

<https://doi.org/10.7236/JIIBC.2023.23.3.71>  
JIIBC 2023-3-10

## 접지된 2중 유전체층 사이의 저항띠 격자에 대해 FGMM을 적용한 TE 산란 해

### Solution of TE Scattering Applying FGMM for Resistive Strip Grating Between a Grounded Double Dielectric Layer

윤의중\*

Uei-Joong Yoon\*

**요약** 본 논문에서는 접지된 2중 유전체층 사이의 저항띠 격자구조에 의한 TE(transverse electric) 산란문제를 전자파 수치해석 방법으로 알려진 FGMM(fourier galerkin moment method)를 이용하여 해석하였다. 경계조건들은 미지의 계수를 구하기 위하여 이용하였고 산란 전자계는 Floquet 모드 함수의 급수로 전개하였으며, 저항띠의 해석을 위해 저항 경계조건을 적용하였다. 전반적으로 저항율이 작으면 저항띠에 유도되는 전류밀도의 크기가 증가하였고, 반사전력도 증가하였다. 균일 저항율을 가지는 경우, 유전체층의 비유전율이 증가하거나 또는 유전체 층의 두께가 증가할수록 반사전력은 감소하였다. 본 논문에서 제안된 구조에 대한 수치결과들은 기존 논문의 수치해석 결과들과 비교하여 매우 잘 일치하였다.

**Abstract** In this paper, TE(transverse electric) scattering problems by a resistive strip grating between a grounded double dielectric layer are analyzed by applying the FGMM(fourier galerkin moment method) known as a numerical method of electromagnetic field. The boundary conditions are applied to obtain the unknown field coefficients, the scattered electromagnetic fields are expanded in a series of Floquet mode functions, and the resistive boundary condition is applied to analysis of the resistive strip. Overall, as the resistivity decreased, the magnitude of the current density induced in the resistive strip increased, and the reflected power also increased. In case of uniform resistivity, the reflected power decreased as the relative permittivity of the dielectric layers increased or the thickness of the dielectric layer increased. The numerical results for the presented structure in this paper are shown in good agreement compared to those of the existing papers.

**Key Words** : TE, TM scattering, Resistive boundary condition, Grounded Double dielectric layer, PMM, FGMM.

\*정회원, 가천대학교 의공학과 (교신 저자)  
접수일자 2023년 4월 7일, 수정완료 2023년 5월 7일  
게재확정일자 2023년 6월 9일

Received: 7 April, 2023 / Revised: 7 May, 2023 /  
Accepted: 9 June, 2023

\*Corresponding Author: [ujyoon@gachon.ac.kr](mailto:ujyoon@gachon.ac.kr)

Dept. of Biomedical Engineering, Gachon University, Korea

## I. 서 론

스트립 회절격자(strip grating)에 의한 산란문제는 광학, 필터, 레이더, 안테나 및 전자기학의 이론 및 응용 분야에서 중요시 되었고, 광학에서는 이러한 구조들은 전송 회절격자로 널리 이용되어 왔으며, reflector antenna systems, wave polarizers, artificial dielectrics, side lobe suppression angular filter 등 반사나 투과 현상을 취급하기 위해서 여러 연구자들에 의해서 많은 관심을 가져왔다<sup>[1]-[10]</sup>. 격자구조에 도체띠(conductive strip)를 사용한 기본 문제로서 Richmond<sup>[2]</sup>는 자유공간 상에서 스트립에 유도되는 미지의 유도전류를 FGMM (fourier galerkin moment method)을 이용하여 수치 해석하였고, Mittra<sup>[3]</sup>는 자유공간상에서 저항띠를 가진 경우는 파수영역에서 SGMM(spectral galerkin moment method)을 적용하여 수치해석하였으며, Kalhor<sup>[4]</sup>는 도체띠 격자구조에 의한 산란 문제에 대해 반사를 유리하게 하기 위하여 유전체 접지층 위에 도체띠를 가지는 경우에 대해 PMM(point matching method)을 이용하여 수치 계산하였다. 그리고 주기적인 유전체층 문제에 대해 전자기파의 산란 문제에 대해 근사화 이론을 이용하여 해석하였고<sup>[5]</sup>, 주기적인 유전체 층을 사용한 안테나용 주파수 선택 반사기를 설계한 바 있다<sup>[6]</sup>.

격자구조를 수치해석함에 있어 TE(transverse electric) 및 TM(transverse magnetic) 산란 구조에 대해 수치해석을 하게 되는데, TM(또는 E-분극) 산란 문제에 대해서 변하는 저항율을 가진 접지된 2중 유전체층 사이에 저항띠 격자구조에 대하여 저항띠의 저항율이 2중 체비셰프 다항식(Chebyshev polynomials of the second kind,  $U(n)$ ) 형태의 변하는 저항율을 가지는 경우에 대해 FGMM 방법을 이용하여 수치해석하였다<sup>[7]</sup>. 또한 TE(또는 H-분극) 산란 문제에 대해서는 접지된 2중 유전체층 사이에 완전도체띠에 대하여 PMM과 FGMM 방법을 이용하여 수치해석한바 있으며<sup>[8-9]</sup>, 접지된 2중 유전체층 사이에 균일 저항율을 갖는 저항띠 격자구조에 대해 PMM 방법을 이용하여 TE 산란문제를 수치해석한 바 있다<sup>[10]</sup>.

본 논문에서는 접지된 2중 유전체 사이의 매우 얇은 저항띠 격자구조일 때, TE-산란 문제에 대해 FGMM을 이용하여 수치해석하고, 기존의 PMM 방법을 이용한 결과와 비교하여 수치해석의 타당성을 입증하고자 한다.

## II. 문제의 구조에 대한 수치해석

### 1. 본 논문에서 제안한 수치해석 구조

본 논문에서 제안한 수치해석 구조에 대해 설명한다. 문제의 구조는 그림 1과 같이 TE(또는 H-분극) 평면파가 가장자리에 나란하게  $\phi$ 의 각도로 비스듬히 입사하고, 접지된 2중 유전체층 사이에 저항띠가  $y$ 방향으로 무한하게 배열되어 있다. 저항띠의 격자는  $x-y$ 평면상에 위치하고 있으며,  $x$  방향으로 주기적으로 배열되어 있으며, 스트립 주기  $s$ , 스트립 폭  $w$ , 유전체층의 영역 1과 2의 비유전율 및 두께는  $\epsilon_{r1}$ ,  $\epsilon_{r2}$  및  $t_1$ ,  $t_2$ 이며, 단위는 파장  $[\lambda]$ 이며, 수식 전개에 있어 편의상 단위는 생략한다.

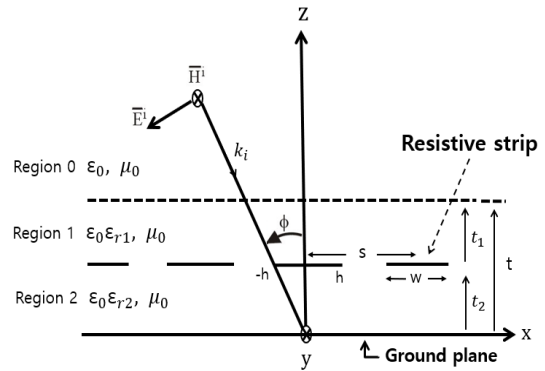


그림 1. 접지된 2중 유전체층 사이의 저항띠 격자구조와 TE 평면파

Fig. 1. Geometry of resistive strip grating between a grounded double dielectric layer and TE plane wave

### 2. 기본적인 전자파 수식 소개<sup>[9]</sup>

제안한 구조에 대한 수식들을 전개하기 위해 기존에 사용된 수식을 그대로 사용하기로 한다. 그림 1의 구조에 대하여 입사하는 자계  $\overline{H}^i$ 는 다음과 같다.

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

식 (1)에서  $\hat{a}_x$ ,  $\hat{a}_y$ ,  $\hat{a}_z$ 는  $x, y, z$  방향의 단위벡터이며, 매질의 전파상수  $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ ,  $\mu_0$ 와  $\epsilon_0$ 는 자유공간의 투자율 및 유전율,  $H_0$ 는 입사 자계의 진폭으로 크기는 1로 정규화하였다. 영역 0에서 산란 자계  $\overline{H}^s$ 는 다음과 같이 평면파의 합으로 표시할 수 있다.

$$\overline{H^s} = \hat{a}_y e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_n A_n e^{-j\gamma_n(z-t)} e^{-j2n\pi x/s} \quad (2)$$

식 (2)에서  $A_n$ 는 구해야 할 미지의 계수이며,  $\beta_n = \beta_0 + 2\pi n/s$ ,  $\gamma_n$ 는 2가지 모드인 전파모드(propagation mode)와 감쇠모드(evanescent mode)로 표시할 수 있다.

$$\gamma_n = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - \beta_n^2}, & k_0^2 > \beta_n^2 \\ -j\sqrt{\beta_n^2 - k_0^2}, & k_0^2 < \beta_n^2 \end{cases} \quad (3)$$

영역 1( $t_2 \leq z \leq t$ )과 영역 2( $0 \leq z \leq t_2$ )에서 전체 자계  $\overline{H_i^t}$ 는 다음과 같이 무한급수의 합으로 표현할 수 있다.

$$\overline{H_i^t} = \hat{a}_y \sum_{n=-N}^N [B_{ni} e^{-j\beta_n x} e^{-j\eta_n z} + C_{ni} e^{-j\beta_n x} e^{j\eta_n z}] \quad (4)$$

여기서  $B_{ni}$ 와  $C_{ni}$ 는 구해야 할 미지의 계수,  $i$ 는 영역 1과 2를 의미하며,  $\eta_{ni}$ 는 다음과 같이 2가지 모드로 구분하여 표시할 수 있다.

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

식 (5)에서  $k_i = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0\epsilon_{ri}} = k_0\sqrt{\epsilon_{ri}}$ ,  $\epsilon_{ri}$ 는 영역 1과 2의 비유전율[F/m]이다. 전자파에 대한 산란해석을 위해서는 전계와 자계가 공존하므로 자계에 대한 식(1), (2), (4)에 대해 Maxwell 방정식을 이용하면 전계에 관한 식을 유도해야 한다.

지금까지 사용된 미지의 계수를 구하기 위해 경계조건을 적용한다. 우선,  $z=0$ 인 경계면에서 전계는 사라져야 한다는 경계조건을 적용하고 경계면  $z=t$ 에서 영역 0과 영역 1의 자계 성분은 연속 정리를 적용한다. 또한  $z=t_2$ 인 경계면에서 수치해석 방법인 FGMM을 적용하기 위해 저항띠 구간에 유도되는 전류를 미지의 계수와 간단한 지수함수의 곱의 급수로 전개할 수 있다<sup>[7]</sup>.

$$\overline{J_x} = \hat{a}_x e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_{p=-N}^N f_p e^{jp\pi x/h}, \quad -h \leq x \leq h \quad (6)$$

식 (6)에서  $f_p$ 는 미지의 계수,  $\overline{J_x}$ 는 저항띠 구간에서 유도되는 전류밀도로서 Maxwell 방정식을 만족하는 관련 식들을 정리한 후, 양변에  $e^{j2n\pi x/s}$ 를 곱하고, 한주기  $s$  구간에서 양변을 적분하면 다음과 같이  $A_n$ 을 구할 수 있다.

$$A_n = \frac{1}{s} \sum_{p=-M}^M f_p \left( \frac{G_{pn}}{P_{n5}} \right) - e^{kj\delta \cos \phi} \left\{ \left( \frac{P_{n6}}{P_{n5}} \right) \delta_n \right\} \quad (7)$$

식 (7)에서 사용된 계수들을 정리하면 다음과 같다.

$$p_{n0} = 0.5 \left( 1 + \frac{\epsilon_{r1}}{\eta_{n1}} \gamma_n \right) e^{j\eta_n t_1} \quad (8)$$

$$p_{n1} = 0.5 \left( 1 - \frac{\epsilon_{r1}}{\eta_{n1}} k_0 \cos \phi \right) e^{j\eta_n t_1} \quad (9)$$

$$p_{n2} = j \cot(\eta_{n2} t_2) \left( \frac{\epsilon_{r2} \eta_{n1}}{\epsilon_{r1} \eta_{n2}} \right) \quad (10)$$

$$p_{n3} = p_{n2} - 1 \quad (11)$$

$$p_{n4} = p_{n2} + 1 \quad (12)$$

$$p_{n5} = p_{n0} (p_{n3} + p_{n4} e^{-j2\eta_n t_1}) - p_{n4} e^{-j\eta_n t_1} \quad (13)$$

$$p_{n6} = p_{n1} (p_{n3} + p_{n4} e^{-j2\eta_n t_1}) - p_{n4} e^{-j\eta_n t_1} \quad (14)$$

### 3. 저항경계조건 적용<sup>[10]</sup>

경계면  $z=t_2$ 인 경계면에 균일 저항율을 갖는 저항띠에 대하여 다음과 같은 저항 경계조건(resistive boundary condition)을 만족해야 한다.

$$\overline{E}_1^t = R \overline{J}_x(x) \quad (15)$$

식 (15)에서  $R$ 은 저항띠의 균일저항율( $\Omega/\text{square}$ )이며[3],  $\overline{E}_1^t$ 는 영역 1에서의 전계,  $\overline{J}_x(x)$ 는 x-방향 성분을 갖는 저항띠에 유도되는 전류밀도로서 관련 수식을 정리한 후 양변에  $e^{-jq\pi x/h}$ 를 곱한 다음에 양변의 수식에 대하여 저항띠 구간에 대해 적분을 취하면 다음과 같은 선형방정식(linear equation)을 얻을 수 있다<sup>[9]</sup>.

$$\sum_{p=-M}^M f_p Z_{pq} = V_q \quad (16)$$

$$Z_{pq} = R G_{pq} - \frac{1}{s} \sum_{n=-N}^N \left( G_{pn} \frac{P_{n7}}{P_{n5}} \right) G_{qn}^* \quad (17)$$

$$V_q = -e^{jk_0 \delta \cos \phi} \left[ \sum_{n=-N}^N \left[ \left( \frac{P_{n6}}{P_{n5}} p_{n7} - p_{n8} \right) \delta_n \right] G_{qn}^* \right] \quad (18)$$

$$G_{pn} = \int_{-h}^h e^{j2\pi(p/w + n/s)x} dx \quad (19)$$

$$G_{qn}^* = \int_{-h}^h e^{-j2\pi(q/w + n/s)x} dx \quad (20)$$

식 (17)의  $G_{pq}$ 은 식 (19) 및 (20)의 행렬의 곱으로 얻어진 식이며, 식 (22)에서 “\*”는 공액복소(Complex conjugate)를 의미하며, 사용된 계수는 다음과 같다.

$$p_{n7} = \frac{\eta_{n0}}{k_0 \epsilon_{r1}} \left[ \eta_{n1} \left\{ p_{n0} (1 + e^{-j2\eta_{a1}t_1}) - e^{-j\eta_{a1}t_1} \right\} \right] \quad (21)$$

$$p_{n8} = \frac{\eta_{n0}}{k_0 \epsilon_{r1}} \left[ \eta_{n1} \left\{ p_{n1} (1 + e^{-j2\eta_{a1}t_1}) - e^{-j\eta_{a1}t_1} \right\} \right] \quad (22)$$

### III. 수치계산 결과 및 검토

본 논문에서는 TE 산란문제에 대하여 접지된 2중 유전체층 사이에 저항띠가 주기적으로 배열되어 있을 때, 저항띠에 유도되는 전류밀도의 크기, 정규화된 반사 전력을 FGMM을 이용하여 수치계산하였고, 기존 논문의 수치해석 방법인 PMM과의 수치결과를 비교하여 본 논문의 타당성을 입증하는 것이 본 논문의 목적이다. 식 (16)을 이용하여 정방행 매트릭스를 역변환하여 미지의 계수  $f_p$ 를 구한 후, 식 (6)에 대입하여 저항띠에 유도되는 전류밀도를 구하고, 식 (7)을 이용하여 정규화된 반사 전력  $|A_0|^2$  계산할 수 있으며, 그림 1의 구조에서는 접지층을 가지는 구조이므로 투과전력은 존재하지 않는다.

본 논문에서 사용된 행렬의 크기  $p = q = [-M:M]$ ,  $n = [-N:N]$ 을 가지며, 이 때  $M = 20$ ,  $N = 100$ 으로 매트릭스의 크기를 한정하였다. 유전체층의 1과 2의 두께  $t_1$  및  $t_2$ , 저항띠의 폭( $w$ ), 주기( $s$ )의 단위는 파장[m]으로 단위는 편의상 생략한다.

그림 2, 3 및 4는 각각의 동일한 비유전율과 두께를 가지는 경우에 대해 각각의 균일 저항율  $R = 0, 50, 100 \Omega/\text{square}$ 에 따른 입사각에 대해 저항띠에 유도되는 전류밀도의 크기를 나타낸 것으로  $s = 1.6$ ,  $w = 0.8$ , 각 유전체 층의 두께  $t_1 = t_2 = 0.1$ , 각 유전체층의 비유전율  $\epsilon_{r1} = 2$ ,  $\epsilon_{r2} = 2$ 으로 동일한 값을 가지는 경우에 대해서만 취급하였다.

그림 2에서는 수직입사시, 균일 저항율  $R = 0, 50, 100 \Omega/\text{square}$ 일 때 저항띠에 유도되는 전류밀도의 크기를 각각 수치계산한 것으로 균일 저항율이 작으면 유도되는 전류밀도의 크기가 증가하였으며, 수치계산 결과가 좌우

대칭으로 보여지는 것으로 보아 수치해석의 타당성이 입증되었으며, 저항띠 양끝에서는 전류밀도의 크기가 0으로 수렴함을 확인하였다.

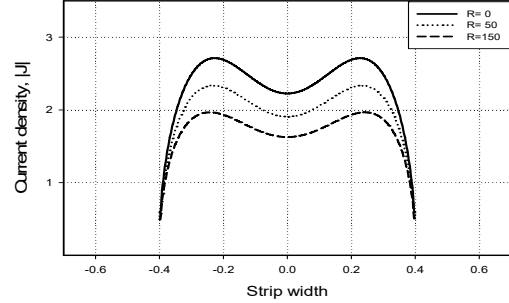


그림 2. 수직입사시 균일 저항율에 대한 전류밀도 크기  
Fig. 2. Magnitude of current density for uniform resistivity at normal incidence

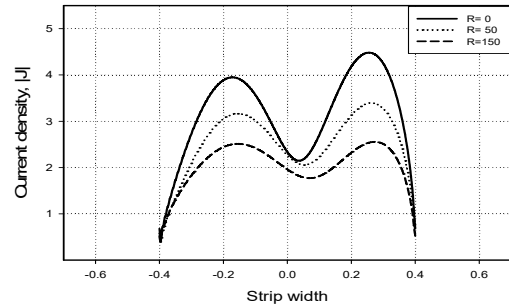


그림 3. 입사각 30도에서 균일 저항율에 대한 전류밀도 크기  
Fig. 3. Magnitude of current density for uniform resistivity at incident angle of 30 degrees

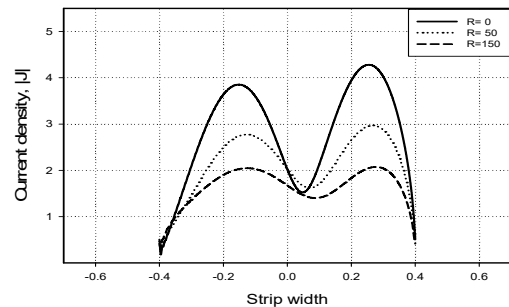


그림 4. 입사각 60도에서 균일 저항율에 대한 전류밀도 크기  
Fig. 4. Magnitude of current density for uniform resistivity at incident angle of 60 degrees

그림 3은 입사각이 30도, 그림 4는 입사각이 60도인 경우에 대해 수치해석한 것으로 입사각이 60도인 경우가

입사각이 30도인 경우보다 유도되는 전류밀도의 크기가 작다는 것을 확인할 수 있다. 따라서 비스듬히 입사하는 각도가 클수록 유도되는 전류밀도의 크기가 작아지고 있다는 것을 보여준다.

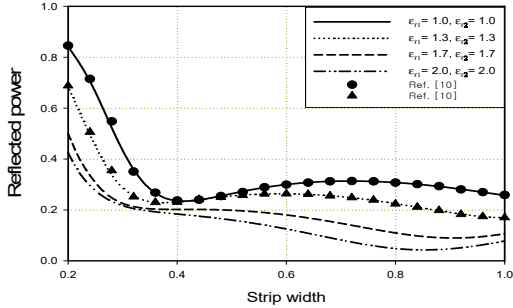


그림 5. 수직입사시 유전체층의 비유전율에 따른 반사전력  
 Fig. 5. Reflected power for relative permittivity of the dielectric layers at normal incidence

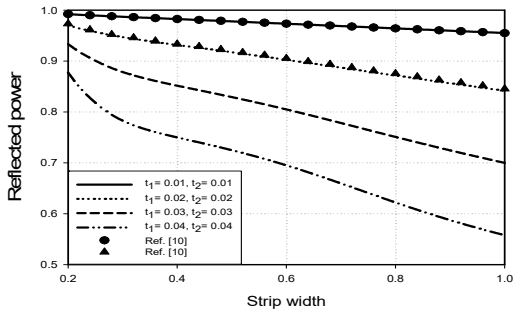


그림 6. 수직입사시 유전체층의 두께에 대한 반사전력  
 Fig. 6. Reflected power for thickness of dielectric layers at normal incidence

그림 5는 수직입사시, 균일 저항률  $R=100 \Omega/\text{square}$ , 격자상수  $s=1.2$ , 유전체 층의 두께  $t_1=0.1$ ,  $t_2=0.1$ 는 동일한 값으로 하였다. 그리고 저항피의 폭에 대한 각 층의 비유전율의 값을 동일한 값  $\epsilon_{r1}=\epsilon_{r2}$ 에 대한 정규화된 반사전력을 계산한 것으로, 비유전율이 감소하면 반사전력은 증가하였다. 이러한 수치계산 결과는 범례의 표시된 기호인 “●”와 “▲”는 기존 논문의 수치해석방법인 PMM의 수치계산 결과로도 잘 일치하여 본 논문에서 제안한 수치해석 방법의 타당성을 입증하였다.

그림 6은 수직입사시, 균일 저항률  $R=100 \Omega/\text{square}$ , 격자상수  $s=1.2$ , 각 층의 비유전율은 동일한 값  $\epsilon_{r1}=\epsilon_{r2}=2$ 인 경우에 대해 각 층의 비유전율의 두께  $t_1=t_2$ 를 변화시켰을 때 스트립 폭에 따른 정규화된 반사전력을 계산한 것으로, 유전체층의 두께  $t_1=t_2$ 의 값이

작을수록 반사전력은 증가하였다.

그림 7은 입사각과 저항율에 따른 반사전력을 계산한 결과로서, 격자상수들은  $s=1.2$ ,  $w=0.8$ ,  $\epsilon_{r1}=\epsilon_{r2}=3$ ,  $t_1=t_2=0.1$ 일 때, 각각의 균일 저항율  $R=0, 10, 30, 50 \Omega/\text{square}$ 과 입사각에 대한 반사전력을 계산한 결과로서, 2가지 수치해석 방법의 차이에 따라서 약간의 차이는 있지만 거의 일치하였으며, 전반적으로 저항율이 작은 값이면 반사전력은 큰 값을 가지며, 그림 6과 7에서 범례의 표시된 기호인 “●”와 “▲”는 PMM 방법의 수치계산 결과를 표시한 것으로 그림 5에서 이미 언급하였다.

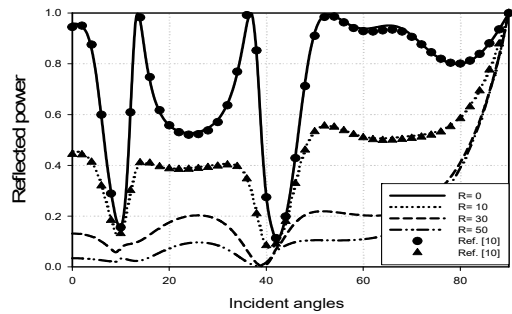


그림 7. 입사각과 저항율에 따른 대한 반사전력  
 Fig. 7. Reflected power for incident angles and resistivity of resistive strip

#### IV. 결론

본 논문에서는 TE 산란문제의 경우, 접지된 2중 유전체층 사이에 매우 얇은 저항피의 격자구조에 대해 수치해석 방법인 FGMM을 이용하여 수치 계산하였으며, 본 논문의 타당성을 입증하기 위하여 기존의 다른 수치해석 방법인 PMM 방법의 수치계산 결과와 비교하여 매우 잘 일치하였다.

수치해석시, 지면의 한계로 인하여 유전체층의 두께와 비유전율의 값은 동일한 값만을 가지는 경우에 대해서만 수치계산하였다.

전반적으로 균일 저항율이 작으면 저항피에 유도되는 전류밀도의 크기가 증가하였고, 반사전력은 증가하였으며, 균일 저항율에 대하여 유전체층의 비유전율이 증가하거나 유전체 층의 두께가 증가할수록 반사전력은 감소하였다.

앞으로 접지된 2중 유전체층 사이의 구조에 대해 행렬을 크기를 작게할 수 있는 방법이 기대되어 지속적인 연구가 필요하다.

## References

- [1] M. Ando and K. Takei, "Reflection and Transmission Coefficient of a Thin Strip Grating for Antenna Application," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-35, No.4, pp.367-371, Mar. 1987. DOI: <http://dx.doi.org/10.1109/TAP.1987.1144112>
- [2] J. H. Richmond, "On the Edge Mode in the Theory of TM Scattering by a Strip or Strip Grating," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-28, pp. 883-887, Sept. 1980. DOI: <http://dx.doi.org/10.1109/TAP.1980.1142427>
- [3] R. C. Hall and R. Mittra, "Scattering from a Periodic Array of Resistive Strips," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-33, pp. 1009-1011, Sept. 1985. DOI: <http://dx.doi.org/10.1109/TAP.1985.1143706>
- [4] H. A. Kalhor, "Electromagnetic Scattering by a Dielectric Slab Loaded with a Periodic Array of Strips Over a Grounded Plane," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-36, No. 1, pp. 147-151, Jan. 1988. DOI: <http://dx.doi.org/10.1109/8.1088>
- [5] J. L. Volakis, Y. C. Lin and H. Anastassiou, "TE Characterization of Resistive Strip Grating on a Dielectric Slab Using a Single Edge-Mode Expansion," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-42, No. 2, pp. 205-212, Feb. 1994.
- [6] K. C. Ho, "Design of Frequency-Selective Reflector for Large Reflecting Antennas using a Periodic Dielectric Layer," The Journal of The Institute of Internet, Broadcasting and Communication(JIIBC), Vol. 10, No. 1, pp. 33-38, 2010.
- [7] Y. S. Choi and S. I. Yang, "Analysis of E-polarized Plane Wave Scattering by a Tapered Resistive Strip Grating in a Grounded Dielectric Layer," Journal of Korean Institute of Communications and Information Sciences(JKIEES), Vol. 18, No. 6, pp. 656-663, June. 2007.
- [8] U. J. Yoon, "A study on TE Scattering by a Conductive Strip Grating Between Grounded Double Dielectric Layer," Journal of the Institute of Internet, Broadcasting and Communication(IIBC), Vol. 16, No. 4, pp. 153-158, 2016. DOI: <http://dx.doi.org/10.7236/JIIBC.2016.16.4.153>
- [9] U. J. Yoon, "Analysis of H-polarized Electromagnetic Scattering by a Conductive Strip Grating Between a Grounded Double Dielectric Layer," Journal of the Institute of Internet, Broadcasting and Communication (IIBC), Vol. 20, No. 1, pp. 83-88, 2019. DOI: <http://dx.doi.org/10.7236/JIIBC.2020.20.1.83>
- [10] U. J. Yoon, "A Study on H-polarized Electromagnetic Scattering by a Resistive Strip Grating Between a Grounded Double Dielectric Layer," Journal of the Institute of Internet, Broadcasting and Communication (IIBC), Vol. 22, No. 1, pp. 29-34, 2022. DOI: <http://dx.doi.org/10.7236/JIIBC.2022.2.1.29>

## 저 자 소 개

### 윤 의 중(정회원)



- 1993년 8월 : 숭실대학교 대학원 전자공학과 (공학박사)
- 1997년 6월 ~ 1997년 8월 : Bemidji State University in Minnesota (USA) 미국방문연수
- 2008년 7월 ~ 2012년 1월 : 가천대학교 학생처장
- 2006년 3월 ~ 현재 : 가천대학교 의공학과 교수

### <관심분야>

전자파산란 수치해석, 생체모니터링 시스템, 인공지능(AI), 임베디드 시스템 개발 등