

<https://doi.org/10.7236/IIBC.2017.17.2.83>

IIBC 2017-2-13

2중 유전체층 사이의 완전도체띠 격자구조에 의한 TE 산란에 관한 연구

A Study on TE Scattering by a Conductive Strip Grating Between a Double Dielectric Layer

윤의중*

Uei-Joong Yoon*

요약 본 논문에서는 2중 유전체층 사이의 완전도체띠 격자구조에 의한 TE(transverse electric) 산란 문제는 전자파 수치해석 방법으로 알려진 PMM(point matching method)를 이용하여 해석하였다. 경계조건들은 미지의 계수를 구하기 위하여 이용하였고, 산란 전자계는 Floquet 모드 함수의 급수로 전개하였고, 도체띠의 해석을 위해 완전도체 경계조건을 적용하였다. 완전도체띠의 폭과 주기, 2중 유전체층 사이의 비유전율과 두께 및 입사각에 대해 정규화된 반사전력과 투과전력을 계산하였다. 최소값을 가지는 변곡점들의 대부분의 반사전력은 입사각 이외의 다른 방향으로 산란된다. 본 논문의 제안된 구조에 대한 수치결과들은 기존 논문의 수치해석 결과들과 비교하여 매우 잘 일치하였다.

Abstract In this paper, TE(transverse electric) scattering problems by a conductive strip grating between a double dielectric layer are analyzed by applying the PMM(point matching 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 conductive boundary condition is applied to analysis of the conductive strip. The numerical results for the normalized reflected and transmitted power are analyzed by according as the width and spacing of conductive strip, the relative permittivity and thickness of the double dielectric layers, and incident angles. The most normalized reflected powers of the sharp variations in minimum values are scattered in direction of the other angles except incident angle. The numerical results for the presented structure of this paper are shown in good agreement compared to those of the existing papers.

Key Words : TE scattering, Conductive boundary condition, double dielectric layer.

1. 서론

유전체 판상의 스트립 회절격자(strip grating)에 의한 산란문제는 광학, 필터, 레이더, 안테나 및 전자기학의 이론 및 응용분야에서 중요시 되었고, 광학에서는 이러한 구조들은 전송회절격자로 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^{[1]-[10]}. 격자구조에 도체띠(conductive strip)를 사용한 기본 문제로서 Richmond^[2]는 자유공간상에서 스트립에 유도되는 미지의 유도전류

*중신회원, 가천대학교 의용생체공학과
접수일자 2017년 1월 2일, 수정완료 2017년 3월 2일
게재확정일자 2017년 4월 7일

Received: 2 January, 2017 / Revised: 2 March, 2017 /

Accepted: 7 April, 2017

*Corresponding Author: ujyoon@gachon.ac.kr

Dept. of Biomedical Engineering, Gachon University, Korea

를 FGMM(fourier galerkin moment method)을 이용하여 수치해석하였고, Mittra^[3]는 자유공간상에서 저항띠를 가진 경우는 파수영역에서 SGMM(spectral galerkin moment method)을 적용하여 수치해석하였으며, Kalhor^[4]는 반사를 유리하도록 유전체 접지층 위에 도체 띠를 가지는 경우에 대해 PMM(point matching method)을 이용하여 수치 계산하였다. 또한 주기적인 유전체층 문제에 대해 전자기파의 산란 문제에 대해 근사화 이론을 이용하여 해석하였고^[5], 주기적인 유전체 층을 사용한 안테나용 주파수 선택 반사기를 설계한 바 있다^[6].

TE(transverse electric, H-polarized)산란 문제를 취급함에 있어, 접지 유전체층 위의 저항띠에 유도되는 전류밀도를 sine 함수와 cosine 함수로 나누어 홀수 항과 짝수 항으로 구분해서 수치해석하였고^[7], 접지된 2개의 유전체층 위의 완전도체띠의 경우 FGMM을 이용하여 간단한 지수함수를 사용하여 수치계산하였다^[8]. 1개 유전체층 위의 완전도체띠 격자구조에 의한 TE 산란 문제를 해석하였으며^[9], 2중 유전체층 사이의 완전도체띠 격자구조에 대해 TE 산란 문제를 취급한 바 있다^[10].

본 논문에서는 TE 산란 문제의 경우, 2중 유전체층 사이에 매우 얇은 완전도체띠가 주기적으로 배열되어 있을 때 PMM을 이용하여 정규화된 기하광학적 반사전력과 투과전력을 계산하고, 수치계산의 검증하기 위하여 기존 논문의 수치계산 결과와 비교하여 본 논문의 타당성을 입증하는 것이 본 논문의 목적이다.

II. 문제 구조의 전자계 수식전개

문제의 구조는 그림 1과 같이 TE 평면파가 가장자리에 나란하게 ϕ 의 각도로 비스듬히 입사하고, 접지된 2중 유전체층 사이에 완전도체띠가 y 방향으로 무한하게 배열되어 있다. 완전도체띠의 격자는 $x-y$ 평면상에 위치하고 있으며, x 방향으로 주기적으로 배열되어 있다. 그림 1에서 스트립 주기(strip spacing) s , 스트립 폭 w , 영역 1과 2의 비유전율(relative permittivity) 및 두께는 ϵ_{r1} , ϵ_{r2} [F/m] 및 t_1 , t_2 이며, 단위는 파장 $[\lambda]$ 이다.

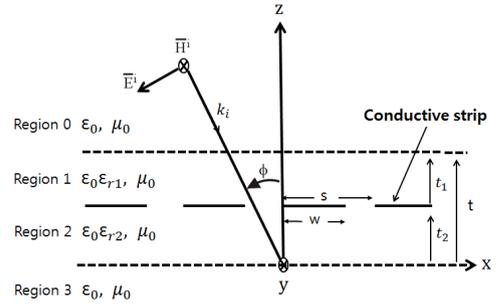


그림 1. 문제의 구조에 입사하는 TE 평면파
Fig. 1. Geometry of the problem and incident TE plane wave

그림 1과 같은 구조에 대하여 영역 0에 입사하는 자체 \overline{H}^i 및 전계 \overline{E}^i 는 다음과 같이 쓸 수 있다^[4].

$$\overline{H}^i = \hat{a}_y H_0 e^{-j\beta_0 x} e^{j\gamma_0 z} \quad (1)$$

$$\overline{E}^i = -\hat{a}_x \frac{H_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} e^{-j\beta_0 x} e^{j\gamma_0 z} - \hat{a}_z \frac{H_0 \beta_0}{\omega \epsilon_0} e^{-j\beta_0 x} e^{j\gamma_0 z} \quad (2)$$

식 (1)과 (2)에서 \hat{a}_x , \hat{a}_y 및 \hat{a}_z 는 x , y 및 z 방향의 단위벡터(unit vector)이며, 매질의 전파상수(propagation constant) $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$, μ_0 와 ϵ_0 는 자유공간의 투자율 및 유전율, $\beta_0 = k_0 \sin \phi$, $\gamma_0 = k_0 \cos \phi$, H_0 는 입사 자체의 진폭으로서 1로 정규화 하였으며, 편의상 수식전개시 생략하기로 한다.

영역 0에서 산란 자체 \overline{H}^s 및 전계 \overline{E}^s 는 다음과 같은 평면파(plane wave)의 합으로 표시할 수 있다^[4].

$$\overline{H}^s = \hat{a}_y \sum_{n=-N}^N A_n e^{-j\beta_n x} e^{-j\gamma_n(z-t)} \quad (3)$$

$$\overline{E}^s = \hat{a}_x \sum_{n=-N}^N \frac{A_n \gamma_n}{\omega \epsilon_0} e^{-j\beta_n x} e^{-j\gamma_n(z-t)} - \hat{a}_z \sum_{n=-N}^N \frac{A_n \beta_n}{\omega \epsilon_0} e^{-j\beta_n x} e^{-j\gamma_n(z-t)} \quad (4)$$

식 (3)과 식 (4)에서 A_n 는 구해야 할 미지의 계수이며, $\beta_n = \beta_0 + 2\pi n/s$, γ_n 는 2가지 모드인 전파모드(propagation mode)와 감쇠모드(evanescent mode)로 표시할 수 있다^{[4][10]}.

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

영역 1($t_2 \leq z \leq t$)과 영역 2($0 \leq z \leq t_2$)에서 전체 자체 \overline{H}_i^t 및 전체 \overline{E}_i^t 는 다음과 같이 무한급수의 합으로 표현할 수 있다^[10].

$$\overline{H}_i^t = \hat{a}_y \sum_{n=-N}^N [B_{ni} e^{-j\beta_n x} e^{-j\eta_n z} + C_{ni} e^{-j\beta_n x} e^{j\eta_n z}] \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \overline{E}_i^t = \hat{a}_x \sum_{n=-N}^N & \frac{B_{ni}\eta_{ni}}{\omega\epsilon_0\epsilon_{ri}} e^{-j\beta_n x} e^{-j\eta_{ni} z} \\ & + \frac{C_{ni}\eta_{ni}}{\omega\epsilon_0\epsilon_{ri}} e^{-j\beta_n x} e^{j\eta_{ni} z} \\ - \hat{a}_z \sum_{n=-N}^N & \frac{B_{ni}\beta_n}{\omega\epsilon_0\epsilon_{ri}} e^{-j\beta_n x} e^{-j\eta_{ni} z} \\ & + \frac{C_{ni}\beta_n}{\omega\epsilon_0\epsilon_{ri}} e^{-j\beta_n x} e^{j\eta_{ni} z} \end{aligned} \quad (7)$$

여기서 B_{ni} 와 C_{ni} 는 구해야 할 미지의 계수, i 는 영역 1과 2를 의미하며, η_{ni} 는 다음과 같이 2가지 모드로 구분하여 표시할 수 있다^[10].

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

식 (8)에서 $k_i = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0\epsilon_{ri}} = k_0\sqrt{\epsilon_{ri}}$, ϵ_{ri} 는 영역 1과 2의 비유전율[F/m]이며, 자유 공간상의 영역 3에서 투과하는 전체 자체 \overline{H}_3^t 및 전체 \overline{E}_3^t 는 다음과 같이 무한급수의 합으로 표현할 수 있다.

$$\overline{H}_3^t = \hat{a}_y \sum_n T_n e^{-j\beta_n x} e^{j\gamma_n z} \quad (9)$$

$$\overline{E}_3^t = -\hat{a}_x \frac{1}{\omega\epsilon_0} \sum_n T_n \gamma_n e^{-j\beta_n x} e^{j\gamma_n z} \quad (10)$$

식 (9)와 (10)에서 T_n 은 투과계수이며, 지금까지 사용된 미지의 계수를 구하기 위해 경계조건을 적용한다. 또한 영역 2와 3의 경계면인 $z=0$ 에서 전계와 자계는 연속이어야 하며, 또한 경계면 $z=t$ 인 영역 0과 영역 1에서 접선성분의 전체전계는 연속이어야 하므로 식 (2), 식 (4) 및 식 (7)을 이용하여 정리하면 다음과 같다.

$$C_n = \frac{\epsilon_{r1}}{\eta_{n1}} (\gamma_0 \delta_n e^{j\gamma_0 t} - A_n \gamma_n) e^{-j\eta_{n1} t} + B_n e^{-j2\eta_{n1} t} \quad (11)$$

그리고 경계면 $z=t$ 에서 영역 0과 영역 1의 자체 성분도 연속이어야 하므로 식 (1), 식 (3) 및 식 (5)를 이용하여 정리하면 다음과 같다.

$$C_n = (A_n + \delta_n e^{j\gamma_0 t}) e^{-j\eta_{n1} t} - B_n e^{-j2\eta_{n1} t} \quad (12)$$

$$B_n = p_{n0} A_n + e^{j\gamma_0 t} (p_{n1} \delta_n) \quad (13)$$

$$p_{n0} = 0.5(1 + \epsilon_{r1} \gamma_n / \eta_{n1}) e^{j\eta_{n1} t} \quad (14)$$

$$p_{n1} = 0.5(1 - \epsilon_{r1} \gamma_n / \eta_{n1}) e^{j\eta_{n1} t} \quad (15)$$

그리고 경계면 $z=t_2$ 에서 영역 1과 영역 2의 접선성분의 전체자계 및는 연속이어야 하므로, 관련 식들을 정리하면 슬롯에서 만족하는 A_n 에 관한 식을 얻는다.

$$\sum_{n=-N}^N A_n p_{n6} e^{-j\beta_n x} = -e^{-j\beta_0 x} e^{j\gamma_0 t} (\delta_n p_{n7}) \quad (16)$$

, $w < x \leq s$

$$p_{n2} = \frac{\eta_{n2} + \gamma_n \epsilon_{r2}}{\eta_{n2} - \gamma_n \epsilon_{r2}} \quad (17)$$

$$p_{n3} = \left(\frac{\epsilon_{r2}}{\epsilon_{r1}} \frac{\eta_{n1}}{\eta_{n2}} \right) \left(\frac{e^{-j\eta_{n2} t_2} + p_{n2} e^{j\eta_{n2} t_2}}{e^{-j\eta_{n2} t_2} - p_{n2} e^{j\eta_{n2} t_2}} \right) \quad (18)$$

$$p_{n4} = p_{n3} - 1 \quad (19)$$

$$p_{n5} = p_{n3} + 1 \quad (20)$$

$$p_{n6} = p_{n0} (p_{n4} + p_{n5} e^{-j2\eta_{n1} t_1}) - p_{n5} e^{-j\eta_{n1} t_1} \quad (21)$$

$$p_{n7} = p_{n1} (p_{n4} + p_{n5} e^{-j2\eta_{n1} t_1}) - p_{n5} e^{-j\eta_{n1} t_1} \quad (22)$$

또한 경계면 $z=t_2$ 인 경계면의 완전도체피에서 전체 전계는 사라져야 하므로, 완전도체 경계조건(conductive boundary condition)을 식 (7)에 적용하면 도체피 구간에서 만족하는 A_n 에 관한 식을 얻을 수 있다.

$$\sum_{n=-N}^N A_n p_{n8} e^{-j\beta_n x} = -e^{-j\beta_0 x} e^{j\gamma_0 t} (\delta_n p_{n9}) \quad (23)$$

, $0 \leq x \leq w$

$$p_{n8} = \frac{\eta_{n1}\epsilon_{r2}}{\eta_{n2}\epsilon_{r1}} \left\{ p_{n0} (1 + e^{-j2\eta_{n1}t_1}) - e^{-j\eta_{n1}t_1} \right\} \quad (24)$$

$$p_{n9} = \frac{\eta_{n1}\epsilon_{r2}}{\eta_{n2}\epsilon_{r1}} \left\{ p_{n1} (1 + e^{-j2\eta_{n1}t_1}) - e^{-j\eta_{n1}t_1} \right\} \quad (25)$$

따라서 식 (16)과 식 (23)은 한 주기 구간 $0 \leq x \leq s$ 에서 만족하며, 각 영역에서 전자계의 연속정리를 이용하면 투과계수 T_n 은 다음과 같다.

$$T_n = \frac{2\eta_{m2}}{\eta_{m2} - \gamma_n \epsilon_{r2}} (A_n p_{n8} - e^{j\gamma_n t} \delta_n p_{n9}) \quad (26)$$

III. 수치계산 결과 및 검토

식 (16)과 식 (23)에 대해서 Dirac delta 함수와의 내적(inner product)을 수행하고, 정방행렬을 역변환하여 기하광학적 정규화된 반사전력을 계산할 수 있다. 식 (16)과 식 (23)을 해결하기 위하여 행렬의 크기 $n = [-N:N]$, $N = 100$ 을 사용하였으며, 정방행렬의 역변환을 수행하여 $n = 0$ 인 기하광학적 정규화된 반사전력 $|A_0|^2$ 및 기하광학적 정규화된 투과전력 $|T_0|^2$ 을 계산할 수 있다. 또한 영역 1과 2의 비유전율 ϵ_{r1} 및 ϵ_{r2} [F/m] 및 도체띠의 폭(w), 주기(s) 및 유전체층의 두께 t_1 및 t_2 의 단위는 파장[λ]으로 편의상 단위는 생략한다.

그림 2와 그림 3은 수직입사시, 격자상수 $t_1 = 0.1$, $t_2 = 0.1$, $w/s = 0.25$, 영역 2의 비유전율 $\epsilon_{r2} = 2$ 일 때, 영역 1의 비유전율 ϵ_{r1} 및 격자주기 s 에 대한 반사전력 및 투과전력을 계산하였다. 전반적으로 ϵ_{r1} 의 값이 증가하면 반사전력은 증가하였으나, 상대적으로 투과전력은 감소하였다. 또한 $s = 1$ 이상부터는 ϵ_{r1} 의 값이 증가하더라도 반사전력의 큰 변화는 없었으며, 격자주기 $s = 1$ 부근에서 급변하는 반사 및 투과전력이 발생하였는데, 이는 전파모드에서 감쇠모드로, 감쇠모드에서 전파모드로 전환될 때 발생하는 것으로 'Wood's anomaly'라고 언급한 바 있다^[4]. 또한 범례의 표시된 기호인 “●”는 동일한 격자상수를 사용했을 때 기존 논문의 수치계산 결과와 일치하여 본 논문의 수치계산의 타당성을 검증하였다^[9].

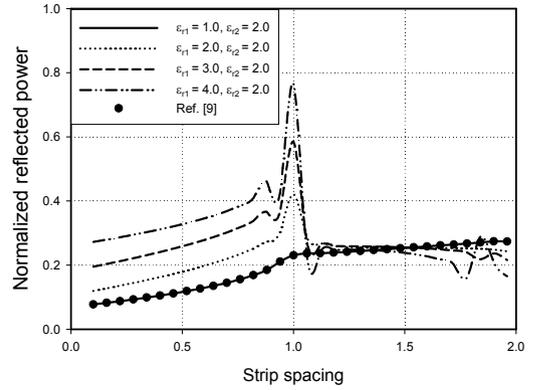


그림 2. 수직입사시 주기와 비유전율에 대한 반사전력
Fig. 2. Reflected power for strip spacing and relative permittivity at normal incidence

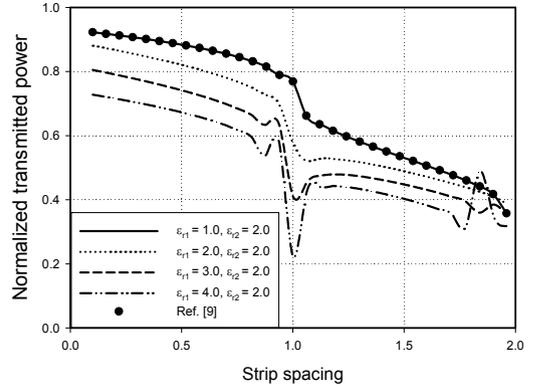


그림 3. 수직입사시 주기와 비유전율에 대한 투과전력
Fig. 3. Transmitted power for strip spacing and relative permittivity at normal incidence

그림 4와 그림 5는 입사각이 30도인 경우, 격자상수 $t_1 = 0.1$, $t_2 = 0.1$, $w/s = 0.25$, $\epsilon_{r2} = 2$ 일 때, ϵ_{r1} 및 w/s 의 비에 대한 반사전력 및 투과전력을 계산하였다. 전반적으로 ϵ_{r1} 의 값이 증가하면 반사전력은 증가하였으며, 상대적으로 투과전력은 감소하였다. 또한 w/s 의 비가 1인 경우는 슬롯이 없는 영역이므로 반사전력은 1, 투과전력은 0의 값을 가지므로 수치해석의 타당성이 검증되었으며, 범례의 표시된 기호인 “●”는 그림 2에서 언급하였다.

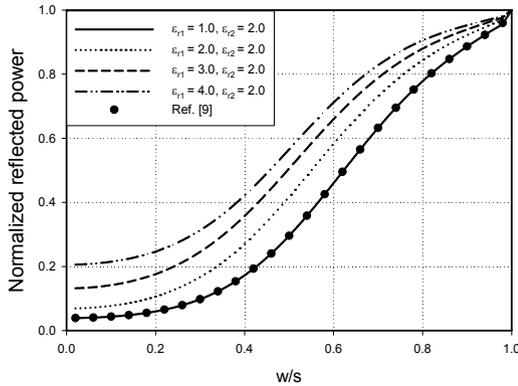


그림 4. 입사각 30도에서 w/s비와 비유전율에 대한 반사전력($s = 0.5$)
 Fig. 4. Reflected power for w/s ratio and relative permittivity at incident angle $\phi = 30^\circ$

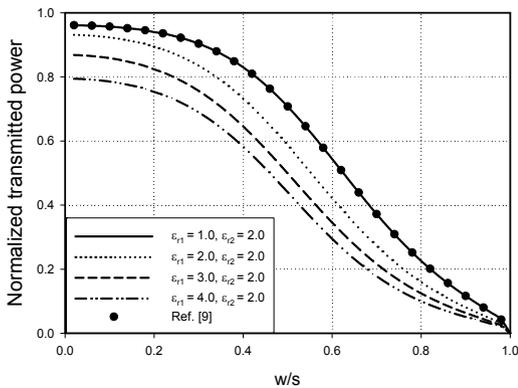


그림 5. 입사각 30도에서 w/s비와 비유전율에 대한 투과전력($s = 0.5$)
 Fig. 5. Transmitted power for w/s ratio and relative permittivity at incident angle $\phi = 30^\circ$ ($s = 0.5$)

그림 6과 그림 7은 격자상수 $t_1 = 0.1$, $t_2 = 0.1$, $\epsilon_{r2} = 2$ 일 때, ϵ_{r1} 및 입사각에 대한 반사전력 및 투과전력을 계산하였다. 입사각이 90도인 경우, 반사전력은 1, 투과전력은 0의 값을 가지므로 수치해석의 타당성이 검증되었으며, 입사각이 40도 이상부터는 ϵ_{r1} 의 값이 증가하면 반사전력은 증가하였다. 또한 입사각이 10도 및 40도 부근에서 반사전력이 급변하였다.

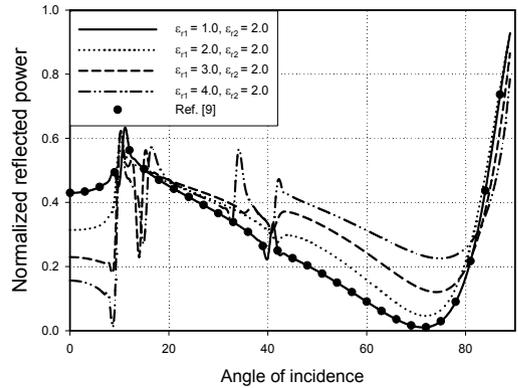


그림 6. 입사각과 비유전율에 대한 반사전력
 Fig. 6. Reflected power for relative permittivity and incident angles

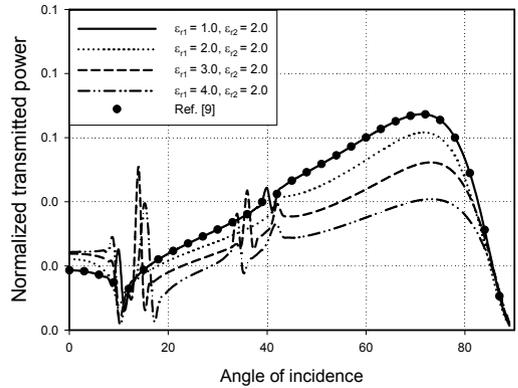


그림 7. 입사각과 비유전율에 대한 투과전력
 Fig. 7. Transmitted power for relative permittivity and incident angles

IV. 결론

본 논문에서는 TE 산란 문제의 경우, 2중 유전체층 사이에 매우 얇은 완전도체띠가 주기적으로 배열되어 있을 때 수치해석 방법인 PMM을 이용하여 정규화된 기하광학적 반사전력 및 투과전력을 구하는 것이 본 논문의 목적이며, 기존 논문의 수치계산 결과와 비교하여 본 논문의 타당성을 검증하였다.

전반적으로 비유전율이 증가할수록 스트립 폭과 주기의 비에 따른 반사전력은 증가하였고, 주기가 1과장 이상인 경우에는 반사전력이 크기는 변화가 없었으며, 특정한 도체띠의 폭 및 주기에 대해 입사각에 따른 급변하

는 반사전력들은 공진현상에 기인한 것으로 반사각 이외의 다른 방향으로 산란되는 것을 의미한다.

앞으로 본 논문을 기반으로 하여 FGMM을 이용하여 수치해석이 가능할 것으로 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] M. N. Kim and G. S. Chae, "Analysis of Scattering of Electromagnetic Wave in Dielectric Periodic Media," Journal of the Korea Academia-Industrial Cooperation Society(JKAIS), Vol. 5, No. 5, pp. 385-388, 2004.
- [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 the Electromagnetic Scattering of Resistive Strip Grating with Uniform Resistivity on a Grounded Dielectric Layer. - H-Polarization case," Journal of Korean Institute of Communications and Information Sciences, Vol. 31, No. 3A, pp. 321-327, Mar. 2006.
- [8] U. J. Yoon, "Solution of TE Scattering by a Perfectly Conducting Strip Grating Over the Grounded Two Dielectric Layers Applying Fourier-Galerkin Moment Method," Journal of Korea Navigation Institute, Vol. 16, No. 4, pp. 635-640, Aug. 2012.
DOI: <http://dx.doi.org/10.12673/jkoni.2012.16.4.635>
- [9] U. J. Yoon, "A study on TE Scattering by a Perfectly Conductive Strip Grating Over a Dielectric Layer," Journal of the Korea Academia-Industrial Cooperation Society(JKAIS), Vol. 16, No. 6, pp. 4158-4163, 2015.
DOI: <http://dx.doi.org/10.5762/KAIS.2015.16.6.4158>
- [10] U. J. Yoon, "TE Scattering by a Conductive Strip Grating between a Double Dielectric Layers," IIBC 2016 Conference, Vol. 14, No. 1, pp. 13-14, Nov. 2016.

저자 소개

윤 의 중(중신회원)



- 1993년 : 숭실대학교 대학원 전자공학 공학박사
 - 1997년 6월 ~ 1997년 8월 : Bemidji State University in Minnesota (USA), 미국방문연수
 - 2006년 3월 ~ 2012월 2월 : 가천대학교 의용생체공학과 학과장
 - 2008년 7월 ~ 2012월 1월 : 가천대학교 학생처장
 - 2006년 3월 ~ 현재 : 가천대학교 의용생체공학과 교수
- <주관심분야 : 전자과산란 수치해석, 마이크로파 회로 설계, 생체모니터링 시스템 및 Android Application 개발 등>