 비교한 것으로 일치하고 있으며, 또한 급변점들이 발생함을 알 수 있는데 이러한 급변점은 공진현상이 기인한 것으로 과거에 wood's anomallies<sup>[7]</sup>로 불리워졌으며, 입사각 이외의 다른 방향으로 에너지가 산란된다는 것을 의미한다.

그림 7은 입사각에 따른 반사전력을 계산한 것으로 격자상수가  $s = 1.2$ ,  $w = 0.7s$ ,  $t_2 = 0.4$ ,  $t_3 = 0.45$ ,  $\epsilon_{r,2} = 1$  및  $\epsilon_{r,3} = 1.7$ 인 경우에 대해 저항율에 대한 반사전력을 계산한 것으로, 8도 부근과 47도 부근에서 급변점이 발생함을 알 수 있으며, 저항율이 작으면 반사전력은 증가하였다. 따라서 산란체를 이용할 경우 적절한 각도, 주기, 폭 및 두께 등의 격자상수를 적절히 사용해야 되며, 현재 reflector antenna system, wave polarizer, artificial dielectrics, side lobe suppression angular filter 및 polarization twisters 및 radar system 등의 구성에 관한 연구가 활발히 진행되고 있다.

#### IV. 결론

본 논문에서는 전자파 수치해석 방법 중의 하나인 FGMM을 이용하여 접지된 다층유전체 위의 저항띠 격자구조에 대해 TE 평면파가 비스듬히 입사될 때, 저항띠의 균일 저항율, 각 유전체층의 두께 및 비유전율의 값에 따른 기하광학적 반사전력의 해(solutions)를 구함에 있어 기저함수를 취급하기 쉬운 지수함수를 사용하여 수치해석하였다. 격자구조에서 저항띠 문제를 다룬다는 것은 완전도체띠의 문제를 포함하는 것으로 도체띠의 문제만 취급하는 경우보다 발전된 수치해석 모델이라 할 수 있으며, 수치해석 결과로 전반적으로 유전체 층의 두께 및 비유전율이 증가할수록 반사전력이 증가됨을 알 수 있으며, 수치해석시 급변점이 발생하는데 급변점은 공진현상에 기인한 것으로 입사각 이외의 다른 방향으로 에너지가 산란된다는 것을 의미한다.

본 논문을 통하여 접지된 다층유전체 위의 저항띠에 대한 TE산란 문제를 취급하는 기본적인 수치해석 방법이 개발되었으며, 앞으로 본 논문의 2개 유전체 층의 경우보다 더 많은 다층유전체구조에 대한 해석이 가능하며, 또한 스트립 양끝에서 0으로 수렴하도록 모서리 경계조건(edge boundary condition)을 만

족하는 하나의 함수로 구성된 직교다항식의 적용, 저항띠의 저항율이 변하는 경우 및 자유공간상에서 유전체 층위의 격자구조에 대한 TE 산란 문제에 대한 해석도 가능할 것으로 기대되며 향후 지속적인 연구가 필요할 것으로 본다.

#### 참 고 문 헌

- [1] C. Dragone, "New Grids for Improved Polarization Diplexing of Microwaves in Reflector Antenna", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.AP-26, pp.459-463, 1987.
- [2] M. Ando and K. Takei, "Reflection and Transmission Coefficient of a Thin Strip Grating for Antenna Application", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.AP-35, No.4, pp.367-371, 1987.
- [3] J. D. Hanfling, G. Jerinn, and L. R. Lewis, "Twist Reflector Design Using E-type and H-Type Modes", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.AP-29, pp.662-628, 1981.
- [4] J. H. Richmond, "On the Edge Mode in the Theory of TM scattering by a Strip or Strip Grating", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.AP-28, pp.883-887, 1980.
- [5] R. Mittra and R. C. Hall, "Scattering from a Periodic Array of Resistive Strips", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.AP-33, pp.1009-1011, 1985.
- [6] R. C. Hall, R. Mittra, and K. M. Mitzner, "Analysis of Multilayered Periodic Structure Using Generalized Scattering Matrix Theory", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.AP-36, pp.511-517, 1988.
- [7] H. A. Kalthor, "Electromagnetic Scattering by a Dielectric Slab Loaded with a Periodic Array of Strips Over a Grounded Plane", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.AP-36 no.1, pp.147-151, 1988.
- [8] U. J. Yoon and S. I. Yang, "E-Polarized Electromagnetic Scattering by a Resistive Strip Grating with a Grounded Dielectric Layer Using Fourier-Galerkin Moment Method", *KITE Journal of Electronics Engineering*, vol.7, no.2, pp.15~19, 1996.
- [9] 윤의중, 양승인, "다층 유전체위의 변하는 저항율을 가진 저항띠 격자구조에 의한 전자파

산란 해석”, *한국전자과학회*, vol.8 no.5, pp.495~503, 1997.

- [10] 윤의중, 정오현, 양승인, “접지된 유전체층 위에 저항띠 양끝에서 0으로 변하는 저항율을 갖는 저항띠 격자구조에서의 전자파산란 해석”, *한국통신학회*, vol.28 no.11A, pp.883~890, 2003.
- [11] 최영선, 양승인, “접지된 유전체 위의 저항율이 일정한 저항띠 격자구조에 대한 전자파 산란 해석”, *한국통신학회*, vol.31 no.3A, pp.321~327, 2006.

윤 의 중 (Uei-Joong Yoon)

정회원



1993년 8월 숭실대학교 대학원  
전자공학과(공학박사)

1990년 3월~1992년 2월 숭실대  
학교 전자공학과 강사

1990년 3월~1992년 2월 한국향  
공대학교 통신정보공학과 강사

1992년 2월~현재 가천의과학대

학교 의용공학과 부교수(학과장)

1997년 6월~1997년 8월 Bemiji State University in  
Minnesota, USA 방문교수

<관심분야> 전자파 수치해석, 인체유해전자파, 마이크  
로파회로설계, Medical Image Processing 등