

모서리 경계조건을 만족하는 접지된 유전체평면위의 저항띠 격자구조에 의한 TE 산란의 해

Solution of the TE Scattering by a Resistive Strip Grating Over Grounded Dielectric Plane with Edge Boundary Condition

윤의중*

Uei-Joong Yoon*

요 약

본 논문에서는 모서리 경계조건을 만족하는 접지된 유전체층 위의 저항띠 격자구조에 의한 TE(transverse electric)산란 문제를 수치해석 방법인 FGMM(Fourier-Galerkin Moment Method)를 이용하여 해석하였다. TE 산란에 대하여 유도되는 표면 전류밀도는 스트립 양 끝에서 0의 값이 기대되며, 이때 저항띠에 유도되는 표면 전류밀도는 차수가 1인 Gegenbauer (Ultraspherical) 다항식과 적절한 모서리 경계조건을 만족하는 함수의 곱의 급수로 전개하였다. 제안된 방법의 검증을 위하여 기존의 $R = 100$ ohms/square 및 완전도체 경우인 균일 저항율 $R = 0$ 에 대한 정규화된 반사전력의 수치결과는 기존의 논문들과 일치하였다.

Abstract

In this paper, The TE(transverse electric) scattering problems by a resistive strip grating over a grounded dielectric plane with edge boundary condition are analyzed by applying the FGMM(Fourier-Galerkin Moment Method) known as a numerical procedure. For a TE scattering problem, the induced surface current density is expected to the zero value at both edges of the resistive strip, then the induced surface current density on the resistive strip is expanded in a series of the multiplication of Gegenbauer(Ultraspherical) polynomials with the first order and functions of appropriate edge boundary condition. To verify the validity of the proposed method, the numerical results of normalized reflected power for the uniform resistivity $R = 100$ ohms/square and $R = 0$ as a conductive strip case show in good agreement with those in the existing papers.

Key words : TE and TM scattering, uniform resistivity, Gegenbauer, boundary condition, Moment Method.

I. 서 론

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 응용분야에서 널리 이용되어 왔으며, 여러 연구자들에 의해서

많은 관심을 가져왔다[1]-[7]. 격자구조에 도체를 사용한 기본 문제로서 Richmond[4]는 자유공간상에서 스트립에 유도되는 미지의 유도전류를 간단히 Fourier 급수로 전개하여 FGMM (Fourier -Galerkin Moment Method)을 이용하여 수치해석하였으며, 자유공간상에서 저항띠를 가진 경우는 파수영역에서 spectral-Galerkin 모멘트법을 이용하여 수치해석하였

* 가천의과학대학교 의용공학과(Gachon University of Medicine and Science, Dept. of Biomedical Engineering.)

· 제1저자 (First Author) : 윤의중

· 접수일자 : 2007년 4월 2일

다[5][6]. 또한 완전도체띠 격자구조에 의한 산란 문제에 대해 유전체 접지층 위에 도체띠를 가지는 경우에 대해 수치방법 중의 하나인 PMM(Point matching method)을 이용하여 수치 계산하였고[7], 접지된 유전체 평면위에 매우 얇은 저항띠가 주기적으로 배열되어 있는 구조에서 FGMM을 이용하여 수치계산하였으며 대부분 TM산란 문제를 취급하였다[8].

최근에 참고문헌[9]에서는 전류밀도를 sine 함수와 cosine 함수로 나눈 후, Fourier 급수로 전개함에 있어, 전류밀도를 홀수항과 짝수항으로 구분하여 처리하였기 때문에 II-장에서 취급하는 적분방정식도 홀수항과 짝수항으로 구분하여 처리하여야 하는 번거로움을 가지고 있으며, 또한 기존의 참고문헌[10]에서는 기저함수를 지수함수로 사용하였기 때문에 II-장에서 취급하는 적분방정식을 쉽게 세울 수 있는 장점을 가진 반면에 역변환시 행렬의 크기가 커진다는 단점을 가지고 있다.

본 논문에서는 모서리 경계조건을 만족하는 접지된 유전체 평면위에 매우 얇은 저항띠가 주기적으로 배열되어 있는 구조에서 TE 평면파(plane wave)가 비스듬히 입사될 때, 수치해석 방법인 FGMM을 이용하여 기하광학적 정규화된 반사전력의 해(solution)를 구함에 있어, 저항띠의 양끝에서 전류밀도의 크기가 0으로 예측되므로 기저함수를 적절한 모서리 경계조건을 만족하는 함수와 직교다항식의 일종인 차수가 1인 Gegenbauer(또는 Ultraspherical) 다항식과의 곱으로 구성된 하나의 함수를 기저함수로 사용하여 급수로 전개한 후 FGMM을 이용하여 모서리 경계조건을 만족하는 수치해석 방법을 제안한다. 따라서 본 논문은 기존의 참고문헌[9]-[10]의 단점들을 보완한 논문이며, 본 논문의 타당성을 검증하기 위하여 기존 논문들의 수치계산 결과와 비교하였다.

II. 문제의 구조에 대한 모멘트 법 적용

문제 구조는 그림 1과 같이 TE 평면파가 가장자리에 ϕ 의 각도로 비스듬히 입사하고, 접지된 유전체층위에 저항띠가 x 방향으로 무한하게 배열되어 있다. 저항띠의 격자는 $x-y$ 평면상에 위치하고 있으며, 스트립 주기는 s , 스트립 폭은 w 이며, h 는 스트립

폭의 반($h=w/2$)이다. 영역 2의 유전체층의 비유전율은 ϵ_r [F/m], 두께는 t 이며, 입사 자계 및 전계는 \overline{H}^i 및 \overline{E}^i 는 다음과 같다.

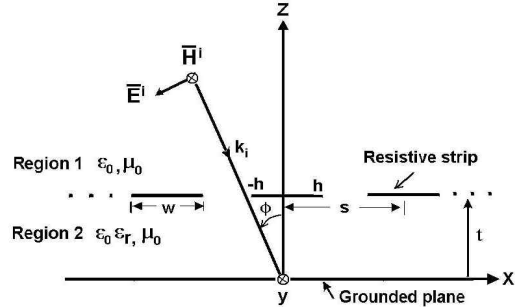


그림 1. 문제의 구조와 입사하는 TE 평면파.
Fig. 1. Geometry of the problem and incident TE plane wave.

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

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

여기서 $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$, k_0 는 매질의 전파상수, $\eta_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ 는 고유임피던스, μ_0 와 ϵ_0 는 자유공간의 투자율 및 유전율, H_0 는 입사자계의 진폭으로서 본 논문에서는 1로 하였으며, 앞으로 편의상 수식을 전개할 때 H_0 는 생략하기로 한다. 영역 1에서 접선성분의 전체 산란자계 및 전계 \overline{H}^s 및 \overline{E}^s 는 평면파의 합으로 표시할 수 있다.

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

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

여기서 A_n 은 구해야 할 미지의 계수, $\beta_n = k_0 \sin \phi + 2n\pi/s$, γ_n 은 다음과 같이 전파모

드와 감쇠모드로 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\gamma_\eta = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - \beta_\eta^2}, k_0^2 \geq \beta_\eta^2 \\ \sqrt{\beta_\eta^2 - k_0^2}, k_0^2 < \beta_\eta^2 \end{cases} \quad (5)$$

영역 $2(0 \leq z \leq t)$ 에서 접선성분의 전체 자계 및 전계 \overline{H}_2^t 와 \overline{E}_2^t 는 다음과 같다.

$$\overline{H}_2^t = \hat{a}_y e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_n (B_n e^{-j\eta_n x} + C_n e^{j\eta_n x}) e^{-j2n\pi x/s} \quad (6)$$

$$\overline{E}_2^t = -\hat{a}_x \frac{e^{-jk_0 x \sin \phi}}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} \sum_n \eta_n (B_n e^{-j\eta_n x} - C_n e^{j\eta_n x}) e^{j2n\pi x/s} \quad (7)$$

여기서 B_n 과 C_n 은 구해야 할 미지의 계수이며, η_n 은 2가지 모드로 구분하여 표시할 수 있다.

$$\eta_n = z \begin{cases} \sqrt{k_d^2 - \beta_\eta^2}, k_d^2 \geq \beta_\eta^2 \\ \sqrt{\beta_\eta^2 - k_d^2}, k_d^2 < \beta_\eta^2 \end{cases} \quad (8)$$

여기서 $k_d = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r} = k_0 \sqrt{\epsilon_r}$, $z = 0$ 인 접지평면에서 접선성분의 전계는 접지평면에서 사라져야 하며, $z = t$ 인 영역 1과 2의 경계면에서 접선성분의 전계는 연속이므로 이들 경계조건들을 정리하면 B_n 을 A_n 의 항으로 표현할 수 있다.

$$B_n = \frac{\epsilon_r (A_n \gamma_n - k_0 \cos \phi e^{jk_0 t \cos \phi} \delta_n)}{\eta_n (e^{-j\eta_n t} - e^{j\eta_n t})} \quad (9)$$

여기서 δ_n 는 $n = 0$ 일 때만 1이고, $n \neq 0$ 의 경우는 0인 Kronecker delta 함수이며, $z = t$ 인 경계면에서 저항띠에 유도되는 전류밀도는 미지의 계수를 포함한 급수로 전개하였다.

$$\overline{J}_x(x) = \hat{a}_x e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_p f_p G_p(x) \quad (10)$$

여기서 f_p 는 구해야 할 미지의 계수이며, 본 논문은 TE산란의 경우이므로 저항띠에 유도되는 전류밀도는 저항띠의 양끝에서 0으로 예측되므로 적절한 모서리 경계조건을 만족하는 항과 Gegenbauer 다항식의 곱의 급수로 전개하였다.[12]

$$G_p(x) = \sqrt{1 - (x/h)^2} C_p^{(\alpha)}(x/h) P_x(-h, h) \quad (11)$$

여기서 $P_x(-h, h)$ 는 저항띠 구간에서 1, 이외의 구간에서는 0이며, 기저함수 $C_p^{(\alpha)}(x/h)$ 는 직교다항식의 일종으로 차수 $\alpha = 1$ 인 Gegenbauer 다항식을 의미한다. 또한 영역 1에서 유도 전류밀도와 자계에 대한 관계식($\overline{J} = \hat{a}_z \times \overline{H}$)에 대해 식 (1), (3), (6), (10)을 적용하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & [B_n (e^{-j\eta_n t} p_{n1} e^{j\eta_n t}) - e^{jk_0 t \cos \phi} \delta_n A_n e^{-j2n\pi x/s}] \\ & = \sum_p f_p G_p(x/h) \end{aligned} \quad (12)$$

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

식 (12)의 양변에 $e^{j2n\pi x/s}$ 를 곱하고 $-s/2 < x < s/2$ 구간에서 양변을 적분한 후, 식 (9)의 B_n 을 대입하면 다음 식을 얻을 수 있다.

$$A_n = -\frac{1}{s} \sum_{n=-N}^N f_p \frac{G_{pn}}{p_{n1}} + e^{k_0 t \cos \phi} \frac{p_{n2}}{p_{n1}} \delta_n \quad (13)$$

$$p_{n1} = j \frac{\epsilon_r \gamma_n \cot(\eta_n t)}{\eta_n} - 1 \quad (14)$$

$$p_{n2} = j k_0 \cos \phi \frac{\epsilon_r \cot(\eta_n t)}{\eta_n} + 1 \quad (15)$$

그리고 $z = t$ 인 저항띠의 경계면에서 영역 1의 입사전계와 산란전계의 합인 전체전계 \overline{E}_1^t 와 연관된 저항경계조건은 다음과 같다.

$$\overline{E}_1^t = R_0 \overline{J}_x(x) \quad (16)$$

여기서 R_0 는 저항띠 위에서 균일 저항율(uniform resistivity)이며, 단위는 ohms/square이다. 식 (1), (2), (3), (4), (6), (10), (16)을 이용하여 정리한 후, 양변에 $C_q^{(\alpha)}(x/h)$ 를 곱하고, $-h < x < h$ 구간에서 적분하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} -\frac{k_0 \cos \phi}{\omega \epsilon_0} e^{jk_0 t \cos \phi} G_q + \frac{1}{\omega \epsilon_0} \sum_n A_n \gamma_n G_{qn}^* \\ = R_0 \sum_n f_p G_{pq} \end{aligned} \quad (17)$$

여기서 asterisk(*)는 공액복소를 의미하며, $C_q^{(\alpha)}(x/h)$ 를 사용한 이유는 나중에 나오는 식 (23)에 대해 적분 테이블[13]을 이용할 수 있기 때문이며, 식 (17)에 $\omega \epsilon_0 = k_0/\eta_0$ 및 식 (13)의 A_n 을 대입하여 행렬에 관한 식으로 표현하면 다음과 같은 선형방정식(linear equation)을 얻을 수 있다.

$$\sum_{p=0}^M f_p Z_{pq} = V_q \quad (18)$$

$$Z_{pq} = R_0 G_{pq} - \frac{\eta_0}{sk_0} \sum_{n=-N}^N \left(\frac{G_{pn} \gamma_n}{p_{n1}} \right) G_{qn}^* \quad (19)$$

$$\begin{aligned} V_q = -\frac{\eta_0}{k_0} e^{jk_0 t \cos \phi} [k_0 \cos \phi G_q \\ - \sum_{n=-N}^N \left(\frac{p_{n2} \gamma_n \delta_n}{p_{n1}} \right) G_{qn}^* \end{aligned} \quad (20)$$

그리고 본 논문에서 사용된 적분방정식을 정리하면 다음과 같다.

$$G_{pm} = \int_{-h}^h \sqrt{1-(x/h)^2} C_p^{(\alpha)}(x/h) e^{j2\pi nx/s} dx \quad (21)$$

$$G_{qn}^* = \int_{-h}^h C_q^{(\alpha)}(x/h) e^{-j2\pi nx/s} dx \quad (22)$$

$$G_{pq} = \int_{-h}^h \sqrt{1-(x/h)^2} C_p^{(\alpha)}(x/h) C_q^{(\alpha)}(x/h) dx \quad (23)$$

$$G_q = \int_{-h}^h C_q^{(\alpha)}(x/h) dx \quad (24)$$

III. 수치계산 결과 및 검토

식 (18)를 이용하여 미지의 계수 f_p 를 구한 후 식 (13)에 대입하여 반사계수 A_n 을 구할 수 있으며, 최종적인 정규화된 기하광학적 반사전력(reflected power)의 계산은 $|A_0|^2$ 으로 주어지며, 식 (18)에서 (20)까지 행렬의 크기 $p=q=[0:M]$, $n=[-N:N]$ 을 가지며, 이 때 $M=10$, $N=100$ 으로 수치계산하였다. 또한 격자주기, 저항띠의 폭 및 유전체 층의 두께의 단위[λ]와 균일 저항율의 단위[ohms/square]는 편의상 생략하기로 한다.

그림 2는 입사각 $\phi=0$ 도, 30도, 60도의 경우에 대해 $s=1.2$, $w=0.8$, $h=w/2$, $\epsilon_r=1$ 및 $t=0.4$ 일 때 균일 저항율 R_0 에 따른 저항띠에 유도되는 전류밀도의 크기를 계산한 것으로 모서리 양 끝에서 0으로 수렴하여 모서리 경계조건을 만족하고 있음을 보여주고 있으며, 그림 2(a)의 수직으로 입사된 경우는 전류밀도의 크기가 좌우대칭이고, 전반적으로 저항율 R_0 가 크면 전류밀도의 크기는 상대적으로 작게 나타남을 확인할 수 있어 수치해석의 타당성을 확인할 수 있었다

그림 3은 수직입사시 $s=1.2$, $\epsilon_r=1$ 및 $t=0.4$ 인 경우, 각각의 R_0 에 대해 스트립 폭을 변화시켰을 때 정규화된 반사전력을 계산한 것이며, 표시 “□”는 완전도체를 취급한 kalhor[7]의 수치결과이고, 표시 “○”는 식 (25)의 지수함수를 사용한 참고문헌[10]의 수치결과로 수치계산 결과가 일치하여 본 논문의 타당성을 알 수 있었으며, 스트립 폭 w 가 0.4에서 0.8사이에서 저항율이 작을 수록 오히려 반사전력이 작아짐을 알 수 있다.

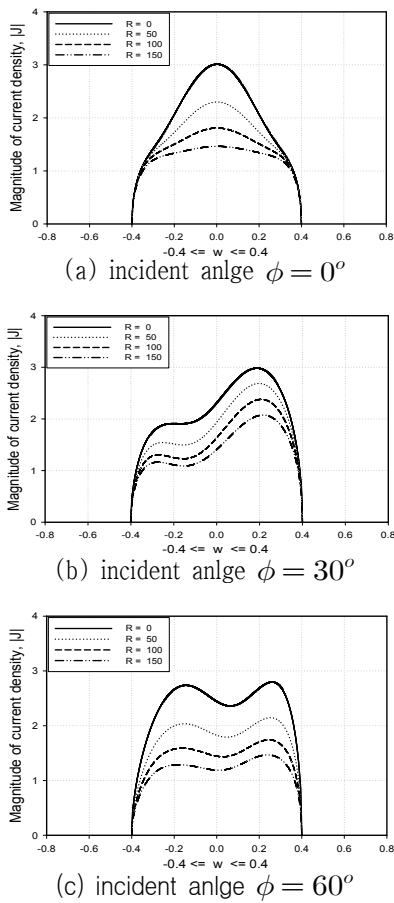


Fig. 2. 기저함수가 식 (11)의 차수가 1인 Gegenbauer 다항식을 가질 때 입사각에 따른 전류밀도의 크기
 Fig. 2. Magnitude of current density according to incident angles when the basis function has Gegenbauer polynomials with first order of eq. (11).

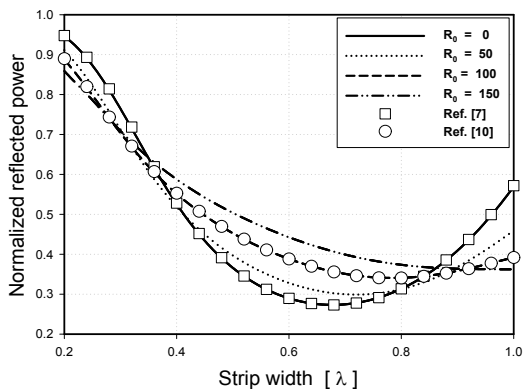


그림 3. 여러 가지 R_0 상수에 대한 스트립 폭대 반사전력의 변화

Fig. 3. Variation of the reflected power vs. the strip width for several R_0 parameters

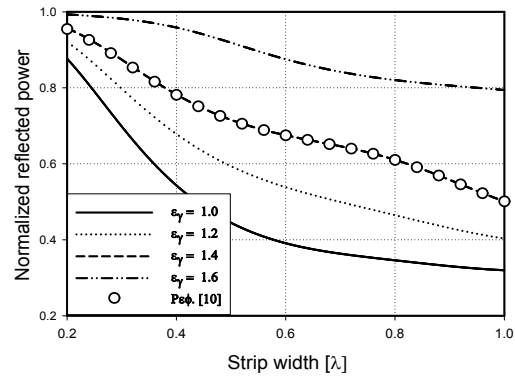


그림 4. 여러 가지 ϵ_r 상수에 대한 스트립 폭대 반사전력의 변화

Fig. 4. Variation of the reflected power vs. the strip width for several ϵ_r parameters

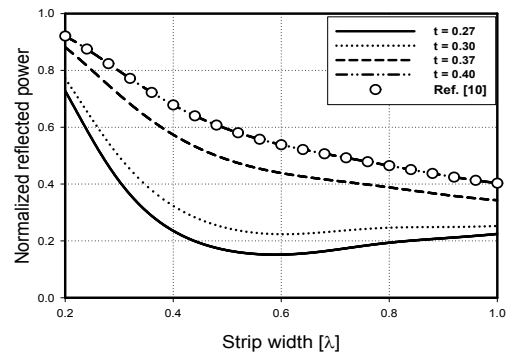


그림 5. 여러 가지 t 상수에 대한 스트립 폭대 반사전력의 변화

Fig. 5. Variation of the reflected power vs. the strip width for several t parameters

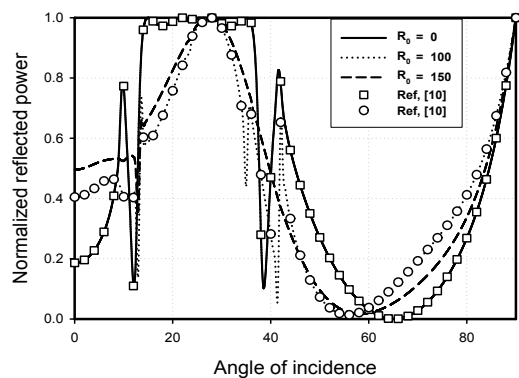


그림 6. 여러 가지 R_0 상수에 대한 입사각대 정규화된 반사전력의 변화

Fig. 6. Variation of the reflected power vs. the incident angles for several R_0 parameters

그림 4는 입사각이 30도이고 격자상수 $s = 1.2$, $t = 0.4$ 및 $R_0=100$ 인 경우에 대해 각각의 비유전율 ϵ_r 에 따른 반사전력을 계산한 것으로 전반적으로 두께 비유전율이 증가하면 반사전력이 크게 나타남을 알 수 있었으며, 표시 “○”는 참고문헌[10]의 수치결과이다.

그림 5는 수직 입사각시 격자상수 $s = 1.2$, $\epsilon_r = 1.2$ 및 $R_0=100$ 인 경우에 대해 각각의 유전체층의 두께에 따른 반사전력을 저항띠의 폭에 대해 계산한 것으로 두께 t 가 증가할수록 반사전력이 크게 나타남을 알 수 있었으며, 표시 “○”는 참고문헌[10]의 수치결과이다.

그림 6은 입사각에 따른 반사전력을 계산한 것으로 격자상수 $\epsilon_r = 1.6$, $s = 1.2$, $w = 0.7s$ 및 $t = 0.85$ 인 경우에 대해 각각의 저항율에 대한 반사전력을 계산한 것이며, $R = 0$ 인 경우 12도와 38도 부근에서 급변점이 발생함을 알 수 있으며, 표시 “□”는 $R_0=0$ 인 완전도체의 경우, 표시 “○”는 $R_0=100$ 인 경우에 대한 참고문헌[10]의 수치결과를 보였다.

IV. 결 론

기존의 참고문헌[9]에서는 전류밀도를 sine 함수와 cosine 함수로 나눈 후 Fourier 급수로 전개하여 FGMM으로 수치해석함에 있어 전류밀도를 홀수항과 짝수항으로 구분하여 처리하였기 때문에 II-장에서 취급하는 적분방정식도 홀수항과 짝수항으로 구분하여 수치계산하여야 하는 번거로움이 있으며, 또한 기저함수를 지수함수로 사용한 경우[10]는 쉽게 적분방정식을 세울 수 있는 장점을 가진 반면에, 역변환시 매트릭스의 크기가 커진다는 단점을 가진다.

본 논문에서는 이들 단점을 보완하기 위하여 전류밀도의 크기가 저항띠의 양 끝에서 0으로 예측되므로, 적절한 모서리 경계조건을 만족하는 함수와 차수가 1인 Gegenbauer 다항식과의 곱으로 구성된 하나의 함수를 만든 후, 이를 Fourier 급수로 전개한 후 FGMM을 이용하여 모서리 경계조건을 만족하는 수치해석 방법을 제안하였다.

본 논문의 타당성을 입증하기 위하여 기저함수를

취급하기 쉬운 지수함수로 적용한 경우의 기존 논문들과 수치계산 결과를 비교하여 만족한 결과를 얻었다. 수치해석 결과로 유전체 층의 두께 및 비유전율이 증가할수록 반사전력이 증가됨을 알 수 있으며, 급변점들이 발생하는데 급변점은 공진현상에 기인한 것으로 입사각 이외의 다른 방향으로 에너지가 산란된다는 것을 의미한다.

본 논문을 통하여 모서리 경계조건을 만족하는 접지된 유전체 평면위의 저항띠 격자구조에 대해 TE 산란문제를 수치해석하는 기본적인 프로그램이 개발되었으며, 앞으로 저항띠의 저항율이 변하는 경우 및 다층 유전체 문제에 대해 적용이 가능할 것으로 기대되며 향후 지속적인 연구가 필요할 것으로 본다.

참 고 문 헌

- [1] C. Dragone, "New Grids for Improved Polarization Dipping 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. Jerinnc, 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. Kalhor, "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] 최영선, 양승인, "접지된 유전체 위의 저항율이 일정한 저항띠 격자구조에 대한 전자파 산란 해석," *한국통신학회논문지*, vol. 31 no. 3A, pp. 321-327, 2006.
- [10] 윤의중, "접지된 유전체 평면위의 저항띠 격자구조에 의한 TE 산란 해석," *한국항공학회논문지*, vol. 10 no. 3, pp. 198-204, 2006.
- [11] 윤의중, "접지된 다층 유전체위의 저항띠 격자구조에 의한 TE 산란의 해," *한국통신학회논문지*, vol. 31 no. 9A, pp. 913-919, 2006.
- [12] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover, New York, 1972.
- [13] I. S. Gradshteyn and I. M. Ryzhik, *Table of Integrals, Series, and Products*, Academic Press, 1980.

윤 의 중 (尹義重)



1993년 8월 : 숭실대학교 대학원 전자공학과(공학박사)

1990년 3월 ~ 1992년 2월 : 숭실대학교 전자공학과 강사

1990년 3월 ~ 1992년 2월 : 한국항공대학교 통신정보공학과 강사

1997년 6월 ~ 8월 : Bemidji State University in Minnesota(USA) 미국방문연수 교수

2006년 2월 ~ 현재: 가천의과대학교 의용공학과 부교수, 정교수(의용공학과 학과장)

2007년 2월 ~ 현재: 가천의과대학교 의료공학부 정교수(의료공학부 학부장)

관심분야 : 전자파산란, 수치해석, 마이크로파회로 설계, EMI/EMC, 인체유해전자파, Medical Image Processing 등