

접지평면위에 2개의 유전체층을 가지는 저항띠 격자구조에서의 전자파산란 해석

윤익중*

요 약

본 논문에서는 접지평면위에 2개의 유전체 층을 가지는 저항띠 격자구조에서의 전자파 산란 문제를 수치해석 방법으로 잘 알려진 PMM 방법을 적용하여 저항띠의 저항율, 유전체층의 비유전율 및 두께, 입사각에 따라 수치해석하였다. 산란 전자계는 Floquet 모드 함수의 급수로 전개하였다. 경계조건은 미지의 계수를 구하기 위하여 적용하였고, 저항띠의 경계조건은 접선성분의 전계와 스트립 위의 전류와의 관계를 위해 적용하였다. 유전체층의 비유전율 및 두께가 커질수록 정규화된 반사전력이 커짐을 알 수 있었고, 스트립 폭의 값이 왼쪽에서 오른쪽으로 가면서 큰 값으로 이동하였다. 그리고 본 논문의 저항율이 영일 때 기존의 논문과 비교하여 매우 일치하였으며, 급변점에서의 대부분의 에너지는 입사각 이외의 다른 방향으로 산란된다.

1. 서론

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 전자공학 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 프리에 급수로 전개함에 있어 모서리 경계조건을 함께 적용하여 수치 계산했을 때 모서리 경계조건(edge boundary condition)을 적용한 경우가 그렇지 않은 경우보다 매트릭스의 역변환 시에 수치계산시간을 절약할 수 있었다. 그리고 자유공간상에서 저항띠를 가진 경우는 파수영역에서 spectral-Galerkin 모멘트법(moment method)을 이용하여 수치해석하였으며^{[5]-[7]}. 완전도체띠(perfectly conducting strip) 격자구조에 의한 산란 문제에 대해 좀 더 좋은 반사성질을 얻기 위하여 접지층 위에 유전체 층을 가진 경우^[8, 9]에 대해 수치방법중의 하나인 PMM(point matching method)을 이용하여 수치 계산하였고, 그 후 좀더 개선된 방법인 Fourier-Galerkin 모멘트 법을 이용하여 수치 해석한 바 있다^[10, 11].

* 가천대학교 전자통신과 교수

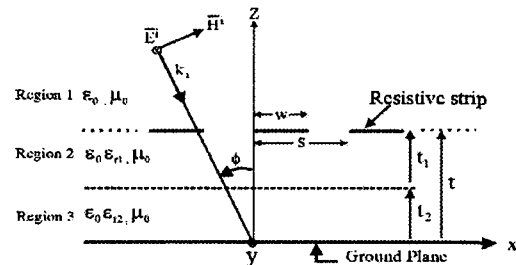
기존의 참고문헌 [10, 11]에서 취급한 유전체 층에 관한 산란문제는 완전도체피에 유도되는 전기전류에 의해 입사전계가 존재하는 영역에서의 산란 전자계와 유전체 층에 존재하는 전자계가 같다는 이론에 입각하여 수치계산을 하였다.

본 논문에서는 저항띠(resistive strip) 격자구조에 의한 산란 문제에 대해 좀 더 좋은 반사성질을 얻기 위하여 접지층 위에 2개의 유전체 층을 가지는 경우에 대해 수치해석 방법중의 하나인 PMM을 적용하여 입사각, 저항띠의 저항율, 각 유전체층의 두께 및 비유전율의 값에 따른 기하광학적 정규화된 반사전력(normalized reflected power)을 수치계산하여 그에 따른 해(solutions)를 구하는 것이 본 논문의 목적이다. 저항띠 격자구조에 관한 문제를 다룬다는 것은 완전도체피의 격자구조를 취급하는 문제를 포함한다. 즉, 저항띠의 저항율(resistivity)을 영(0)으로 했을 때는 완전도체의 문제를 취급하는 것과 같은 경우가 되므로, 단순히 완전도체피의 문제[9]를 다루는 것보다 좀더 발전되고 진보된 수치해석 모델이라 하겠다. 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 유전율 및 두께, 그리고 스트립 폭(strip width)과 격자주기(grating period)의 비를 변화시켰을 때 수치계산하였으며, 도체피는 매우 얇고, 무한히 긴 경우를 취급하였다. 이때 시간함수는 $e^{-j\omega t}$ 로 가정하고 앞으로 모든 식에서 생략하기로 한다.

II. 문제의 구조해석

문제의 구조는 그림 1과 같이 E-분극 평면파가 가장자리에 나란하게 ϕ 의 각도로 비스듬히 입사하고, 접지된 유전체 층위에 저항띠(thin resistive strip)가 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 비 유전율(relative permittivity)은 ϵ_{r1} 및 ϵ_{r2} 이며, 영역 2와 영역 3의 유전체 두께는 각각 t_1 및 t_2 이며, 유전체층의 전체두께는 $t=t_1+t_2$ 이다.

Fig. 1. Geometry of the problem



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

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

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

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, μ_0 , ϵ_0 는 자유공간의 투자율(permeability) 및 유전율(permittivity), E_0 는 입사전계의 진폭으로서 본 논문에서는 1로 정규화하였다.

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

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

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

여기서 A_n 은 구해야 할 미지의 계수이며, $\beta_n = k_0 \sin \phi + 2n\pi/s$ 이고 γ_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 $\overline{E_H^{tot}}$ 및 자계 $\overline{H_H^{tot}}$ 는 다음과 무한급수의 합으로 표현할 수 있다.

$$\overline{E_H^{tot}} = \hat{a}_y \sum_{n=-N}^N (B_n e^{-j\beta_n z} e^{-j\gamma_n(z-t)} + C_n e^{-j\beta_n z} e^{j\gamma_n(z-t)}) \quad (6)$$

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

여기서 B_n 과 C_n 은 구해야 할 미지의 계수이며, η_{n1} 은 다음과 같이 2가지 모드로 구분하여 표시할 수 있다.

$$\eta_{n1} = \begin{cases} \sqrt{k_1^2 - \beta_n^2}, & k_1^2 > \beta_n^2 \\ -j \sqrt{\beta_n^2 - k_1^2}, & k_1^2 < \beta_n^2 \end{cases} \quad (8)$$

여기서 $k_1 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{r1}} = k_0 \sqrt{\epsilon_{r1}}$ 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.

$$\overline{E_{III}^{tot}} = \hat{a}_y \sum_{n=-N}^N (D_n e^{-j\beta_n z} e^{-j\eta_{n2} z} + E_n e^{-j\beta_n z} e^{j\eta_{n2} z}) \quad (9)$$

$$\overline{H_{III}^{tot}} = \hat{a}_x \sum_{n=-N}^N \left(\frac{-D_n \eta_{n2}}{\omega \mu_0} e^{-j\beta_n z} e^{-j\eta_{n2} z} + \frac{E_n \eta_{n2}}{\omega \mu_0} e^{-j\beta_n z} e^{j\eta_{n2} z} \right) \quad (10)$$

여기서 D_n 과 E_n 은 구해야 할 미지의 계수이며, η_{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 $k_2 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_{r2}} = k_0 \sqrt{\epsilon_{r2}}$ 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 $z = t_2$ 인 영역 2과 영역 3의 경계면에서 접선성분의 전계 및 자계는 연속이라는 경계조건을 적용하고 식 (12)를 이용하면 다음과 같이 C_n 을 B_n 으로 표시할 수 있다.

$$C_n = \frac{p_{n2}}{p_{n1}} B_n \quad (13)$$

여기서

$$p_{n1} = \left(e^{-j\eta_{n2}t} - e^{j\eta_{n2}t} - \frac{j\eta_{n2}}{\eta_{n1}} (e^{-j\eta_{n1}t} + e^{j\eta_{n1}t}) \right) e^{-j\eta_{n1}t} \quad (14)$$

$$p_{n2} = \left(e^{-j\eta_{n2}t} - e^{j\eta_{n2}t} - \frac{j\eta_{n2}}{\eta_{n1}} (e^{-j\eta_{n1}t} + e^{j\eta_{n1}t}) \right) e^{j\eta_{n1}t} \quad (15)$$

이다. 또한 $z = t$ 인 영역 1과 영역 2의 경계면에서 접선성분의 전체전계는 연속이어야 하며, 영역 1의 전체전계 \overline{E}_I^{tot} 는 입사전계와 산란자계의 합으로 표현되므로 식(1), (3), (6)을 이용하여 정리하면 다음과 같이 표현된다.

$$E_0 e^{-j\beta_0 z} e^{j\omega t} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{-j\beta_n z} = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-j\beta_n z} (B_n e^{-j\eta_n t} + C_n e^{j\eta_n t}) \quad (16)$$

또한, 식(16)을 이용하고, x 의 모든 항에 대하여 등식이 성립해야 하며, 지수함수 항은 선형적으로 독립적이어야 하므로 식 (13)와 식 (16)의 관계식을 이용하여 정리하면 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$B_n = \frac{1}{p_{n3}} (E_0 e^{j\eta_n t} \delta_n + A_n) \quad (17)$$

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

$$p_{n3} = e^{-j\eta_{n1}t} + \frac{p_{n2}}{p_{n1}} e^{j\eta_{n1}t} \quad (18)$$

이다. 그리고 $z = t$ 인 경계면에서 저항띠에

대해 저항경계조건(resistive boundary condition)을 적용하면 다음과 같다.

$$\overline{E}_I^{tot} = R \overline{J}_y(x) \quad (19)$$

여기서 R 은 저항율(resistivity), 단위는 ohms/square 이며, $\overline{J}_y(x)$ 는 저항띠에 유도되는 전류(induced current density)이며, 이때 유도전류는 영역 1과 영역 2의 자계의 차이에 의해 결정된다. 그러므로 식 (1), (3), (13), (17), (19)를 이용하여 정리하면 다음과 같이 A_n 의 항으로 표현할 수 있다.

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{-j\beta_n z} \left[1 + \frac{R}{\omega\mu_0} (\gamma_n - p_m) \right] = -E_0 e^{-j\beta_0 z} e^{j\omega t} \left[1 - \frac{R}{\omega\mu_0} (\gamma_0 + p_m \delta_n) \right]$$

$$0 \leq x \leq w \quad (20)$$

여기서

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

이며, $z = t$ 의 경계면에서 스트립 이외의 영역(aperture region)인 접선성분의 자계성분이 연속이라는 경계조건을 적용하고 식 (21)과 연관을 지어서 정리하면 저항띠 이외의 영역에서도 만족되는 식을 유도할 수 있으며, 이를 A_n 의 항을 포함한 식으로 정리하면 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{-j\beta_n z} (\gamma_n - p_m) = E_0 e^{-j\beta_0 z} e^{j\omega t} (\gamma_0 + p_m \delta_n) \quad (22)$$

$w < x \leq s$

식 (20)과 식 (22)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 (20)과 식 (22)에서 Dirac 델타함수(delta function)와의 내적(inner product)을 행한 후 매트릭스를 역변환하여 $n = 0$ 인 정규화된 기하광학적 반사전력(reflected power)을 구하게 된다.

III. 수치계산 결과 및 검토

본 논문에서 제안된 PMM 방법을 이용하여 접지된 2개의 유전체층 위에 매우 얇은 저항띠가 주기적으로 배열되어 있을 때 입사각, 저항띠의 저항율, 각 유전체층의 두께 및 비유전율의 값에 따른 기하광학적 반사전력을 구하는 것이 본 논문의 목적이며, 또한 본 논문에서 제안된 저항띠의 문제는 저항율 $R = 0$ 인 경우는 완전도체띠인 경우와 같은 경우가 되므로 완전도체띠의 문제를 포괄적으로 포함하는 논문이라 하겠다. 또한 본 논문을 수치 해석하기 위해서는 식 (20)과 식 (22)를 이용하여 구할 수 있는데 이들 식에서 매트릭스의 크기가 이론적으로 무한대의 크기를 가지나, 수치해석을 하기 위해서는 어느 정도로 매트릭스의 크기를 한정할 수 밖에 없다. 따라서 본 논문에서는 식 (20)과 (22)식에서 $N = 100$ 을 가지는 경우로 수치해석하였으므로 n 은 -100 에서 100 까지의 201 개의 요소를 가지는 매트릭스를 가지며, 미지의 계수 A_n 을 구하기 위해서는 역변환이 이용된다.

Fig. 2. Variation of the normalized geometrically reflected power vs. the strip width for several R parameters ($s = 1.2[\lambda]$, $t_1 = t_2 = 0.2[\lambda]$, $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1$ and $\phi = 0^\circ$)

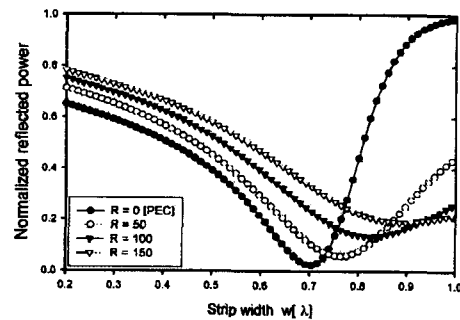


Fig. 3. Variation of the normalized geometrically reflected power vs. the strip width for ϵ_{r1} parameters ($s = 1.2[\lambda]$, $t_1 = t_2 = 0.2[\lambda]$, $\epsilon_{r2} = 1$, $R = 100$, $\phi = 0^\circ$)

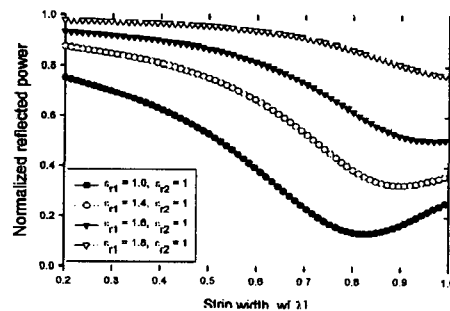
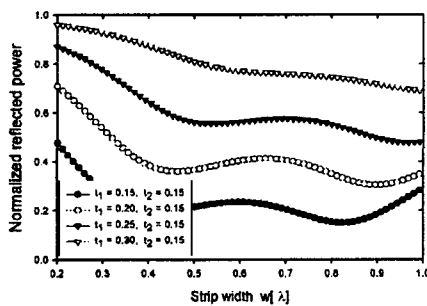


그림 2에서는 입사파가 수직으로 입사하는 경우, 주기 $s = 1.2[\lambda]$, 영역 2와 3의 두께 $t_1 = t_2 = 0.2[\lambda]$, 비유전율 $\epsilon_{r1} = 1$, $\epsilon_{r2} = 1$,

Fig. 4. Variation of the normalized geometrically reflected power vs. the strip width for t_1 parameters ($s = 1.2$ [λ], $t_2 = 0.15[\lambda]$, $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 1$, $R = 100$, $\phi = 30^\circ$)



스트립 폭 w 를 0.2에서 1 [λ]까지 변화시켰을 때 저항을 $R = 0, 50, 100, 150$ [ohms/square]인 경우에 대해 정규화된 기하광학적 반사전력을 수치계산하였다. 이때 $w = 0.75[\lambda]$ 의 부근 이전에서는 저항이 큰 경우가 오히려 반사전력이 크게 나타났으나, $w = 0.75[\lambda]$ 의 부근 이후부터는 저항이 큰 경우가 반사전력이 작게 나타남을 알 수 있어 스트립 폭이 작아짐에 따라 접지층에 반사되는 양이 입사각에 따라 민감하게 작용한다는 사실을 알 수 있다. 그림에서 실선은 저항이 0인 경우를 나타냈으며, 점선은 $R = 50$, 끊어진 실선은 $R = 100$, 2점쇄선은 $R = 150$ [ohms/square]인 경우의 수치계산 결과이다. 여기서 표시 \bullet 는 기존의 참고문헌 [9]의 수치해석 결과로서 좋은 일치를 보임으로써 본 논문에서 수치해석한 결과의 타당성을 알 수 있으며, 기존의 참고문헌 [9]에서는 접지평면 위에 1개의 유전체층만을 가진 완전도체피의

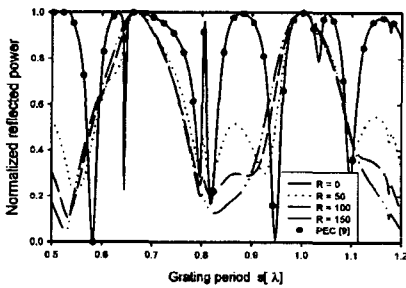
격자구조를 PMM으로 해석한 논문이며, 본 논문은 접지평면위에 2개의 유전체층을 가진 저항이 격자구조의 문제로 확장 전개하여 수치해석한 논문이다.

그림 3에서는 수직으로 입사하는 경우 주기 $s = 1.2[\lambda]$, 영역 2와 3의 두께 $t_1 = t_2 = 0.2[\lambda]$ 일 때 영역 2와 3의 비유전율을 달리하였고, 영역 2의 비유전율의 값 $\epsilon_{r1} = 1, 1.4, 1.6, 1.8$ 로 변화시켰으며, 영역 3의 비유전율 $\epsilon_{r2} = 1$ 로 하여 수치해석하였다. 여기서 영역 2의 비유전율인 ϵ_{r1} 의 값이 증가함에 따라 작은 경우보다 전반적으로 반사전력이 크다는 것을 알 수 있다.

그림 4은 입사각이 30도 경우의 기하광학적 반사전력을 나타낸 것으로 영역 2와 3의 비유전율의 값 $\epsilon_{r1} = 1$, $\epsilon_{r2} = 1$ 로 하였으며, 영역 2의 두께 $t_1 = 0.15, 0.20, 0.25, 0.30[\lambda]$, 영역 3의 두께 $t_2 = 0.15[\lambda]$ 로 변화시켰을 때 수치계산하였으며, 이 때 영역 2의 두께가 클수록 반사전력이 크게 나타났음을 알 수 있다. 그림 3과 4에서 유전체 층의 두께 및 비유전율의 값이 증가할수록, 전반적으로 정규화된 반사전력의 변곡점이 스트립 폭이 커지는 방향으로 이동함을 알 수 있다.

그림 5는 스트립 주기와 전체 접지층의 두께 t 를 같게 한 경우 즉, $s = t[\lambda]$, $t_1 = t_2 = t/2[\lambda]$, 스트립 폭 $w = s/2[\lambda]$, 비유전율 $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 3$ 및 입사각 $\phi = 60^\circ$ 를 가질 때 스트립 주기와 기하광학적 반사전력의 크기를 비교한 것으로 60도의 각도로 입사하게 되는 경우에 대해 기존의 논문[9]와 수치계산의

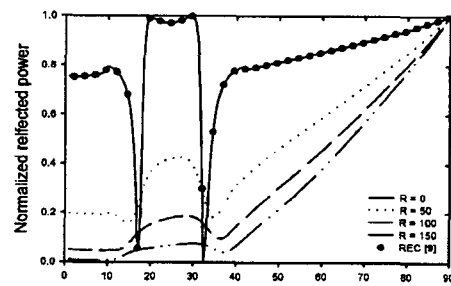
Fig. 5. Variation of the normalized geometrically reflected power vs. the grating period for several R parameters ($s = t$, $w = s/2 = t_1 = t_2[\lambda]$, $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = 3$, and $\phi = 60^\circ$)



타당성을 비교하기 위해 수치계산하였으며, 이때 여러 개의 급변점이 발생함을 알 수 있다. 이는 스트립의 격자의 주기 및 폭이 입사각과 민감하게 작용한다는 사실을 알 수 있으며, 반사전력이 급격히 작아지는 급변점(sharp variation point)에서는 대부분의 반사전력이 다른 방향으로 반사된다는 것을 의미한다. 그림 5와 6에서 표시 ●는 기존 논문의 완전도체의 격자구조에서의 수치해석 결과로서 본 논문의 저항율을 0 [ohms/squares]로 했을 때의 결과와 일치함을 알 수 있다.

그림 6은 입사각에 따른 반사전력을 계산하였으며, 스트립 주기와 폭의 비를 $w/s = 0.7$, 영역 2와 3의 비유전율의 값 $\epsilon_{r1} = 2$, $\epsilon_{r2} = 3$, 영역 2와 3의 두께 $t_1 = 0.3$, $t_2 = 0.2[\lambda]$ 로 변화시켰을 때의 결과를 보인 것으로 수평으로 입사되는 90도의 경우는 입사파가 전부 반사파가 된다는 사실은 수치해석의 타당성을 입증하며, 입사각이 18도, 23도 부근에서 급변점이 발생함을 알 수 있다. 따라서 반사를 크게 하기 위해서 접지

Fig. 6. Variation of the normalized geometrically reflected power vs. the incidence angles for several R parameters ($w = 0.7s$, $t_1 = 0.3$, $t_2 = 0.2[\lambda]$, $\epsilon_{r1} = 2$, $\epsilon_{r2} = 3$, and $\phi = 60^\circ$)



층을 쓰고는 있으나 산란체의 대해 적절한 주기와 스트립 폭 및 각도를 고려해서 설계되어야 하며, 이러한 연구는 reflector antenna system, wave polarizer, artificial dielectrics, side lobe suppression angular filter 및 polarization twisters의 구성 등에 대해 연구가 활발히 진행되고 있다.

IV. 결론

본 논문에서 제안된 PMM 방법을 이용하여 접지평면위에 2개의 유전체 층을 가지는 저항띠 격자구조에 대해 입사각, 저항띠의 저항율, 각 유전체층의 두께 및 비유전율의 값에 따른 기하광학적 반사전력을 구하는 것이 본 논문의 목적이다. 또한 저항띠 격자구조에 관한 문제를 다룬다는 것은 완전도체띠의 격자구조를 취급하는 문제를 포함한다. 즉, 저항띠의 저항율(resistivity)

의 값을 영(0)으로 취급하면 완전도체의 문제를 취급하는 것과 같은 경우가 되므로, 단순히 완전도체때의 문제를 다루는 것보다 좀더 발전되고 진보된 수치해석 모델이라 하겠다. 본 논문을 수치해석하기 위해서는 식 (20)과 (22)를 이용하여 구하며, $N=100$ 을 가진다. 따라서 n 은 -100 에서 100 까지의 201 요소를 가지는 매트릭스이다. 또한 식 (20)과 (22)에서 미지의 반사계수 A_n 을 구하기 위해서는 역변환이 이용되며 결과적으로 201×201 개의 매트릭스를 역변환하게 된다.

본 논문에서 제안된 구조를 수치해석한 결과로서 상대적으로 접지된 각 유전체층의 두께가 클수록 작은 경우보다 반사전력의 크기가 커지며, 또한 비유전율이 클수록 작은 경우보다 반사전력이 커진다는 사실을 알 수 있다. 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 산란분야는 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 논문의 해석방법을 이용하여 좀 더 발전된 접지된 다층 유전체의 격자구조를 해석하는데 기본적인 수치자료로 이용할 수 있을 것으로 기대되며, 또한 본 논문은 H-분극(TE) 전자파가 입사하는 경우 접지된 유전체층위의 완전도체 및 저항띠의 격자구조에 대해서도 확대 적용할 수 있을 것으로 기대되며, 다음 기회에 발표하기로 하겠다.

참고문헌

- [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] 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 Electromagnetic Scattering by Periodic Strips on Grounded Dielectric Slab", *IEEE Trans. Antennas Propagat. Sympo. Digest*, vol.1, pp.511-517, 1995.

Analysis of the Electromagnetic Scattering by Conducting Strip Gratings with 2 Dielectric Layers On a Grounded Plane

Uei-Joong Yoon*

Abstract

In this paper, Electromagnetic scattering problem by a resistive strip grating with 2 dielectric layers on a ground plane according as resistivity of resistive strip, relative permittivity and thickness of dielectric layers, and incident angles of a electric wave is analyzed by applying the PMM (Point Matching Method) known as a numerical 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 resistive boundary condition is used for the relationship between the tangential electric field and the electric current density on the strip.

According as the relative permittivity and the thickness of layers are increased, the values of the geometrically normalized reflected power have a high value and the values of strip width are moved toward a high value going from left to right. When the resistivity of this paper has a value of zero, the numerical results of the geometrically normalized reflected power show in good agreement with those by the PMM of existing paper. Then, the most energys of the sharp variation point in minimum values of the geometrically normalized reflected power are scattered in direction of the other angles except incident angle.

* Dept. of Electronic Communication, Gachongil College