

論文2000-37TC-12-2

유전체로 덮힌 임의 형태 격자구조의 산란

(Scattering by Arbitrary Shaped Grating Covered with Dielectric Slab)

趙 雄 熙 * , 趙 榮 基 **

(U. H. Cho and Y. K. Cho)

요 약

유전체 층으로 덮힌 임의 형태 격자구조에서의 전자기 산란문제를 TE편파의 경우에 대하여 반사격자 관점과 누설파안테나 관점에서 해석하였으며, 주기그린함수와 모멘트방법을 이용하였다. 수치적 결과는 주기구조 파라미터에 따른 스펙트럴 모드별 상대산란파 전력과 복소전파상수등으로 나타내었다.

Abstract

A numerical method for scattering of electromagnetic waves from a arbitrary shaped grating covered with dielectric slab is considered for TE polarization case from the viewpoints of both reflection grating problem and leaky wave antenna problem. The analysis is based on a periodic Green's function and the method of moments. Numerical results involving some combinations of geometric parameters are presented in terms of relative scattered powers of spectral modes and complex propagation constants.

I. 서 론

반사형격자(reflection grating)구조는 초고주파대역에서 광파대역에 이르는 넓은 주파수대역에서 편파기(polarizer), 안테나의 편파변화기(twist reflector), 분광기(spectroscope), WDM(wavelength division multiplexer), DBR(distributed Bragg reflection) oscillator 등의 다양한 용도로 사용되고 있어 그 중요성이 증가되고 있으며 많이 연구되어져 왔다^[1-5]. 격자구조에 대

한 전자기적 산란현상에 관한 연구를 살펴보면, Maystre 교수^[6]등은 다양한 종류의 금속도체 만으로 구성된 격자구조(bare grating)에 TM편파된 평면전자파가 입사되는 경우에 대하여 off-Bragg blazing 현상을 확인한 연구결과가 있으며, TE편파의 경우에는 본 논문의 연구구조와 다른 형태인 접지된 유전체슬랩 위에 주기적으로 스트립이 놓여 있는 격자구조에서는 off-Bragg blazing 현상이 조사^[7]된 바 있으나 금속도체만으로 구성된 격자구조에서 off-Bragg blazing 현상은 현재까지 확인 된 바 없다^[5, 6].

본 논문에서는 기존에 많이 연구되고 있는 도체격자(bare grating)구조를 변형한 형태인 유전체로 덮힌 임의의 형태를 갖는 도체격자구조에 TE편파된 평면전자파가 입사되는 경우에 대한 전자기적인 산란문제를 다루어 보고자 한다. 해석방법은 유전체층으로 덮힌 도체격자표면에 유기되는 전류를 미지수로 하는 전체적분방정식(Electric Field Integral Equation)을 유도하고 모

* 正會員, 慶東情報大學 컴퓨터情報通信系列
(Division of Computer & Information Telecommunication, Kyungdong College of Techno-Information)
** 正會員, 慶北大學校 電子電氣工學部
(School of Electronics and Electrical Eng. Kyungpook Nat'l Univ.)
接受日字:2000年9月8日, 수정완료일:2000年11月13日

멘트 방법을 이용한 수치해석방법으로 도체격자표면에 유기되는 유기전류를 구하였으며, 구해진 유기전류로부터 산란전자파를 계산하여 격자구조에 대한 산란특성을 조사하였다. 특히 본 논문에서 다루고 있는 격자구조에 대해서 반사격자 관점에서 확인한 blazing 현상과 누설파안테나 관점과의 연관성을 기술하고자 한다.

II. 본 론

본 논문에서 다루어지는 구조와 좌표계를 그림 1에 도시하였다. 영역 I은 격자구조 위의 반무한 자유공간 영역이고, 영역 II는 비유전율이 ϵ_1 인 무손실의 유전체 슬랩영역이며 슬랩의 두께는 h 이고, 영역 III은 영역 II와 임의형태의 완전도체격자구조 사이의 공간영역으로 비유전율이 ϵ_2 인 무손실 유전체로 채워진 영역이다. 도체격자구조는 y 축을 따라 무한장으로 펼쳐져 있으며, 주기는 d 이고 높이는 a 로 하였다. 또한 모든 영역의 투자율은 μ_0 로 동일하며, 자유공간의 파수는 $k_0(=\omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0})$ 라 하고 시간에 대한 전원의 함수는 $e^{j\omega t}$ 로서 변화한다고 가정하였고 생략하였으며, 해석방법은 참고문헌^[8]의 방법을 사용하였으며 다음과 같다.

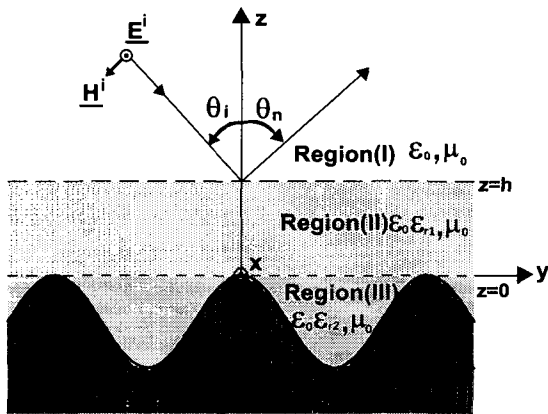
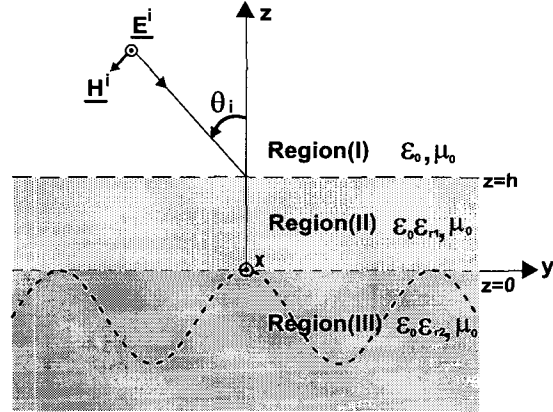


그림 1. 제안된 구조와 좌표계
Fig. 1. Proposed geometry and coordinate system.

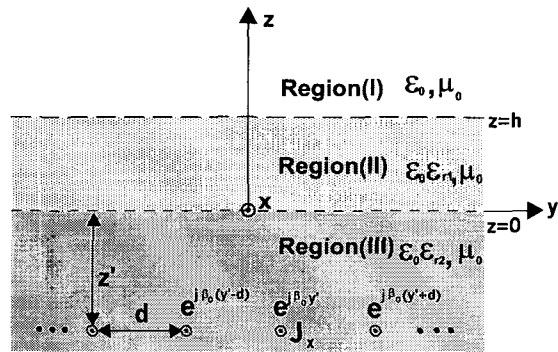
TE편파된 평면전자파가 입사파의 파수벡터와 z 축간의 각이 θ_i 인 입사각으로 입사 할 때, 영역 I에서의 입사 전계는

$$\underline{E}^i = xE_0 e^{-j\beta_0 y + j\gamma_0 z} \quad (1)$$

로 표현할 수 있으며, 여기에서 β_0 와 γ_0 는 각각 입사파 벡터의 y 방향 성분과 z 방향 성분으로 $\beta_0 = k_0 \sin \theta_i$, $\gamma_0 = k_0 \cos \theta_i$ 이다.



(a)



(b)

그림 2. 그림 1의 등가적으로 변형된 구조
(a) 유전체 층에 TE편파된 평면전자파가 입사되는 구조
(b) 주기그린함수의 전원인 선전류 무한배열

Fig. 2. Equivalent geometry of Fig. 1.
(a) Geometry of TE polarized plane wave incident on a multilayered structure.
(b) Arrangement of infinite array of line current used as source of the periodic Green's function.

그림 2는 그림 1의 격자구조를 등가적으로 변형한 형태로 도체격자구조를 격자표면에 유기되는 등가전류로 대체하고 격자의 아래영역을 영역III의 유전체로 채우면 각 영역에서의 전체 전자장은 그림 2(a)와 같이 다층구조의 유전체층에 입사된 입사파에 의한 전자장과 그림 2(b)와 같이 도체격자표면에 유기된 등가전류

에 의한 산란전자장으로 분리할 수 있다.

그림 2(a)의 경우에 대한 입사파에 의한 각 영역에서의 전장은

$$E_{(I)} = x E_0 (e^{-j\beta_0 y + j\gamma_{10} z} + A e^{-j\beta_0 y - j\gamma_{10} z}) \quad (2)$$

$$E_{(II)} = x E_0 (B e^{-j\beta_0 y + j\gamma_{20} z} + C e^{-j\beta_0 y - j\gamma_{20} z}) \quad (3)$$

$$E_{(III)} = x E_0 D e^{-j\beta_0 y + j\gamma_{30} z} \quad (4)$$

와 같이 주어지며 $\gamma_{1n} = \sqrt{(k_0^2 - \beta_n^2)}$, $\gamma_{2n} = \sqrt{(\epsilon_{r1} k_0^2 - \beta_n^2)}$, $\gamma_{3n} = \sqrt{(\epsilon_{r2} k_0^2 - \beta_n^2)}$, $\beta_n = \beta_0 + 2n\pi/d$ 이다.

각 영역의 경계면에서 접선성분 전자계의 연속조건을 부과하여 계수를 구하면

$$A = \frac{(1 - \frac{\gamma_{30}}{\gamma_{10}}) \cos(\gamma_{20} h) - j(\frac{\gamma_{20}}{\gamma_{10}} - \frac{\gamma_{30}}{\gamma_{20}}) \sin(\gamma_{20} h)}{(1 + \frac{\gamma_{30}}{\gamma_{10}}) \cos(\gamma_{20} h) + j(\frac{\gamma_{20}}{\gamma_{10}} + \frac{\gamma_{30}}{\gamma_{20}}) \sin(\gamma_{20} h)} \cdot e^{j\beta_0 h} \quad (5)$$

$$B = \frac{(1 + \frac{\gamma_{30}}{\gamma_{20}}) e^{j\gamma_{10} h}}{(1 + \frac{\gamma_{30}}{\gamma_{10}}) \cos(\gamma_{20} h) + j(\frac{\gamma_{20}}{\gamma_{10}} + \frac{\gamma_{30}}{\gamma_{20}}) \sin(\gamma_{20} h)} \quad (6)$$

$$C = \frac{(1 - \frac{\gamma_{30}}{\gamma_{20}}) e^{j\gamma_{10} h}}{(1 + \frac{\gamma_{30}}{\gamma_{10}}) \cos(\gamma_{20} h) + j(\frac{\gamma_{20}}{\gamma_{10}} + \frac{\gamma_{30}}{\gamma_{20}}) \sin(\gamma_{20} h)} \quad (7)$$

$$D = \frac{2e^{j\gamma_{10} h}}{(1 + \frac{\gamma_{30}}{\gamma_{10}}) \cos(\gamma_{20} h) + j(\frac{\gamma_{20}}{\gamma_{10}} + \frac{\gamma_{30}}{\gamma_{20}}) \sin(\gamma_{20} h)} \quad (8)$$

와 같이 주어진다.

다음으로 그림 2(b)의 경우에 대한 도체격자표면의 유기전류에 의한 산란전자장을 계산하기 위한 주기적인 함수(periodic Green's function)는 다음식과 같으며

$$\psi_z^{(I)}(y, z; y', z') = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n e^{-j\beta_n(y-y')} e^{-j\gamma_{1n} z} \quad (9)$$

$$\psi_z^{(II)}(y, z; y', z') = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (B_n e^{-j\beta_n(y-y')} e^{-j\gamma_{2n} z} + C_n e^{-j\beta_n(y-y')} e^{+j\gamma_{2n} z}) \quad (10)$$

$$\psi_z^{(III)}(y, z; y', z') = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (D_n e^{-j\beta_n(y-y')} e^{-j\gamma_{3n} z} + E_n e^{-j\beta_n(y-y')} e^{+j\gamma_{3n} z}) \quad (z \geq z') \quad (11)$$

$$\psi_x^{(III)}(y, z; y', z') = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n e^{-j\beta_n(y-y')} e^{+j\gamma_{3n} z} \quad (z \leq z') \quad (12)$$

되며, 여기에서 $z \geq z'$ 은 장점(field point)이 전원점(source point)의 위에 위치하는 경우이며 $z \leq z'$ 은 장점이 전원점의 아래에 위치하는 경우이며, 미지계수는 다음과 같다.

$$A_n = \frac{2e^{j\gamma_{1n} h} \cdot D_n}{(1 + \frac{\gamma_{1n}}{\gamma_{3n}}) \cos(\gamma_{2n} h) + j(\frac{\gamma_{1n}}{\gamma_{2n}} + \frac{\gamma_{3n}}{\gamma_{2n}}) \sin(\gamma_{2n} h)} \quad (13)$$

$$B_n = \frac{(1 + \frac{\gamma_{3n}}{\gamma_{1n}}) e^{j\gamma_{1n} h} \cdot D_n}{(1 + \frac{\gamma_{1n}}{\gamma_{3n}}) \cos(\gamma_{2n} h) + j(\frac{\gamma_{1n}}{\gamma_{2n}} + \frac{\gamma_{3n}}{\gamma_{2n}}) \sin(\gamma_{2n} h)} \quad (14)$$

$$C_n = \frac{(1 - \frac{\gamma_{1n}}{\gamma_{3n}}) e^{-j\gamma_{1n} h} \cdot D_n}{(1 + \frac{\gamma_{1n}}{\gamma_{3n}}) \cos(\gamma_{2n} h) + j(\frac{\gamma_{1n}}{\gamma_{2n}} + \frac{\gamma_{3n}}{\gamma_{2n}}) \sin(\gamma_{2n} h)} \quad (15)$$

$$D_n = -\frac{k_0 \gamma_0}{2d} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{e^{j\gamma_{3n} z'}}{\gamma_{3n}} \quad (16)$$

$$E_n = \frac{(1 - \frac{\gamma_{1n}}{\gamma_{3n}}) \cos(\gamma_{2n} h) + j(\frac{\gamma_{1n}}{\gamma_{2n}} - \frac{\gamma_{3n}}{\gamma_{2n}}) \sin(\gamma_{2n} h)}{(1 + \frac{\gamma_{1n}}{\gamma_{3n}}) \cos(\gamma_{2n} h) + j(\frac{\gamma_{1n}}{\gamma_{2n}} + \frac{\gamma_{3n}}{\gamma_{2n}}) \sin(\gamma_{2n} h)} \cdot D \quad (17)$$

$$F_n = D_n e^{-2j\gamma_{3n} z'} + E_n \quad (18)$$

각각의 영역에서의 전체 전자계는 도체격자구조가 제거된 상태에서의 입사파에 의한 전자계와 도체격자구조의 표면에 유기된 등가전류에 의한 산란전자계의 합으로 표현되며 영역 III의 전체 전체의 접선성분이 도체격자구조 표면에서 영이 되는 조건을 부과하면

$$E_{(III)}(y, z) + E_0 \int_0^d \psi_x^{(III)}(y, z; y', z') J_x(y', z') dy' = 0 \quad (19)$$

와 같은 전체적분방정식을 얻을 수 있다.

식 (19)의 적분방정식을 풀기 위하여 수치해석방법을 이용하였는데, 본 논문에서는 기저함수인 유기전류를 펄스함수로하고 시험함수를 펄스함수로하는 Galerkin 방법을 사용하여

$$\begin{bmatrix} Z_{mn} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_m \end{bmatrix} \quad (20)$$

와 같은 선형행렬방정식을 구하였으며, 여기에서 I_n 은 미지의 유기전류계수이다.

행렬요소 Z_{mn} 은

$$Z_{mn} = \int_m \int_n \psi_x^{(m)}(y, z; y', z') dy' dz' \quad (21)$$

로서 표현되며, 여기에서 m 은 장점(field point)의 영역을 의미하며 n 은 전원점(source point)의 영역을 의미한다. 또한 행렬요소 V_m 은 입사전계로

$$V_m = - \int_m E_{(m)}(y, z) dy \quad (22)$$

와 같이 주어진다.

반사격자 관점에서 수치해석결과의 타당성을 확인하기 위하여서는 입사파전력과 전파가능한 산란파모드들의 전력간의 관계식인

$$\cos \theta_i = \sum |G_n|^2 \cos \theta_n \quad (23)$$

으로 표현되는 전력보존법칙(power conservation law)을 만족하여야 되며, 여기에서 G_n 은 n 차 산란파모드의 계수로

$$G_n = \int_0^d A_n e^{j\beta_n y'} \cdot J_n(y', z') dy' + A \delta_n(0) \quad (24)$$

이고, 여기에서 A 는 식 (5)의 격자구조가 제거된 상태에서의 반사계수이며 $\delta_n(0)$ 은 $n=0$ 일 때 1이고 $n \neq 0$ 일 때 0이다.

반사격자 관점에서 구한 수식을 누설파안테나 관점에서의 수식으로 변환하기 위해서는 식(20)에서 입사전계를 제거 ($V_m = 0$)하고, y 방향의 파수 $\beta_0 (= k_0 \sin \theta_i)$ 를 복소전파상수 $\beta - j\alpha$ 로 대치함으로써 초월방정식이 유도되는데, 초월방정식의 근은 $|Z_{mn}|$ 의 행렬식을 영이 되게 하는 복소전파상수이다.

III. 수치해석 결과

본 논문에서는 유전체로 덮힌 정현형의 도체격자구조에 TE편파된 평면전자파가 입사되는 경우에 대한 전

자기적인 산란문제를 다루었다. 수치해석결과는 유전체 층이 없는 도체격자구조(bare grating)에서 많이 연구되었던 정현형의 격자구조에 대해 본 논문에서 제안한 구조로 변형하여 확인한 blazing 현상에 관하여 논의하고자 한다.

그림 3은 유전체로 덮힌 정현형 격자구조로 유전체 영역의 비유전율이 각각 $\epsilon_{r1}=5, \epsilon_{r2}=2$ 이고 유전체슬랩의 높이가 $h=0.3d$ 이며 동시에 홈의 깊이가 $a=0.5d$ 인 경우에 대하여 입사각을 Bragg각($\theta_i = \sin^{-1}(\lambda/2d)$)으로 택하여 격자구조의 주기를 0.5λ 에서 1.5λ 까지 변화하면서 조사한 $n=0$ 인 반사파전력(P_0)과 $n=-1$ 차의 산란파모드의 전력(P_{-1})을 나타내었다. 그림에서 A-G

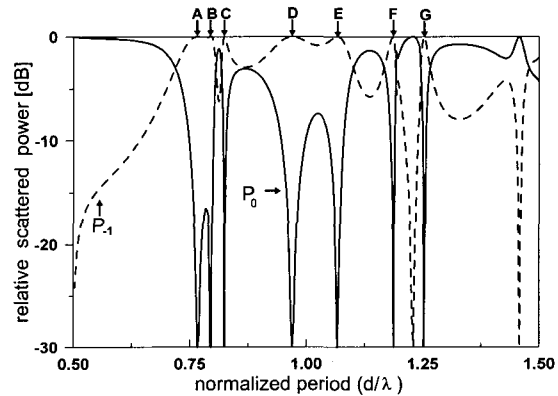


그림 3. Bragg각($\theta_B = \sin^{-1}(\lambda/2d)$)으로 입사시 주기 파라미터의 변화에 따른 산란특성.

($h/d=0.3, a/d=0.5, \epsilon_{r1}=5, \epsilon_{r2}=2, \theta_i = \sin^{-1}(\lambda/2d)$)

Fig. 3. Relative scattered power versus normalized period for a angle of incidence θ_B ($h/d=0.3, a/d=0.5, \epsilon_{r1}=5, \epsilon_{r2}=2, \theta_i = \sin^{-1}(\lambda/2d)$).

까지 7지점에서 Bragg blazing 현상을 확인하였다. 또한, 누설파 관점에서의 도파현상과 복사현상간의 연관성을 조사하기 위하여 복소전파상수(complex propagation constant)를 계산하여 그림 4에 나타내었다. 그림 4에서 A-G점은 그림 3의 반사격자 관점에서 Bragg blazing 현상이 확인된 격자구조의 복소전파상수에 해당되고, (a)-(c)점은 입사각과 격자의 주기파라미터를 변화하며 산란특성을 조사하여 off-Bragg blazing 현상이 확인된 격자구조와 복소전파상수에 해당된다. 그림에서 빗금친 부분은 표면파영역(surface wave region)을 나타내며 표면파영역을 제외한 나머지영역은 공간조화모

드(space harmonics)중에서 적어도 하나이상의 누설파 모드가 존재하는 누설파영역(leaky wave region)이며 괄호 안의 숫자는 누설파 관점에서 복사 가능한 누설파모드의 차수들이다. 주기가 $d=1.128\lambda$ 보다 큰 영역에서는 두 개의 도파모드(guided mode)가 도파되는 것을 확인할 수 있다. 그림 4에서 C, F 및 G점은 누설파안테나 관점의 누설파모드가 2개이면서 Bragg조건 ($\beta d = n\pi$)을 만족하는 공진형의 Bragg blazing 현상이며, A, B, D, E점은 복소전파상수와 Bragg blazing 현상과 무관한 비공진형의 Bragg blazing 현상이다.

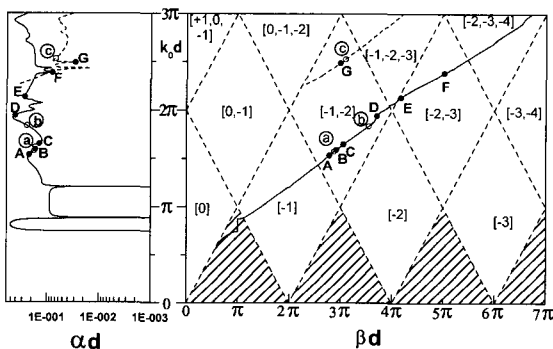


그림 4. 유전체 층으로 덮힌 정현형 격자구조에 대한 누설파 관점에서의 분산도표 ($h/d=0.3, a/d=0.5, \epsilon_{r1}=5, \epsilon_{r2}=2$)

Fig. 4. Dispersion diagrams for a sinusoidal grating covered with dielectric slab from the view point of leaky wave ($h/d=0.3, a/d=0.5, \epsilon_{r1}=5, \epsilon_{r2}=2$).

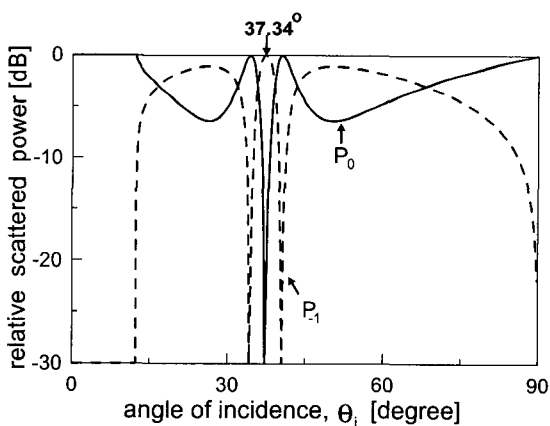


그림 5. 입사각에 따른 상대산란파전력(그림 3의 C점, $d=0.8243\lambda$)

Fig. 5. Relative scattered powers against angle of incidence(point C in Fig. 3, $d=0.8243\lambda$).

그림 5에는 그림 3의 C점의 경우에 해당되며 격자구조의 주기가 $d=0.8243\lambda$ 인 경우로 입사각의 변화에 따른 반사파의 전력과 $n=-1$ 차 산란파모드의 전력을 나타내었으며, 37.34에서 Bragg blazing 현상이 확인된다.

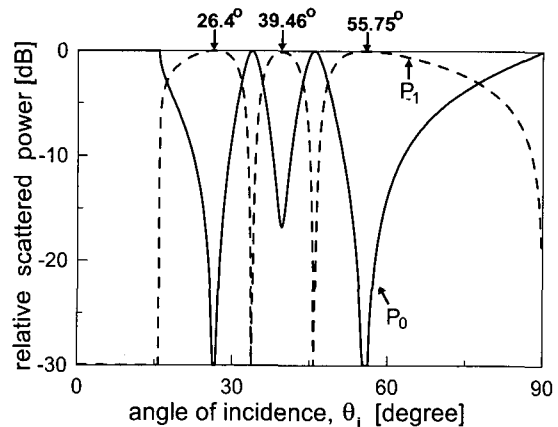


그림 6. 입사각에 따른 상대산란파전력(그림 4의 ㉓점, $d=0.7867\lambda$)

Fig. 6. Relative scattered powers against angle of incidence(point ㉓ in Fig. 4, $d=0.8243\lambda$).

그림 6에는 그림 4의 ㉓점에 해당하는 주기가 $d=0.7867\lambda$ 인 경우로, 입사파의 입사각도가 26.4°와 55.75°에서 반사파전력이 없이 전부 $n=-1$ 차 산란파모드의 전력으로 변환되는 off-Bragg blazing 현상이 확인된다. 입사파의 각도가 26.4°인 경우에 $n=-1$ 차 산란파모드의 산란각도는 -55.75°이며 입사각도가 55.75°인 경우에 $n=-1$ 차 산란파모드의 산란각도는 -26.4°로 가역성(reciprocity)이 성립됨을 알 수 있다. Off-Bragg blazing 현상이 확인된 두 각도간에는 격자방정식($\sin \theta_i - \sin \theta_r = \lambda/d$)이 만족되며 Bragg각이 off-Bragg blazing 현상이 확인된 두 각사이에 있다. Off-Bragg blazing 현상은 TE편파된 평면파가 입사되는 경우에 도파구조가 형성되지 않는 도체격자(bare grating)구조에서는 현재까지 보고되지 않았다^[5, 6].

IV. 결론

유전체로 덮힌 정현형 격자구조에서의 전자기 산란 문제를 TE 편파의 경우에 대하여 반사격자와 누설파안테나의 두 가지 관점에서 해석하였다. 반사격자 관점에서 확인한 Bragg blazing 현상은 누설파안테나 관점과

관련이 있는 공진형의 Bragg blazing 현상과 누설파안테나 관점과 무관한 비공진형의 Bragg blazing 현상으로 구분할 수 있다. 금속도체만으로 구성된 격자구조(bare grating)와 유전체 층을 덮힌 격자구조간에는 Bragg blazing 현상 관점에서는 전자기 산란현상이 유사하지만 금속 도체만으로 구성된 격자구조(bare grating)에서는 off-Bragg blazing 현상이 관찰된 바 없으나^{15, 6)}, 유전체로 덮힌 정현형 격자구조에서는 off-Bragg blazing 현상이 관찰되었다. TE 편파의 경우에 유전체 층이 있는 경우의 격자구조와 유전체 층이 없는 격자구조간에 누설파안테나 관점에서 비교하여 보면 유전체 층이 있는 경우에는 도파구조(guiding structure)가 형성이 되는데 비해 유전체 층이 없는 경우에는 도파구조가 형성되지 않는 차이점 때문인 것으로 생각된다. TM 편파의 경우에는 유전체층의 유무에 관계없이 도파구조가 형성이 되며 유전체 층이 없는 격자구조에서도 off-Bragg blazing 현상이 관찰된다.

본 논문의 연구구조에서 조사된 반사격자 관점에서의 다양한 전자기적 산란특성과 누설파 관점에서의 해석결과의 활용면을 보면 초고주파 및 밀리미터파 대역의 주파수 분할다중화기(wavelength division multiplexer), 주파수 주사기(frequency scanner), 모드필터(mode filter), soft 및 hard 표면, twist reflector, 누설파안테나(leaky wave antenna)등의 설계에 활용가능할 것으로 생각된다.

참 고 문 헌

- [1] P. S. Henry and J. T. Ruscio, "A low-loss diffraction grating frequency multiplexer," *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, vol. MTT-26, no. 6, pp. 428-433, June 1978.
- [2] B. S. Song and I. Itoh, "Distributed Bragg reflection dielectric waveguide oscillator," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-27, pp. 1019-1022, Dec. 1979.
- [3] K. Uchida, "Numerical analysis of surface-wave scattering by finite periodic notches in a ground plane," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-35, no. 4, pp. 481-486, May 1987.
- [4] S. L. Chuang and J. A. Kong, "Scattering of waves from periodic surfaces," *Proc. IEEE*, vol. 69, no. 9, pp. 1132-1144, Sept. 1981.
- [5] W. Chen, D. G. Michelson, and E. V. Jull, "Off-Bragg TM blazing of rectangular groove gratings," International Symposium on Electromagnetic Theory, St. Petersburg, Russia, pp. 311-313, May 1995.
- [6] M. Breidne and D. Maystre, "Perfect blaze in non-Littrow mountings a systematic numerical study," *Optica Acta*, vol. 28, no. 10, pp. 1321-1327, 1981.
- [7] Y. K. Cho, J. W. Ra, U. H. Cho, and J. I. Lee, "Off-Bragg TE blazing of a periodic strip grating on a grounded dielectric," *Electron Lett.* vol. 33 no. 17 pp. 1446-1447, Aug. 1997.
- [8] 조웅희, 이철훈, 조영기, "유전체로 덮힌 임의 형태의 격자구조의 blazing 현상" 전자파기술 학술대회 논문집, pp. 113-116, 7월 2000.

저 자 소 개

趙 雄 熙(正會員) 第 33 卷 A編 8號 參照
현재 경동정보대학 컴퓨터정보통신계
열 전임강사

趙 榮 基(正會員) 第 33 卷 A編 8號 參照
현재 경북대학교 전자공학과 교수