

<http://dx.doi.org/10.17703/JCCT.2023.9.3.721>

JCCT 2023-5-84

접지된 2중 유전체층 사이의 도체띠 격자에 대해 FGMM과 PMM을 적용한 TM 산란 해

Solution of TM Scattering Applying FGMM and PMM for Conductive Strip Grating Between a Grounded Double Dielectric Layers

윤의중*

Uei-Joong Yoon*

요약 본 논문에서는 접지된 2중 유전체층 사이의 도체띠 격자구조에 의한 TM(transverse magnetic) 전자파 산란 문제를 전자파 수치해석방법으로 알려진 FGMM(fourier galerkin moment method)과 PMM(point matching method)을 적용하여 해석하였다. 경계조건들은 미지의 계수를 구하기 위하여 이용하였다. 접지된 2중 유전체층의 비유전율과 두께는 동일한 값에 대해서만 취급하였으며, 유전체층의 두께와 비유전율의 값이 증가하면 전반적으로 반사전력은 증가하였으며, 반사전력의 최소값들이 스트립 폭이 증가하는 방향으로 이동하였다. 본 논문의 제안된 구조에 대해 FGMM과 PMM의 수치해석 방법을 적용한 수치결과들은 매우 잘 일치하였다.

주요어 : TM 산란, FGMM, PMM, 2중 유전체층, 접지된 2중 유전체층

Abstract In this paper, TM electromagnetic scattering problems for conductive strip grating between grounded double dielectric layers are analyzed by applying the FGMM(fourier galerkin moment method) and PMM(point matching method) known as a numerical method of electromagnetic field. The boundary conditions are applied to obtain the unknown field coefficients. In order to deal with the problem of grounded double dielectric layers, numerical calculation was performed only when the thickness and relative permittivity of the dielectric layers had the same value. As the thickness of the dielectric layer and the relative permittivity increased, the overall reflected power increased, and the minimum values of the reflected power shifted in the direction of increasing the strip width. The numerical results obtained by applying the numerical methods of FGMM and PMM to the structure proposed in this paper agree very well.

Key words : TM scattering, FGMM, PMM, double dielectric layer, grounded double dielectric layer.

1. 서론

격자구조(strip grating)의 수치해석을 위한 방법으로 크게 3가지로 나누어지는데, 대표적인 방법으로 PMM(point matching method), FGMM(fourier

galerkin moment method), SGMM(spectral galerkin moment method)의 3가지 방법을 적용하여 수치해석하고 수치해석의 타당성을 검증하는 형태로 진행되며, 반사나 투과 현상을 취급하기 위해서 여러 연구자들에 의해서 많은 관심을 가져왔다[1]-[10].

*중신회원, 가천대학교 의공학과 교수 (단독저자)
접수일: 2023년 3월 31일, 수정완료일: 2023년 4월 15일
게재확정일: 2023년 5월 8일

Received: March 31, 2023 / Revised: April 15, 2023
Accepted: May 8, 2023

*Corresponding Author: ujoon@gachon.ac.kr
Dept. of Biomedical Engineering, Gachon University, Korea

대표적인 수치해석의 예를 들면, 격자구조에 도체띠 (conductive strip)를 사용한 기본 문제로서 Richmond[2]는 자유공간상에서 스트립에 유도되는 미지의 유도전류를 FGMM(fourier galerkin moment method)을 이용하여 수치해석하였고, Mittra[3]는 파수 영역에서 SGMM(spectral galerkin moment method)을 적용하여 수치해석하였으며, Kalthor[4]는 반사를 유리하도록 유전체 접지층 위에 도체띠를 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].

2차원 모델에서 전자파 수치해석을 하기 위해서 많이 사용하는 방법은 앞서도 언급하였지만 PMM과 FGMM 방법을 많이 사용한다. 또한 수치해석 구조에 따라 TE-wave(transverse electric wave)와 TM-wave(transverse magnetic wave)에 대한 산란문제에 대해 수치해석하게 된다. 기본적인 문제로 도체띠(conductive strip)를 주로 많이 다루게 되며, 유전체 층이 있는 경우와 유전체 층이 없는 경우, 그리고 접지된 유전체 층이 있는가, 접지된 유전체 층이 없는 구조인가에 따라 수치해석의 결과는 모두 다르다.

그리고 접지된 2개의 유전체층 위의 도체띠 격자구조인 경우와 2중 유전체층 사이의 도체띠 격자구조에 대해 TM 산란 문제를 수치해석 방법인 FGMM을 이용하여 수치해석하였으며[7-8], 접지된 2중 유전체층 사이에 매우 얇은 도체띠가 주기적으로 배열되어 있을 때 FGMM을 이용하여 TE 산란 문제에 대해 수치해석한 바 있으며[9], 참고문헌[10]에서는 E-분극(TM) 산란 문제에 대해서 접지된 2중 유전체층 사이에 저항띠 격자구조를 가질 때, 저항띠의 저항율은 2중 체비셰프 다항식(Chebyshev polynomials of the second kind, $U(n)$) 형태의 값을 가지는 경우를 수치해석한 바 있다[10]. 참고문헌 [10]에서는 첫째, 저항띠의 저항율이 0인 경우, 둘째, 저항띠의 저항율 값이 양쪽 모서리에서 0이 되는 2중 체비셰프 다항식 형태의 저항율을 가지는 경우에 대한 2가지의 목표를 가지고 수치계산하였다. 그런데, 첫 번째의 경우, 저항띠의 저항율이 0인 경우와 도체띠의 경우에 해당하므로, 본 논문에서는 도체띠의 수치해석을 위해서 복잡한 체비셰프 다항식을 사용할 필요 없

이, 간단한 지수함수 만을 사용하여 수치해석을 하면 계산 속도가 빠르므로 짧은 시간에 수치계산 결과를 얻을 수 있는 장점이 가지고 있다.

따라서 본 논문에서는 접지된 2중 유전체층 사이의 도체띠 격자구조에 대해 FGMM 과 PMM의 2가지 방법을 적용하여 TM 산란을 수치적으로 해석하고 2가지 수치해석 방법에 의한 수치계산 결과를 비교하여 본 논문의 타당성을 입증하고자 한다.

II. 문제의 구조에 대한 수치해석

1. 본 논문에서 취급한 수치해석 구조

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

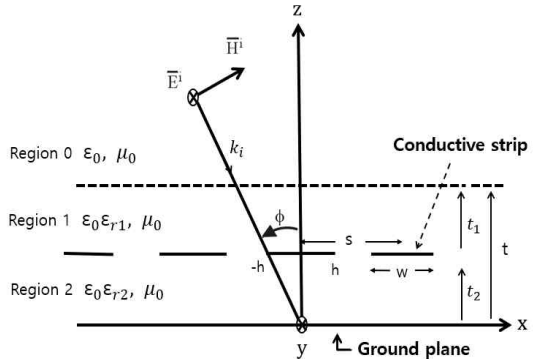


그림 1. 접지된 2중 유전체층을 갖는 도체띠 구조와 비스듬히 입사하는 TM 평면파
Figure 1. Geometry of conductive strip with grounded double dielectric layers and oblique incident TM plane wave

2. FGMM의 수치계산을 위한 수식 전개[9]

그림 1과 같은 구조에 대하여 입사하는 전계 \vec{E}^i 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\overline{E}^i = \hat{a}_y E_0 e^{-jk_0 x \sin \phi} e^{jk_0 z \cos \phi} \quad (1)$$

식 (1)에서 벡터 \hat{a}_y 는 y 방향의 단위벡터를 의미하며, k_0 는 매질의 전파상수, E_0 는 입사 전계의 진폭이다. 또한 영역 0에서 산란 전계 \overline{E}^s 는 평면파의 합으로 다음과 같이 표시할 수 있다.

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

식 (2)에서 A_n 는 미지의 계수이며, γ_n 는 2가지 모드인 전파모드와 감쇠모드로 표시할 수 있다.

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

식 (3)에서 $\beta_n = \beta_0 + 2\pi n/s$, $\beta_0 = k_0 \sin \phi$ 이며, 영역 1과 영역 2에서 전계 \overline{E}_i 는 무한급수의 합으로 표현할 수 있다.

$$\overline{E}_i = \hat{a}_y e^{-jk_0 x \sin \phi} \sum_n \cdot (B_{ni} e^{-j\eta_{ni} t} + C_{ni} e^{j\eta_{ni} t}) e^{-j2n\pi x/s} \quad (4)$$

식 (4)에서 B_{ni} 와 C_{ni} 는 구해야 할 미지의 계수, i 는 유전체 영역 1과 2를 의미하며, η_{ni} 는 유전체 층에서의 전파상수로서 2가지 모드로 표시할 수 있다.

$$\eta_{ni} = \begin{cases} \sqrt{k_i^2 - \beta_n^2}, & k_i^2 \geq \beta_n^2 \\ -j\sqrt{\beta_n^2 - k_i^2}, & k_i^2 < \beta_n^2 \end{cases} \quad i=1, 2 \quad (5)$$

식 (5)에서 $k_i = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{ri}} = k_0 \sqrt{\epsilon_{ri}}$, ϵ_{ri} 는 유전체 영역 1과 2에서의 비유전율이며, 그림 1은 접지층을 가지는 수치해석 구조이므로 투과계수는 존재하지 않는다.

지금까지 사용된 미지의 계수를 구하기 위해 경계조건을 적용해야 되는데, 산란해석을 위해서는 전계와 자계가 필요하므로 자계에 대한 식은 전계에 관한 식 (1), (2), (4)에 대해 Maxwell 방정식을 이용하면 자계를 구할 수 있다.

수치해석을 위해서 그림 1이 구조에 대해 경계조건을 각 층에 대해 적용되어야 하는데, 우선 $z=0$, $z=t_1$, $z=t_2$ 에서 전계와 자계는 연속이어야 하며, 영역 0과 영역 1의 경계면 $z=t$ 에서 전계 및 자계도 연속이어야 한다. 또한 $z=t_2$ 인 경계면에서 수치해석 방법인 FGMM을 적용하기 위해서 도체피에 유도되는 전류를 미지의 계수와 지수함수의 곱의 급수로 다음과 같이 놓았다[2, 8, 9].

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

식 (6)에서 f_p 는 구해야 할 미지의 계수이다. 또한 도체피에 유도되는 전류는 경계면 $z=t_2$ 에서 Maxwell 방정식을 만족하는 식들을 정리한 후, 양변에 $e^{j2n\pi x/s}$ 를 곱하고, 한 주기 s 구간에서 양변을 적분하면 반사계수(Reflection coefficient) A_n 을 구할 수 있다.

$$A_n = \frac{k_0 \eta_0}{s} \sum_{p=-M}^M f_p \left(\frac{G_{pn}}{P_{n5}} \right) - e^{k_0 \cos \phi} \left\{ \left(\frac{P_{n6}}{P_{n5}} \right) \delta_n \right\} \quad (7)$$

식 (7)에서 사용된 계수들을 정리하면 다음과 같다.

$$p_{n0} = 0.5(1 + \gamma_n / \eta_{n1}) e^{j\eta_{n1} t_1} \quad (8)$$

$$p_{n1} = 0.5((1 - \gamma_n / \eta_{n1}) e^{j\eta_{n1} t_1}) \quad (9)$$

$$p_{n2} = j \cot(\eta_{n2} t_2) \quad (10)$$

$$p_{n3} = \eta_{n2} p_{n2} - \eta_{n1} \quad (11)$$

$$p_{n4} = \eta_{n2} p_{n2} + \eta_{n1} \quad (12)$$

$$p_{n5} = p_{n0} (p_{n3} - p_{n4} e^{-j2\eta_{n2} t_1}) + p_{n4} e^{-j\eta_{n2} t_1} \quad (13)$$

$$p_{n6} = p_{n1} (p_{n3} - p_{n4} e^{-j2\eta_{n2} t_1}) + p_{n4} e^{-j\eta_{n2} t_1} \quad (14)$$

경계면 $z=t_2$ 인 경계면의 완전도체피에서 전체 전계는 사라져야만 하므로, 영역 1에서의 전계 관련 식을 정리한 후 양변에 가중함수(Weighting function)인 $e^{-jp\pi x/h}$ 를 곱한 후, 양변에 대하여 도체피 구간에 대해서 적분을 취하면 다음과 같은 선형방정식(linear equation)을 얻을 수 있다.

$$\sum_{p=-M}^M f_p Z_{pq} = V_q \quad (15)$$

$$Z_{pq} = \frac{k_0 \eta_0}{s} \sum_{n=-N}^N \left(G_{pn} \frac{P_{n7}}{P_{n5}} \right) G_{qn}^* \quad (16)$$

$$V_q = e^{jk_d \cos \phi} \left[\sum_{n=-N}^N \left[\left(p_{n7} - \frac{P_{n6} P_{n7}}{P_{n5}} \right) \delta_n \right] G_{qn}^* \right] \quad (17)$$

식 (16), (17)에서 사용된 계수 들은 경계조건을 적용 하면 다음 계수 및 수식에서 사용된 “*”는 공액복소 (Complex conjugate)를 의미하며, 적분방정식들은 다음과 같다.

$$p_{n7} = p_{n0} (1 - e^{-j2\eta_{n1} t_1}) + e^{-j\eta_{n1} t_1} \quad (18)$$

$$p_{n8} = p_{n1} (1 - e^{-j2\eta_{n1} t_1}) + e^{-j\eta_{n1} t_1} \quad (19)$$

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

$$G_{qn}^* = \int_{-h}^h e^{-j2\pi(q/w + n/s)x} dx \quad (21)$$

3. PMM의 수치계산을 위한 수식 전개[4]

PMM 방법은 사용하는 기저함수가 필요 없으며, 경계조건 만을 이용하여 수치해석 하게 된다. 우선, $z = t_2$ 인 도체띠의 경계면에서 전체 전계 \overline{E}_1^t 는 사라져야 하므로 이들 관련 식들을 정리하면 도체띠에서 만족하는 수식을 정리하면 반사계수 A_n 에 관한 식을 얻는다.

$$\sum_{n=-N}^N A_n \gamma_n e^{-j\beta_n x} = \gamma_0 e^{-j\beta_0 x} e^{j\gamma_0 t}, \quad -h \leq x \leq h \quad (22)$$

식 (23)에서 $\gamma_0 = k_0 \cos \phi$ 및 식 (3)을 참조하고, $z = t_2$ 의 경계면에서 도체띠 이외의 영역에서 자계성분은 연속이므로 관련 식을 정리하면 슬롯(slot)에서 만족하는 반사계수 A_n 에 관한 식을 얻을 수 있다[4].

$$\sum_{n=-N}^N A_n (\gamma_n p_{n2} - 1) e^{-j\beta_n x}, \quad w < x \leq s \quad (23)$$

$$= e^{-j\beta_0 x} e^{j\gamma_0 t} (1 + \gamma_0 \delta_n p_{n2})$$

식 (22), (23)는 한 주기 구간 $0 \leq x \leq s$ 의 범위에서 만족하는 수식이 되며, 수치해석시 식 (23), (24)에 대해 Dirac delta 함수와의 내적(inner product)을 수행하고 정방행렬을 역변환하면 $n=0$ 인 반사전력 $|A_0|^2$ 을 계산할 수 있다.

III. 수치해석 결과 및 검토

본 논문에서는 TM 산란 문제의 경우, 접지된 2중 유전체층 사이에 도체띠가 주기적으로 배열되어 있을 때 수치해석 방법인 FGMM 방법은 식 (6)의 기저함수를 간단한 지수함수를 사용함에 따라 참고문헌[10]에서 취급한 2중 Chebyshev 다항식을 사용할 때 보다 빠르게 수치계산 결과를 얻을 수 있다. 왜냐하면 closed form 이 없는 경우는 수치적분을 별도로 수행해야 하므로 시간이 많이 요구되기 때문이다.

식 (15)을 이용하여 정방행렬 메트릭스를 역변환하여 미지의 계수 f_p 를 구한 후, 식 (6)에 대입하여 도체띠에 유도되는 전류밀도의 크기, 식 (7)을 이용하여 FGMM 을 이용한 반사전력 $|A_0|^2$ 을 계산할 수 있으며, 행렬의 크기 $p=q = [-M:M]$, $n=[-N:N]$ 에서 $M=20$, $N=100$ 으로 메트릭스의 크기를 한정하였다[8, 9].

또한 식 (22)과 (23)을 이용하여 PMM을 이용한 반사전력 $|A_0|^2$ 계산할 수 있으며, $n=[-N:N]$ 일 때 $N=100$ 으로 크기를 한정하였다[4, 7].

각 유전체층의 두께 t_1 및 t_2 , 저항띠의 폭(w), 주기(s)의 단위는 파장 $[\lambda]$ 으로 단위는 생략하며, 지면의 한계로 각 유전체 층의 두께와 비유전율은 동일한 경우만 취급하기로 한다.

그림 2, 3, 4는 입사각에 따른 도체띠에 유도되는 전류밀도의 크기를 나타내었으며, $s=1.2$, $w=1$ 및 유전체 층의 두께 $t_1=t_2$ 및 비유전율 $\epsilon_{r1}=\epsilon_{r2}$ 인 동일한 경우 만을 취급하였다.

그림 2는 수직입사시, 유전체 층의 두께 $t_1=t_2=0.1$, 비유전율 $\epsilon_{r1}=\epsilon_{r2}$ 의 값을 증가시켰을 때, 도체띠에 유도되는 전류밀도의 크기의 수치계산 결과가 좌우대칭으로 보아 수치계산의 타당성이 입증되었고, 도체띠 양끝에서는 전류밀도의 크기가 급격히 상승하고 있다는 것을 알 수 있으며, 그림 3은 입사각이 30도, 그림 4는 입사각이 60도인 경우에 대해 수치해석한 것으로 입사각이 60도인 경우가 입사각이 30도인 경우보다 유도되는 전류밀도의 크기가 감소하고 있다는 보여주는 것으로 비스듬히 입사하는 각도가 클수록 유도되는 전류밀도의 크기가 감소하고 있음을 보여 준다.

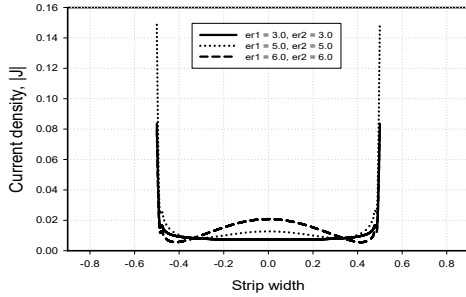


그림 2. 수직입사시 저항띠 위의 전류밀도 크기
 Figure 2. Magnitude of Current density on resistive strip at normal incidence

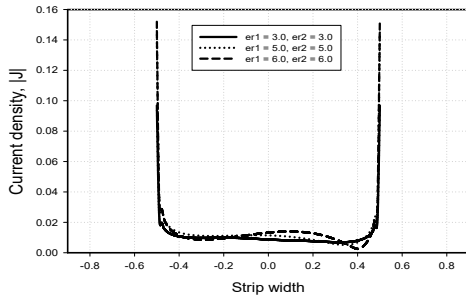


그림 3. 입사각 30도에서 저항띠 위의 전류밀도 크기
 Figure 3. Magnitude of Current density on resistive strip at incident angle of 30 degrees

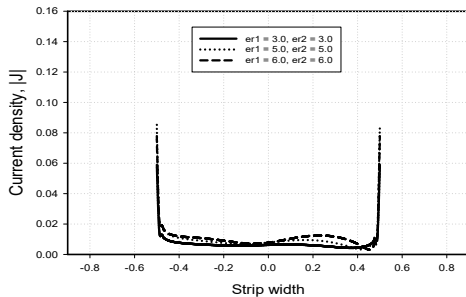


그림 4. 입사각 60도에서 저항띠 위의 전류밀도 크기
 Figure 4. Magnitude of Current density on resistive strip at incident angle of 60 degrees

그림 5는 수직입사시, 격자상수 $s = 1.2$, 비유전율 $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 2$ 일 때, 유전체 층의 두께 $t_1 = t_2$ 를 증가시켜서 반사전력을 계산한 것으로, 전반적으로 두께가 증가하면 전반적으로 반사전력은 증가하였으며, 급변하는 반사전력의 최소 값들은 스트립 폭이 증가하는 방향으로 이동하였으며, 그림 5의 범례에 표시된 “●” 와 “▲”

는 PMM의 수치계산 결과를 보여주는 것으로 본 논문의 FGMM과 PMM을 이용한 2가지 다른 수치계산 방법의 결과가 수치해석 방법의 차이로 약간의 차이는 있지만 거의 일치하여 본 논문의 타당성을 입증하였다. 또한 범례에 표시된 “○”은 참고문헌[4]에서 취급한 수치계산 결과로서 수직입사시, $s = 1.2$, $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1$, $t_1 = t_2 = 0.4$ 일 때 수치계산한 반사전력으로 수치결과가 잘 일치하여 수치계산의 타당성을 검증하였다.

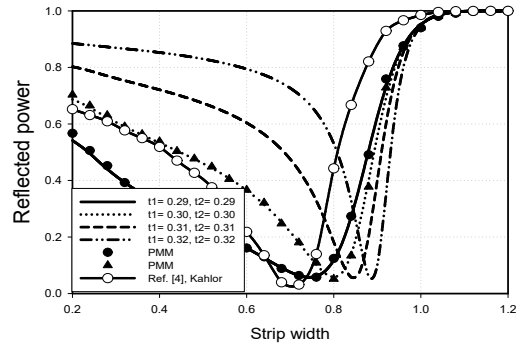


그림 5. 수직입사시 유전층의 두께에 대한 반사전력
 Figure 5. Reflected power for thickness of dielectric layers at normal incidence

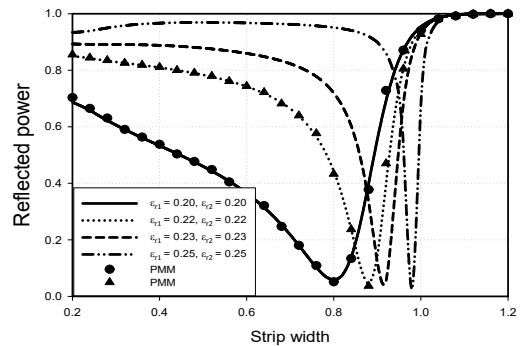


그림 6. 수직입사시 비유전율에 대한 반사전력
 Figure 6. Reflected power for relative permittivity at normal incidence

그림 6은 수직입사시, 주기 $s = 1.2$, 유전체 층의 두께 $t_1 = t_2 = 0.3$ 일 때 비 유전율 $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2}$ 의 값들이 증가할수록 전반적으로 반사전력은 증가하였고, 급변하는 반사전력의 최소 값들은 스트립 폭이 증가하는 방향으로 이동하였다. 이러한 현상은 입사각 이외의 다른 방향으로 산란되며, 이를 ‘Wood anomaly’라고 언급한 바

있으며[4], 그림 6의 범례는 그림 5에서 언급하였다.

IV. 결 론

본 논문에서는 접지된 2중 유전체층 사이에 매우 얇은 도체띠가 주기적으로 배열되어 있을 때 수치해석 방법인 FGMM과 PMM의 2가지 다른 수치해석 방법을 이용하여 수치계산하였고, 2가지 수치계산들의 결과를 비교했을 때 수치해석 방법의 차이는 있지만 거의 일치하여 본 논문의 타당성을 검증하였다.

지면의 한계로 각각의 유전체 층의 두께와 비유전율은 동일한 경우만을 취급하였으며, 전반적으로 각 유전체층의 두께와 비유전율이 증가하면 반사전력은 증가하고, 급변하는 반사전력의 최소 값들은 스트립 폭이 증가하는 방향으로 이동되며, 입사각 이외의 다른 방향으로 산란된다고 사료된다.

앞으로 다른 형태의 구조에 대하여 수치해석 방법인 PMM과 FGMM을 적용하여 수치해석할 수 있을 것으로 기대되어 지속적인 연구가 필요하다.

References

- [1] M. Ando & 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 & 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. Kalthor, "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 & 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] U. J. Yoon, "Solution of TM Scattering by a Conductive Strip Grating Over the Grounded two Dielectric layers with Edge Boundary Condition," *Journal of Korea Navigation Institute(JKNI)*, Vol. 17, No. 4, pp. 429-434, 2013. DOI: <http://dx.doi.org/10.7236/JIIBC.2017.17.2.83>
- [8] U. J. Yoon, "Analysis of TE Scattering by a Conductive Strip Grating Between a Double Dielectric Layer," *Journal of the Institute of Internet, Broadcasting and Communication(JIIBC)*, Vol. 19, No. 2, pp. 47-52, 2019. DOI: <https://doi.org/10.7236/JIIBC.2019.19.2.47>
- [9] U. J. Yoon, "Analysis of H-polarized Electromagnetic Scattering by a Conductive Strip Grating Between a Grounded Double Dielectric Layer Using FGMM," *Journal of the Institute of Internet, Broadcasting and Communication(JIIBC)*, Vol. 20, No. 1, pp. 83-88, 2020. DOI: <http://dx.doi.org/10.7236/JIIBC.2020.20.1.83>
- [10] Y. S. Choi & S. I. Yang "Analysis of E-polarized Plane Wave Scattering by a Tapered Resistive Strip Grating in a Grounded Double Dielectric Layer," *The Journal of Korean Institute of Electromagnetic Engineering and Science(JKIEES)*, vol. 18 , no. 6, pp. 656-663, June 2007.