

# 接地平面위에 2개의誘電體層을 가지는 導體띠 格子構造에서의 電磁波散亂 解析 (Analysis of the Electromagnetic Scattering by Conducting Strip Gratings with 2 Dielectric Layers on a Grounded Plane)

김 용 언\*      방 성 일\*\*  
(Yong Yon Kim) (Sung Il Bang)

**요 약** 본 논문에서는 접지평면위에 2개의 유전체 층을 가지는 완전도체 격자구조에서의 전자파 산란 문제를 간단한 방수치해석 방법으로 잘 알려진 PMM 방법을 적용하여 입사각에 따라 수치해석하였다. 산란 전자계는 Floquet 모드 함수의 급수로 전개하였다. 경계조건은 미지의 계수를 구하기 위하여 적용하였고, 도체의 경계조건은 접선성분의 전계와 스트립 위의 전류와의 관계를 위해 적용하였다. 입사각이 수직일 때 비유전율이 증가함에 따라 기하광학적 반사전력의 변하는 최소점은 스트립 폭이 높은 값으로 이동한다는 것은 주목되며, 이때 수직입사시 대부분의 전력은 다른 각도의 방향으로 산란된다.

**Abstract** In this paper, Electromagnetic scattering problem by a perfectly conducting strip grating with 2 dielectric layer on a grounded plane by incidence of a electric wave is analyzed by applying the PMM (Point Matching Method) known as a simple procedure. The scattered electromagnetic fields are expanded in a series of Floquet mode functions. The boundary conditions are applied to obtain the unknown field coefficients and the conducting boundary condition is used for the relationship between the tangential electric field and the electric current density on the strip. When the incident angle is normal incidence, the minimum value of the geometrically normalized reflected power according as relative permittivity is increased, it should be noted that the value of the strip width gets moved toward high value. Then most energy by a normal incident wave is scattered in direction of the other angles except normal incident angle.

## 1. 서 론

격자구조(strip grating)에 대한 문제는 반사나 투과 현상을 취급하기 위해서 일찍이 많은 연구가 있어 왔으며, 또한 이러한 격자구조에 의한 산란문제는 광학, 필터, 레이더, 안테나 및 전자기학 분야에서 널리 이용되어 왔으며, 여러 연구자들에 의해서 많은 관심을 가져왔다[1]-[11]. 광학에서는 이러한 구조들을 회절격자의 사용에 이용하고 있으며, reflector antenna system,

wave polarizer, artificial dielectrics, side lobe suppression angular filter 및 polarization twisters의 구성 등에 관한 연구가 활발히 진행되고 있다[1]-[3].

격자구조에 도체를 사용한 기본 문제로서 Richmond[4]는 자유공간상에서 스트립에 유도되는 미지의 유도전류를 간단히 푸리에 급수로 전개함에 있어 모서리 경계조건을 함께 적용하여 수치 계산하여 모서리 경계조건을 적용한 경우가 그렇지 않은 경우보다 매트릭스의 역변환 시에 수치계산시간을 절약할 수 있었다. 그리고 저항띠를 가진 경우는 파수영역에서 spectral-Galerkin 모멘트 법을 이용하여 수치해석하였다[5]-[7]. 도체 격자구조에 의한 산란 문제에 대해 좀 더 좋은 반사성질을 얻기 위하여 접지층 위에 유전체 층을 가진 경우[8, 9]에 대해 간단한 수치방

\* 인천전문대학 통신과 교수  
\*\* 단국대학교 전자공학과 조교수

법인 PMM (point matching method)을 이용하여 수치 계산하였으며, 그 후 좀더 개선된 방법인 FGMM (Fourier-Galerkin Moment Method)법을 이용하여 수치 해석한 바 있다[10, 11].

기존의 참고문헌 [10, 11]에서 취급한 유전체 층에 관한 산란문제는 도체피에 유도되는 전기전류에 의해 입사전계가 존재하는 영역에서의 산란 전자계와 유전체 층에 존재하는 전자계가 같다는 이론에 입각하여 수치계산을 하였다. 이는 도체피에 유도되는 전기전류에 의해 입사전계가 존재하는 영역의 산란 전자계와 동일하게 유전체 층에서도 존재한다는 의미를 가지고 있다.

본 논문에서는 기존의 참고문헌[9]의 단일 유전체 층의 문제를 그림 1과 같이 2개의 유전체 층의 문제로 확장, 전개하여 각 층의 유전을 및 두께의 변화가 반사전력을 구함에 있어 어떠한 변화를 주고 있는지 수치해석을 통하여 논의해 보고자 함이 본 논문의 목적이다. 본 논문의 접지층 위에 2개의 유전체 층을 가지는 경우에 대해 간단한 수치해석 방법으로 알려진 PMM을 적용하여 정규화된 기하광학 반사전력(reflected power)을 수치계산하였다. 또한 입사전계가 존재하는 영역에서 입사전자계와 산란전자계의 합인 전체 전자계와 유전체 층에서의 전체 전자계가 같다는 이론에 입각하여 각 경계면에서의 경계조건을 적용하여 기하광학적 반사전력을 수치계산하게 된다. 그리고 산란 전자계는 Floquet 모드 함수의 급수로 전개하였으며, 각 영역의 경계면에서 전자파의 연속정리를 이용하여 수치계산하였고, 수치계산을 위한 격자상수로는 스트립 주기를 고정시키고 영역 2와 3의 유전을 및 두께, 그리고 스트립 폭(strip width)과 격자주기(strip spacing)의 비를 변화시켰을 때 수치계산하였고 도체피는 매우 얇고, 무한히 긴 경우를 취급하였으며, 이때 시간함수는  $e^{-j\omega t}$  로 가정하고 앞으로 모든 식에서 생략하기로 한다.

## 2. 문제의 구조해석

문제의 구조는 그림 1과 같이 E-분극 평면파가 가장자리에 나란하게  $\phi$ 의 각도로 비스듬히 입사하고, 접지된 유전체 층 위에 완전도체피가  $y$  방향으로 무한하게 배열되어 있다. 도체 격자는  $x-y$  평면상에 위치하고 있으며,  $x$  방향으로 주기적으로 배열되어 있다. 그림 1에서 스트립 주기는  $s$ , 스트립 폭은  $w$ 이며, 영역 2 및 3의 비유전율(relative permittivity)은  $\epsilon_{r2}$  및  $\epsilon_{r3}$  이며, 영역 2와 영역 3의 유전체 두께는 각각  $t_2$  및  $t_1$ 이며, 유전체

층의 전체두께는  $t = t_1 + t_2$ 이다.

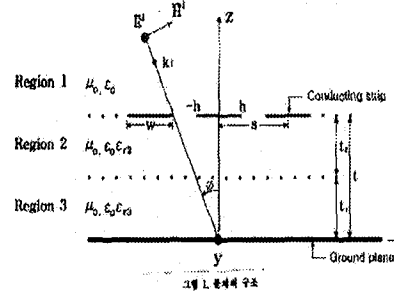


그림 1. 문제의 구조  
Fig. 1

문제의 구조에 입사되는 전계  $\vec{E}^i$  및 접선성분의 자계  $\vec{H}^i$  는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\vec{E}^i = \hat{a}_y E_0 e^{-j\beta_0 x} e^{j\gamma_0 z} \quad (1)$$

$$\vec{H}^i = \frac{E_0}{\omega\mu_0} (\gamma_0 \hat{a}_x + \beta_0 \hat{a}_z) e^{-j\beta_0 x} e^{j\gamma_0 z} \quad (2)$$

여기서  $\beta_0 = k_0 \sin \phi$ ,  $\gamma_0 = k_0 \cos \phi$ ,  $k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$  이며,  $k_0$ 는 매질의 전파상수(propagation constant)이고,  $\mu_0$ ,  $\epsilon_0$ 는 자유공간의 투자율(permeability) 및 유전율(permittivity),  $E_0$ 는 입사전계의 진폭으로서 본 논문에서는 1로 정규화하였다.

영역 1에서 접선성분의 전체 산란전계  $\vec{E}^s$  및 산란자계  $\vec{H}^s$  는 다음과 같은 평면파(plane wave)의 합으로 표시할 수 있다.

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

$$\vec{H}^s = -\hat{a}_x \sum_{n=-N}^N \frac{A_n \gamma_n}{\omega\mu_0} e^{-j\beta_n x} e^{-j\gamma_n(z-t)} \quad (4)$$

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

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

영역 2( $t_1 \leq z \leq t$ )의 구간에서 접선성분의 전체 전계  $\overline{E_{II}^{tot}}$  및 자계  $\overline{H_{II}^{tot}}$ 는 다음과 무한급수의 합으로 표현할 수 있다.

$$\overline{E_{II}^{tot}} = \hat{a}_y \sum_{n=-N}^N (B_n e^{-j\beta_n x} e^{-j\eta_n z} + C_n e^{-j\beta_n x} e^{j\eta_n z}) \quad (6)$$

$$\overline{H_{II}^{tot}} = \hat{a}_x \left( \sum_{n=-N}^N \frac{-B_n \eta_n}{\omega \mu_0} e^{-j\beta_n x} e^{-j\eta_n z} + \frac{C_n \eta_n}{\omega \mu_0} e^{-j\beta_n x} e^{j\eta_n z} \right) \quad (7)$$

여기서  $B_n$ 과  $C_n$ 은 구해야 할 미지의 계수이며,  $\eta_n$ 은 다음과 같이 2가지 모드로 구분하여 표시할 수 있다.

$$\eta_n = \begin{cases} \sqrt{k_1^2 - \beta_n^2}, & k_1^2 > \beta_n^2 \\ -j\sqrt{\beta_n^2 - k_1^2}, & k_1^2 < \beta_n^2 \end{cases} \quad (8)$$

여기서  $k_1 = \omega\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r} = k_0\sqrt{\epsilon_r}$ 이다.

영역 3( $0 \leq z \leq t_1$ )의 구간에서 접선성분의 전체 전계  $\overline{E_{III}^{tot}}$  및 자계  $\overline{H_{III}^{tot}}$ 는 다음과 무한급수의 합으로 표현할 수 있다.

$$\overline{E_{III}^{tot}} = \hat{a}_y \sum_{n=-N}^N (D_n e^{-j\beta_n x} e^{-j\eta_n z} + E_n e^{-j\beta_n x} e^{j\eta_n z}) \quad (9)$$

$$\overline{H_{III}^{tot}} = \hat{a}_x \left( \sum_{n=-N}^N \frac{-D_n \eta_n}{\omega \mu_0} e^{-j\beta_n x} e^{-j\eta_n z} + \frac{E_n \eta_n}{\omega \mu_0} e^{-j\beta_n x} e^{j\eta_n z} \right) \quad (10)$$

여기서  $D_n$ 과  $E_n$ 은 구해야 할 미지의 계수이며,  $\eta_{n2}$ 은 다음과 같이 2가지 모드로 구분하여 표시할 수 있다.

$$\eta_{n2} = \begin{cases} \sqrt{k_2^2 - \beta_n^2}, & k_2^2 > \beta_n^2 \\ -j\sqrt{\beta_n^2 - k_2^2}, & k_2^2 < \beta_n^2 \end{cases} \quad (11)$$

여기서  $k_2 = \omega\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{r3}} = k_0\sqrt{\epsilon_{r3}}$ 이다.

지금까지 사용된 미지의 계수를 구하기 위해 경계조건을 적용한다. 영역 1과 2의 경계면  $z=0$ 인 접지평면(ground plane)에 대해서 접선성분의 전체전계는 접지평면에서 사라져야만 하므로 식 (9)로부터 다음 식을 구할 수 있다.

$$E_n = -D_n \quad (12)$$

그리고  $z=t_1$ 의 경계면에서 접선성분의 전계 및 자계는 연속이어야 하므로 다음식이 성립한다.

$$\overline{E_{II}^{tot}} - \overline{E_{III}^{tot}} = 0 \quad (13)$$

$$\overline{H_{II}^{tot}} - \overline{H_{III}^{tot}} = 0 \quad (14)$$

식 (13)과 (14)의 경계조건과 식 (12)를 이용하면 다음과 같이  $C_n$ 을  $B_n$ 으로 표시할 수 있다.

$$C_n = \frac{p_{n2}}{p_{n1}} B_n \quad (15)$$

여기서

$$p_{n1} = 0.5 \left\{ e^{-j\eta_{n1} t_1} \left( 1 + \frac{\eta_{n2}}{\eta_{n1}} \right) - e^{j\eta_{n1} t_1} \left( 1 - \frac{\eta_{n2}}{\eta_{n1}} \right) \right\} e^{j\eta_{n1} t_1} \quad (16)$$

$$p_{n2} = 0.5 \left\{ e^{-j\eta_{n2} t_1} \left( 1 - \frac{\eta_{n2}}{\eta_{n1}} \right) - e^{j\eta_{n2} t_1} \left( 1 + \frac{\eta_{n2}}{\eta_{n1}} \right) \right\} e^{-j\eta_{n2} t_1} \quad (17)$$

이다. 또한  $z=t$ 인 영역 1과 영역 2의 경계면에서 접선성분의 전체전계는 연속이어야 하므로 다음과 같은 경

제조조건이 성립한다.

$$\overline{E}_I^{tot} - \overline{E}_{II}^{tot} = 0 \quad (18)$$

식 (18)에서 영역 1의 전체전계.  $\overline{E}_I^{tot}$ 는 입사전계와 산란자계의 합으로 표현되며, 식(1), (3), (6), (18)을 이용하여 정리하면 다음과 같이 표현된다.

$$E_0 e^{-i\beta_0 x} e^{j\gamma_0 t} + \sum_{n=-N}^N A_n e^{-i\beta_n x} = \sum_{n=-N}^N e^{-i\beta_n x} (B_n e^{-j\eta_n t} + C_n e^{j\eta_n t}) \quad (19)$$

또한 식 (19)에서 x의 모든 항에 대하여 등식이 성립해야 하므로 지수함수 항은 선형적으로 독립이며, 식 (15)와 식 (19)의 관계식을 이용하면 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$B_n = \frac{1}{p_{n3}} (E_0 e^{j\gamma_0 t} \delta_n + A_n) \quad (20)$$

여기서  $\delta_n$ 는  $n=0$ 일 때만 1이고,  $n \neq 0$ 의 경우는 0인 Kronecker delta 함수이며,

$$p_{n3} = e^{-j\eta_n t} + \frac{p_{n2}}{p_{n1}} e^{j\eta_n t} \quad (21)$$

이다. 그리고  $z=t$  인 경계면에서 완전도체피에 대해 완전도체의 경계조건을 적용하면 다음과 같다.

$$\overline{E}_I^{tot} = \overline{E}^i + \overline{E}^s = 0 \quad (22)$$

또한 식 (1), (3), (15), (20), (22)를 이용하면 다음과 같이  $A_n$ 의 항으로 표현할 수 있다.

$$\sum_{n=-N}^N A_n e^{-i\beta_n x} = -E_0 e^{-i\beta_0 x} e^{j\gamma_0 t}, \quad 0 \leq x \leq w \quad (23)$$

그리고  $z=t$  에서 스트립 이외의 영역인 접선성분의 자체성분은 연속이어야 하므로 다음 식이 성립한다.

$$\overline{H}_I^{tot} - \overline{H}_{II}^{tot} = 0 \quad (24)$$

식 (24)에서 영역 1에서의 전체전계  $\overline{H}_I^{tot}$ 는 입사자계와 산란자계의 합으로 표현되며, 식 (20)과 경계조건인 식 (24)를 이용하면  $A_n$ 의 항으로 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\sum_{n=-N}^N A_n e^{-i\beta_n x} (\gamma_n - \frac{p_{n2}}{p_{n3}}) = E_0 e^{-i\beta_0 x} e^{j\gamma_0 t} (\gamma_0 + \frac{p_{n2}}{p_{n3}}), \quad w < x \leq s \quad (25)$$

여기서

$$p_{n2} = \eta_{n2} \left( e^{-j\eta_{n2} t} - \frac{p_{n2}}{p_{n1}} e^{j\eta_{n2} t} \right) \quad (26)$$

이다. 식 (23)과 식 (25)는 한 주기 구간인  $0 \leq x \leq s$ 의 범위에서 미지의 계수  $A_n$ 을 구하기 위해서  $(2N+1)$ 개의 등 간격으로 나누어 수치계산하게 된다. 그리고 식 (23)과 식 (25)에서 Dirac 델타함수(delta function)와의 내적(inner product)을 행한 후 메트릭스를 역변환하여  $n=0$ 인 정규화된 기하광학적 반사전력(reflected power)  $|A_0|^2$ 을 구하게 된다.

### 3. 수치계산 결과 및 검토

본 논문에서 제안된 PMM 방법을 이용하여 접지된 유전체 층 위에 도체피의 격자구조가 주기적으로 배열되어 있을 때 기하광학적 반사전력을 구하는 것이 본 논문의 목적이다. 본 논문을 수치 해석하기 위해서는 식 (23)과 식 (25)를 이용하여 구하는데 이들 식에서는 메트릭스가 이론적으로는 무한대의 크기를 가지나, 수치해석을 하기 위해서는 어느 정도로 메트릭스의 크기를 한정하여 구할 수밖에 없다. 따라서 본 논문에서는 식 (23)과 (25)식에서  $N=100$ 을 가진다. 즉,  $n$ 은  $-100$ 에서  $100$ 까지의  $201$ 개의 요소를 가지는 메트릭스를 가지며, 미지의 계수  $A_n$ 을 구하기 위해서는 역변환이 이용된다.

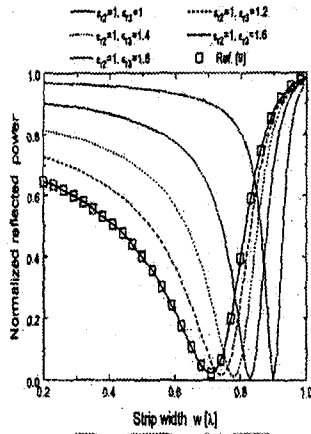


그림 2.  $\epsilon_{r2}$  에 대한 스트립 폭에 따른 정규화된 기하광학적 반사전력  
( $s=1.2\lambda$ ,  $\epsilon_{r1}=\epsilon_{r2}=1$ ,  $\epsilon_{r3}=1$  and  $\phi=0^\circ$ )

Fig. 2

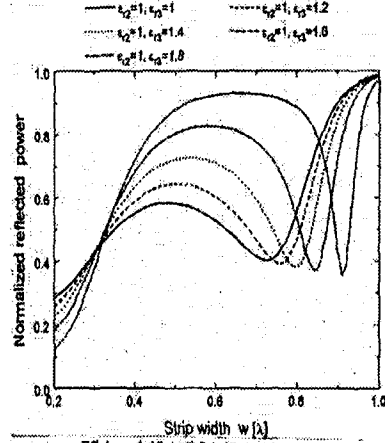


그림 4.  $\epsilon_{r3}$  에 대한 스트립 폭에 따른 정규화된 기하광학적 반사전력  
( $s=1.2\lambda$ ,  $\epsilon_{r1}=\epsilon_{r2}=0.2\lambda$ ,  $\epsilon_{r3}=1$  and  $\phi=0^\circ$ )

Fig. 4

메트릭스의 크기가 작아지면 구하고자 하는 해의 수렴도 및 정확성이 없어지므로 메트릭스의 크기를  $N=100$ 으로 설정하여 해의 수렴도를 확인할 수 있었다.

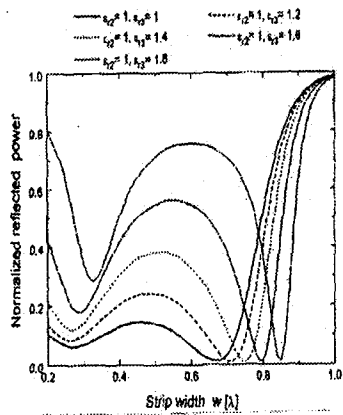


그림 3.  $\epsilon_{r3}$  에 대한 스트립 폭에 따른 정규화된 기하광학적 반사전력  
( $s=30\lambda$ ,  $\epsilon_{r1}=\epsilon_{r2}=0.2\lambda$ ,  $\epsilon_{r3}=1$  and  $\phi=0^\circ$ )

Fig. 3

그림 2에서 그림 4까지는 주기  $s=1.2[\lambda]$ , 영역 2와 3의 두께  $t_1=t_2=0.2[\lambda]$ 일 때 스트립 폭  $w$ 를 0.2에서  $1[\lambda]$ 까지 변화시켰을 때 기하광학적 반사전력을 수치계산하였다. 이때 영역 2의 비유전율  $\epsilon_{r2}=1$ 로 하고, 영역 3의 비유전율의 값  $\epsilon_{r3}=1, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8$ 로 변화시켰다. 그림 2는 수직입사시의 기하광학적 반사전력을 나타낸 것으로  $\epsilon_{r3}$ 의 값이 증가함에 따라 작은 경우보다 스트립 폭이 커지는 방향으로 변곡점이 이동함을 알 수 있으며, 또한 전반적으로  $w=0.7[\lambda]$  이하에서 반사전력이 유전체의 비유전율이 크면 클수록 더욱 많이 반사됨을 의미하므로 타당성이 있다고 할 수 있으며, 표시 □는 참고문헌[9]의 수치해석 결과를 나타낸 것으로 본 논문의 수치결과의 타당성을 입증하였다. 그림 3은 입사각이 30도 경우의 기하광학적 반사전력을 나타낸 것으로  $w=0.7[\lambda]$  이하에서 전반적으로 그림 2와 같이 반사전력이 유전체의 비유전율이 크면 클수록 더욱 많이 반사됨을 알 수 있다. 그림 4는 입사각이 60도 인 경우를 나타낸 것으로  $w=0.3[\lambda]$  이하에서 반사전력이 역전하는 경우가 발생하였다. 이는 스트립 폭이 작아짐에 따라 접지층에 반사되는 양이 입사각에 따라 민감하게 작용한다는 사실을 알 수 있다.

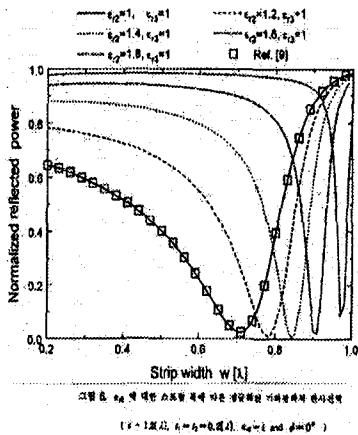


Fig. 5

그림 5는 그림 2와 비교하기 위하여 나타낸 것으로  $s=1.2[\lambda]$ , 영역 2와 3의 두께  $t_1=t_2=0.2[\lambda]$ 일 때 스트립 폭  $w$ 를 0.2에서  $1[\lambda]$ 까지 변화시켰을 때 기하광학적 반사전력을 수치계산하였다. 이때 영역 3의 비유전율의 값  $\epsilon_{r3}=1$ , 영역 2의 비유전율  $\epsilon_{r2}=1, 1.2, 1.4, 1.6, 1.8$ 로 변화시켰을 때 기하광학적 반사전력을 계산하였다. 이때 그림 2의 경우보다 그림 5의 경우가 변곡점의 이동이 스트립이 큰 값에서 이루어짐을 알 수 있다.

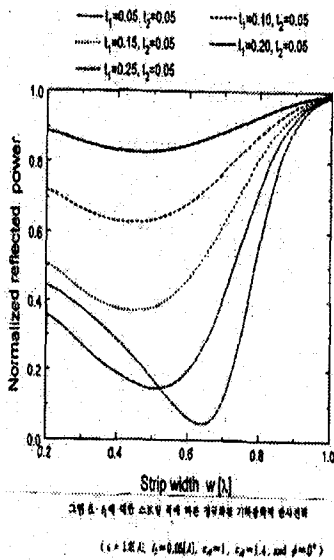


Fig. 6

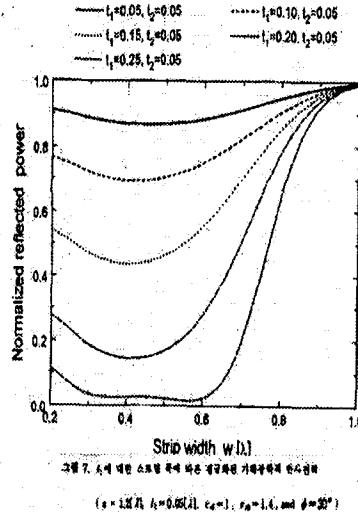


Fig. 7

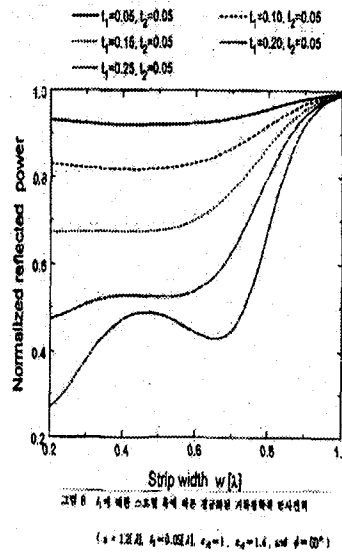


Fig. 8

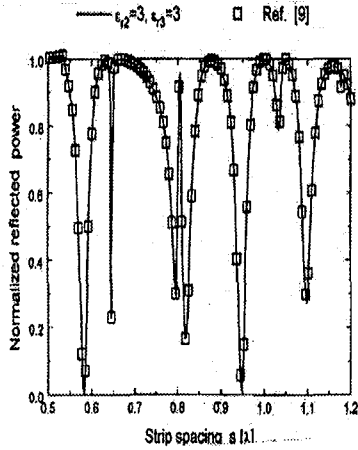


Fig. 9

그림 6에서 그림 8까지는 주기  $s = 1.2 [\lambda]$ , 영역 2와 3의 비유전율 값  $\epsilon_{r2} = 1$ ,  $\epsilon_{r3} = 1.4$  일 때 스트립 폭  $w$ 를 0.2에서  $1 [\lambda]$ 까지 변화시켰을 때 기하광학적 반사전력을 수치계산하였다. 이때 영역 3의 두께  $t_1 = 0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.25 [\lambda]$ 으로 변화시켰으며, 영역 2의 두께  $t_2 = 0.05 [\lambda]$ 로 하여 수치계산하였다. 그림 6은 수직입사의 경우로서 전반적으로 영역 3의 작을수록 반사층이 가까운 경우가 되므로 반사전력이 크게 나타남을 알 수 있으며,  $t_2 = 0.25 [\lambda]$ 의 경우 스트립 폭  $w = 0.52 [\lambda]$ 이하에서  $t_2 = 0.2 [\lambda]$ 의 경우보다 반사전력이 크게 나타남을 알 수 있다. 이는 스트립 격자주기에서 발생하는 특이한 현상이라 할 수 있으며, 이 부근에서는 다른 방향으로 많은 고조파가 발생하여 산란되는 양이 많기 때문에 상대적으로 반사되는 전력이 작게 나타나는 현상이라고 할 수 있다. 그림 7과 8은 입사각이 30도 및 60도인 경우의 기하광학적 반사전력을 계산한 것으로 전반적으로 두께가 작은 곳에서 더 많은 반사전력을 나타냄을 알 수 있는 것으로 타당성이 있다고 할 수 있다.

그림 9는 스트립 주기와 접지층의 두께를 같게 한 경우 즉,  $s = t [\lambda]$ , 스트립 폭  $w = s/2 [\lambda]$ , 비유전율  $\epsilon_{r2} = \epsilon_{r3} = 3$  및 입사각  $\phi = 60^\circ$  를 가질 때 스트립 주기와 기하광학적 반사전력의 크기를 비교한 것으로 60도의 각도로 입사하게 되는 경우 여러 개의 급변점이 발생함을 알 수 있다. 이는 스트립의 격자의 주기 및 폭이 입사각과 민감하게 작용한다는 사실을 알 수 있다. 따라서 반사를 크게 하기 위해서 접지층을 쓰고있는 산란체의 경우 적절한 주기와 스트립 폭 및 각도를 고려해서 설계

되어야 할 것으로 판단되며, 이는 reflector antenna system, wave polarizer, artificial dielectrics, side lobe suppression angular filter 및 polarization twisters의 구성 등에 관한 연구가 활발히 진행되고 있다.

#### 4. 결 론

본 논문에서 제안된 PMM 방법을 이용하여 접지평면 위에 2개의 유전체 층을 가지는 도체띠의 격자구조에서의 기하광학적 반사전력을 구하는 것이 본 논문의 목적이다. 본 논문을 수치해석하기 위해서는 식 (23)과 (25)를 이용하여 구하는데  $N=100$ 을 가진다. 따라서  $n$ 은  $-100$ 에서  $100$ 까지의 201 요소를 가지는 매트릭스이다. 또한 식 (23)과 (25)에서 미지의 반사계수  $A_n$ 을 구하기 위해서는 역변환이 이용되며, 본 논문은 참고문헌 [9]의 단순한 구조보다 복잡한 구조로 각 층의 유전을 및 두께를 변화시켰으므로 구하고자 하는 해의 변화가 매우 다르게 나타남을 알 수 있었다.

본 논문에서 제안된 구조를 수치해석한 결과로 접지된 유전체 반사층의 두께가 작을수록 큰 경우보다 반사전력의 크기가 커지는 경향을 알 수 있으며, 또한 수직입사시 비유전율 값이 커질수록 반사전력의 최소점이 스트립 폭의 두께가 커지는 값으로 변곡점이 이동한다는 사실을 알 수 있었으며, 이는 접지된 유전체 층의 구조를 가지는 경우의 특이한 현상이라고 할 수 있다. 이러한 전자파 산란 분야는 현재 reflector antenna system, wave polarizer, artificial dielectrics, side lobe suppression angular filter 및 polarization twisters, radar system 등의 구성에 관한 연구가 활발히 진행되고 있다.

본 논문에서 적용된 수치해석 방법인 PMM 방법 이외에 FGMM 방법을 이용하여 수치해석이 가능할 것으로 기대되며, 이 두가지 수치해석의 결과를 비교하여 다음 기회에 논문을 발표하고자 하며, 본 논문의 해석방법을 이용하여 좀 더 발전된 접지된 다층 유전체의 격자구조를 해석하는데 기본적인 수치자료로 이용할 수 있을 것으로 기대된다. 또한 본 논문은 접지된 유전체층위예의 저항띠가 있는 경우 및 H-분극 전자파가 입사하는 경우에 대해서도 확대 적용할 수 있을 것으로 기대된다.

#### 참 고 문 헌

- [1] C. Dragone, "New Grids for Improved Polarization Dplexing 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] 윤의중 외, "저항띠 양끝에서 무한대로 변하는 저항율을 갖는 주기격자구조에 의한 E-분극 반사계수", 대한전자공학회 논문지 제31권 A편 2호, pp. 162-168, 1994.

[8] H. A. Kalhor and M. Ilyas, "Scattering of Plane Electromagnetic Waves by a Grating of Conducting Cylinders Embedded in a Dielectric Slab over a Ground Plane," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-30, pp. 576-579, 1982.

[9] 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, pp. 147-151, 1988.

[10] 조영기 외, "유전체판 상의 스트립 격자구조에 대한 TM-산란", 대한전자공학회 하계학술발표 논문집, 제13권 제1호, pp. 86-88, 1990.

[11] Y. K. Cho, et al, "Analysis of Electro-magnetic Scattering by Periodic Strips on Grounded Dielectric Slab", IEEE Trans. Antennas Propagat. Sympo. Digest, vol. 1, pp. 511-517, 1995.