

임의의 편파로서 비스듬한 각도로 입사하는 전자파의 경우에 대한 접지된 유전체층 위에 놓여있는 주기적인 스트립격자 구조에서의 특이한 회절현상

Diffraction Anomalies on the Periodic Strip Grating over a Grounded Dielectric Layer in Case of Oblique Incidence and Arbitrary Polarization

조웅희* · 고지환** · 조영기*

U.H. Cho* · J.H. Ko** · Y.K. Cho*

요 약

임의의 편파로서 비스듬한 각도로 입사하는 전자파의 경우에 대한 접지된 유전체층 위에 놓여있는 주기적인 스트립격자 구조에서의 특이한 회절현상을 샘플링 정리와 파수영역 방법을 사용하여 해석하였다. 수치적 결과는 임의의 편파와 TE 및 TM편파가 입사되는 경우에 대하여 각각 Bragg 및 Off-Bragg blazing 현상을 확인하였고 고 이에 관하여 논의하였다.

Abstract

Diffraction anomalies in the periodic strip grating over a grounded dielectric layer are investigated for the plane wave incidence case of both arbitrary(oblique) incidence angle and arbitrary polarization by use of the spectral domain method combined with the sampling theorem. Some numerical results for the Bragg and Off-Bragg blazing phenomena for the cases of arbitrary incidence angle and polarization as well as TE and TM polarization are presented along with discussions on those phenomena.

I. 서 론

반사격자구조는 초고주파대역부터 광파대역에 이르는 넓은 주파수대역에서 이용되는 주파수 분할 다중화기(frequency division multiplexer), polarizer 및 빔 주사기(frequency scanner) 등의 다

양한 응용분야에 활용되고 있으며 많은 연구^{[1]~[9]}가 수행되고 있다. 현재까지 반사격자구조로서는 구형격자(rectangular groove corrugation)가 널리 사용되어 왔으며 정확한 이론적인 해석 방법들도 연구되어 왔다. 그러나 기존의 이러한 구조는 제작, 설치 및 고비용의 단점이 있기 때문에 이에 대한 대체 구조로서 접지된 유전체층 위에 있는 주기

「본 논문은 1996년 한국학술진흥재단 자유공모과제 연구비에 의하여 연구되었음」
경북대학교 전자공학과(Dept. of Elec. Eng., Kyungpook Nat'l Univ.)
한국전자통신연구원(Electronics and Telecommunications Research Institute)
· 논문 번호 : 980113-006
· 수정완료일자 : 1998년 2월 7일

입의 편파로서 비스듬한 각도로 입사하는 전자파의 경우에 대한 접지된 유전체층 위에 놓여있는 주기적인 스트립격자 구조에서의 특이한 회절현상

적인 스트립격자 구조에 대한 연구가 진행되어 오고 있다. 일례로 최근에 구형 격자구조와 접지된 유전체층 위에 있는 주기적인 스트립격자 구조간에 Bragg blazing 현상 관점에서 전자기적 산란특성이 유사함을 보여준 실험적인 연구결과^[1]가 발표된 바 있으며, 이에 뒤이어 접지된 유전체층 위에 있는 주기적인 스트립격자 구조의 전자기적인 산란특성에 대한 이론적인 연구결과^{[2]~[6]}들이 발표되어 왔다. 그러나 지금까지의 이론적인 연구들은 전개 벡터 또는 자계 벡터가 스트립 축에 평행한 TE 또는 TM의 경우에 국한되어 왔다. 따라서 본 연구에서는 가장 일반적인 경우로서, 입사평면파의 입사각과 편파상태가 임의로 주어지는 경우에서 관찰되는 blazing 현상들에 대하여 살펴보고자 한다. 해석 방법으로는 샘플링 정리(sampling theorem)와 결합된 파수영역 방법(spectral domain method)을 사용하는데 이 방법은 이미 발표^[7]가 된 바가 있었으나 오류를 지니고 있으므로 식 (19)와 F_n 의 표현식에서) 간략히 설명하고 이러한 방법을 이용하여 관찰된 현상들을 기술하기로 한다.

II. 이론

본 논문에서 다룰 구조와 좌표계는 그림 1에 주어진 바와 같다. 전체영역을 두 영역으로 구분하여, 반무한의 자유공간영역을 영역(1)로 하고, 접지된

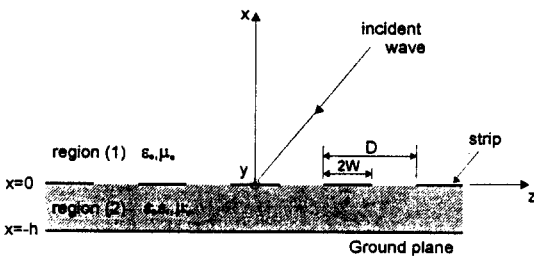


그림 1. 접지된 판상 유전체 위의 주기적인 스트립 격자구조와 좌표계

Fig. 1. Periodic strip grating structure on the grounded dielectric slab.

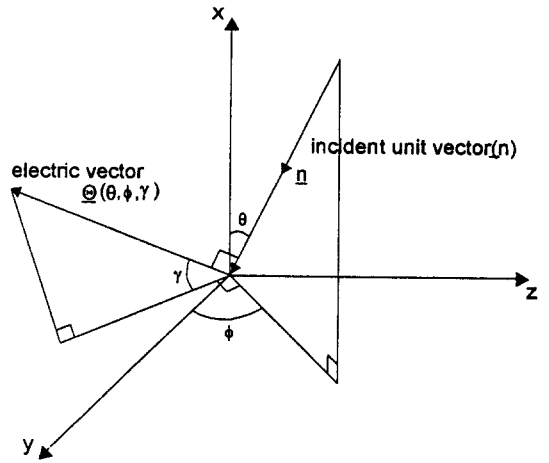


그림 2. 입사각도 (θ, ϕ) 와 편파각도 γ

Fig. 2. Incidence angle (θ, ϕ) and polarization angle γ .

유전체층의 내부영역을 영역(2)로 한다. 영역(2)는 손실이 없는 유전체로 채워져 있고 유전율은 ϵ_r , ϵ_0 라고 하자. 투자율은 두 영역 모두 μ_0 로 한다. 그림에서와 같이 접지된 유전체층의 두께는 h 이고 도체 스트립의 폭과 주기는 각각 $2W$ 와 D 이다.

입사 평면파의 입사각도와 편파를 표기하는데 사용되는 변수 θ 와 ϕ , γ 는 그림 2와 같다.

그림 1에서와 같이 임의의 편파각도를 갖고 임의의 각도로 스트립격자가 있는 면(y - z 평면)을 향하여 입사하는 입사파의 전자계성분은

$$\underline{E}^i(x,y,z) = \underline{\Theta}(\theta, \phi, \gamma) e^{jk_0 z \cdot r} \quad (1)$$

$$\underline{H}^i(x,y,z) = Y_0 \underline{\Theta}(\theta, \phi, \gamma + \frac{\pi}{2}) e^{jk_0 z \cdot r} \quad (2)$$

로서 주어지며 여기에서 $k_0 (= \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0})$ 와 Y_0 는 각각 자유 공간의 파수와 고유 어드미턴스를 의미하고 \underline{n} 과 \underline{r} 는 각각 평면파 진행방향의 단위벡터와 위치벡터를 의미하며 $\underline{\Theta} (= \Theta_x \underline{x}_0 + \Theta_y \underline{y}_0 + \Theta_z \underline{z}_0)$

는 전계의 편파벡터로서 θ , ϕ 와 γ 의 함수로서 다음과 같이 표현된다.

$$\Theta_x(\theta, \phi, \gamma) = \sin\theta\sin\gamma \quad (3)$$

$$\Theta_y(\theta, \phi, \gamma) = \sin\phi\cos\gamma - \cos\theta\cos\phi\sin\gamma \quad (4)$$

$$\Theta_z(\theta, \phi, \gamma) = -\cos\phi\cos\gamma - \cos\theta\sin\phi\sin\gamma \quad (5)$$

여기에서 γ 는 입사파의 동위상면(constant phase plane)과 y - z 평면과의 교차 선분으로부터, 입사파의 임의의 전계 벡터까지의 각도를 의미한다. 그리고 $k_0 \underline{n}$ 을 각 성분별로 표현하면

$$k_0 \underline{n} = (k_x, k_y, \zeta_z) = (k_0 \cos\theta, k_0 \sin\theta \cos\phi, k_0 \sin\theta \sin\phi) \quad (6)$$

로 주어지며 y 축 방향으로는 스트립격자가 균일하게 놓여 있으므로 $e^{jk_y y}$ 항은 시간인자 $e^{j\omega t}$ 와 함께 생략하기로 한다.

영역 (1)에서는 입사파 \underline{E}^i 와 스트립에서의 유도 전류(induced current)에 의한 산란파 \underline{E}^s 가 존재하고 영역 (2)에서는 산란파만 존재하므로 영역 (1)에서의 총전자계는

$$(\underline{E}', \underline{H}') = (\underline{E}^i, \underline{H}^i) + (\underline{E}^s, \underline{H}^s) \quad (7)$$

로 표현되고 영역 (2)에서는 오직 $(\underline{E}^s, \underline{H}^s)$ 만으로 표현된다. 여기에서 산란파 $(\underline{E}^s, \underline{H}^s)$ 는 영역(1)에서는 스트립격자가 없을 때의 반사파를, 영역(2)에서는 스트립격자가 없을 때의 투과파를 포함하고 있다. 따라서 그렇게 하면 각 영역, $i=1, 2$ 에서의 산란전자계는 다음과 같이 맥스웰 방정식

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + x_i^2 \right) \left\{ \begin{array}{l} \Pi_{iy}^s(x, z) \frac{y_0}{z_0} \\ \Pi_{iz}^s(x, z) \frac{z_0}{z_0} \end{array} \right\} = 0 \quad (8)$$

$i=1, 2$

을 만족하는 y 와 z 방향성분의 전계 헤르쯔벡터(electric Hertz vector) $\Pi^{(iy)}(x, z)$ 와 $\Pi^{(iz)}(x, z)$ 로부터

$$\underline{E}_{ix}^s(x, z) = jk_y \frac{\partial \Pi_{iy}^s}{\partial x} + \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \Pi_{iz}^s \quad (9)$$

$$\underline{E}_{iy}^s(x, z) = x_i^2 \Pi_{iy}^s + jk_y \frac{\partial}{\partial z} \Pi_{iz}^s \quad (10)$$

$$\underline{E}_{iz}^s(x, z) = jk_y \frac{\partial}{\partial z} \Pi_{iy}^s + \left(k_0^2 \epsilon_r + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \Pi_{iz}^s \quad (11)$$

$$\underline{H}_{ix}^s(x, z) = -\omega \epsilon_0 \epsilon_r k_y \Pi_{iz}^s - j\omega \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \Pi_{iy}^s}{\partial z} \quad (12)$$

$$\underline{H}_{iy}^s(x, z) = -j\omega \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \Pi_{iz}^s}{\partial x} \quad (13)$$

$$\underline{H}_{iz}^s(x, z) = -j\omega \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \Pi_{iy}^s}{\partial x} \quad (14)$$

와 같이 기술되는데 이 표현식에서 뒀침자로 사용된 s 는 산란파(scattered wave)를 의미하고 아래 첨자 $i=1, 2$ 는 각 영역을 의미하며 y 와 z 는 y 방향 성분과 z 방향성분을 나타내고, 식 (8)에서의 x 는

$$x_i = \sqrt{k_0^2 \epsilon_r - k_y^2} \quad i=1, 2 \quad (15)$$

으로 주어지며 여기에서 상대유전율 ϵ_r 은 영역 (1)의 경우에는 자유 공간이므로 $\epsilon_r=1$ 로 놓고 영역 (2)의 경우에는 임의의 값의 ϵ_r 로 놓는다.

$x=0$ 에서 도체 스트립 면에서 자계의 접선 성분의 불연속 조건은 다음과 같고

$$H'_{iy}(+0, z) - H'_{iy}(-0, z) = 2Y_0 J_z(z) \quad (16)$$

$$H'_{iz}(+0, z) - H'_{iz}(-0, z) = -2Y_0 J_y(z) \quad (17)$$

임의의 편파로서 비스듬한 각도로 입사하는 전자파의 경우에 대한 접지된 유전체층 위에 놓여있는 주기적인 스트립격자 구조에서의 특이한 회절현상

여기에서 영역 (1)에서의 전자계를 기술할 때 사용되는 윗 첨자 i 는 입사파를 포함한 총 전자계를 의미하며 J_y 와 J_z 는 각각 스트립격자 표면에서의 $2Y_0$ 로 정규화된 (y 와 z 방향 성분의) 표면전류밀도를 의미하는데 함수형태를 Chebyshev 다항식의 급수와 가장자리 조건(edge condition)을 만족하는 함수의 곱으로 표현하면

$$J_y(z) = e^{j\zeta z} \sum_{v=0}^{\infty} A_v \frac{T_v(\bar{z}/W)}{\sqrt{1-(\bar{z}/W)^2}} \quad (18)$$

$$J_z(z) = e^{j\zeta z} \sqrt{1-(\bar{z}/W)^2} \sum_{v=0}^{\infty} B_v U_v(\bar{z}/W) \quad (19)$$

로 주어지며 여기에서 T_v 와 U_v 는 각각 1종과 2종의 Chebyshev 다항식을 의미하고 A_v 와 B_v 는 미지의 전개계수이며 \bar{z} 는

$$\bar{z} = z - nD, \quad n=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots \quad (20)$$

로서 표현된다. 참고문헌[7]에서와 같이 파수영역 방법과 샘플링 정리를 사용하면 영역 (1)에서의 입사파와 산란파의 합으로 주어지는 전체전계에 대한 표현식들은 각 성분별로 다음과 같이 구해진다.

$$E'_{1y}(x, z) = -\sum_m \{G_1(\zeta_m - \zeta_z) \phi(\zeta_m) + G_2(\zeta_m - \zeta_z) \Psi(\zeta_m) e^{-jk_{1x}^m x - j(\zeta_m - \zeta_z)z} + \{S_0(-\zeta_z) - \Theta_y\} e^{-jk_{1x}^0 x + jk_z z} + \Theta_y e^{jk_{xx} + j\zeta_z z}\} \quad (21)$$

$$E'_{1z}(x, z) = -\sum_m \{G_2(\zeta_m - \zeta_z) \phi(\zeta_m) + G_3(\zeta_m - \zeta_z) \Psi(\zeta_m) e^{-jk_{1x}^m x - j(\zeta_m - \zeta_z)z} + \{S_1(-\zeta_z) - \Theta_z\} e^{-jk_{1x}^0 x + jk_z z} + \Theta_z e^{jk_{xx} + j\zeta_z z}\} \quad (22)$$

$$E'_{1x}(x, z) = \sum_m \{F_1(\zeta_m - \zeta_z) \phi(\zeta_m) +$$

$$F_2(\zeta_m - \zeta_z) \Psi(\zeta_m)\} e^{-jk_{1x}^m x - j(\zeta_m - \zeta_z)z} + \{S_2(-\zeta_z) - \Theta_x\} e^{-jk_{1x}^0 x + j\zeta_z z} + \Theta_x e^{jk_{xx} + j\zeta_z z} \quad (23)$$

여기에서 $G_1(\zeta)$, $G_2(\zeta)$, $G_3(\zeta)$, $S_0(\zeta)$, $S_1(\zeta)$, $S_2(\zeta)$, $F_1(\zeta)$, $F_2(\zeta)$, k_{1x} , k_{2x} 와 k_{1x}^m 는 각각

$$G_1(\zeta) = 2\{x_2^2 k_{1x} + j x_1^2 k_{2x} \tan(k_{2x} h)\} / k_0 L$$

$$G_2(\zeta) = 2\zeta k_y \{k_{1x} + j k_{2x} \tan(k_{2x} h)\} / k_0 L$$

$$G_3(\zeta) = 2\{k_{1x}(x_0^2 \epsilon_r - \zeta^2) + j(k_0^2 - \zeta^2) k_{2x} \tan(k_{2x} h)\} / k_0 L$$

$$S_0(\zeta) = \Theta_y + \frac{G_1(\zeta)}{2k_0} \left\{ (k_x \Theta_y - k_y \Theta_x) + j \cot(k_{2x} h) \frac{\Theta_y(k_0^2 \epsilon_r - \zeta^2) - \Theta_z k_y \zeta}{k_{2x}} \right\}$$

$$+ \frac{G_2(\zeta)}{2k_0} \left\{ (k_x \Theta_z - k_z \Theta_x) + j \cot(k_{2x} h) \frac{\Theta_z(k_0^2 \epsilon_r - k_y^2) - \Theta_y k_y \zeta}{k_{2x}} \right\}$$

$$S_1(\zeta) = \Theta_z + \frac{G_2(\zeta)}{2k_0} \left\{ (k_x \Theta_y - k_y \Theta_x) + j \cot(k_{2x} h) \frac{\Theta_y(k_0^2 \epsilon_r - \zeta^2) - \Theta_z k_y \zeta}{k_{2x}} \right\}$$

$$+ \frac{G_3(\zeta)}{2k_0} \left\{ (k_x \Theta_z - k_z \Theta_x) + j \cot(k_{2x} h) \frac{\Theta_z(k_0^2 \epsilon_r - k_y^2) - \Theta_y k_y \zeta}{k_{2x}} \right\}$$

$$S_2(\zeta) = \Theta_x - \frac{F_1(\zeta)}{2k_0} \left\{ (k_x \Theta_y - k_y \Theta_x) + j \cot(k_{2x} h) \frac{\Theta_y(k_0^2 \epsilon_r - \zeta^2) - \Theta_z k_y \zeta}{k_{2x}} \right\}$$

$$- \frac{F_2(\zeta)}{2k_0} \left\{ (k_x \Theta_z - k_z \Theta_x) + j \cot(k_{2x} h) \frac{\Theta_z(k_0^2 \epsilon_r - k_y^2) - \Theta_y k_y \zeta}{k_{2x}} \right\}$$

$$F_1(\zeta) = -2k_y \{k_{2x}^2 + jk_{1x} k_{2x} \tan(k_{2x} h)\} / k_0 L$$

$$F_2(\zeta) = 2\zeta \{k_{2x}^2 + jk_{1x} k_{2x} \tan(k_{2x} h)\} / k_0 L$$

$$k_{1x} = \sqrt{k_0^2 - k_y^2 - \zeta^2}$$

$$k_{2x} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_r - k_y^2 - \zeta^2}$$

$$k_{1x}^m = \sqrt{k_0^2 - k_y^2 - (\zeta_m - \zeta_z)^2}$$

로서 표현되며 $\zeta_m, \psi(\zeta_m), \Psi(\zeta_m)$ 과 L 은

$$\zeta_m = \frac{2\pi m}{D} \quad (m=0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

$$\phi(\zeta_m) = \frac{W}{D} \sum_v A_v F_{0v}(\zeta_m)$$

$$\Psi(\zeta_m) = \frac{W}{D} \sum_v B_v F_{1v}(\zeta_m)$$

$$L = [(k_{2x}^2 + \epsilon_r k_{1x}^2) + jk_{1x} k_{2x} \{\tan(k_{2x} h) - \epsilon_r \cot(k_{2x} h)\}]$$

로 주어지며 F_{0v} 와 F_{1v} 는 각각 다음과 같이 주어진다.

$$F_{0v}(\zeta_m) = \pi(j)^v J_v(\zeta_m W)$$

$$F_{1v}(\zeta_m) = \pi(j)^v \frac{(v+1)}{\zeta_m W} J_{v+1}(\zeta_m W)$$

이다. 이렇게하여 구한 식 (21), (22) 와 (23) 으로부터 맥스웰 방정식을 사용하여 전자장을 구한 다음 포인팅 정리를 이용해서 필요한 공간차수(order of space harmonics)의 회절전력(diffracted power)을 계산하게 된다.

III. 수치해석결과

접지된 유전체층 위에 주기적으로 스트립이 놓여 있는 구조에 대해 임의 편파의 평면파가 임의 각도로 입사되는 경우에 대한 전자기 산란문제를 샘플링 정리와 파수영역 방법을 사용하여 반사격자관점에서 조사하였다. Blazing 현상이라 함은 입사파전

력이 반사파($n=0$ 또는 specular mode)의 방향으로 진행되지 않고 고차모드(spectral mode 또는 space harmonics)의 산란파 전력으로 모두 변환되는 현상을 의미하는데 특히, Bragg-blazing은 입사파의 입사 방향이 고차모드의 산란파의 전파방향과 동일한 경우이고, Off-Bragg blazing 현상은 입사파의 입사 방향과 고차모드의 산란파의 전파 방향이 서로 상이한 경우를 뜻한다. 격자구조에서 입사각도와 산란각도간에는 $\sin \theta_i + \sin \theta_n = n\lambda/D$ 로 표현되는 격자방정식(grating equation)이 성립되며, 여기서 θ_n 은 입사각도이고 θ_n 은 n 차 고차모드의 산란각도이다.

지금부터는 앞에서 기술한 해석 방법에 입각하여 얻은 수치적인 결과들에 대하여 논의하기로 한다. 먼저 그림 3은 입사전계의 편파각도 $\gamma=0^\circ$ 이고 입

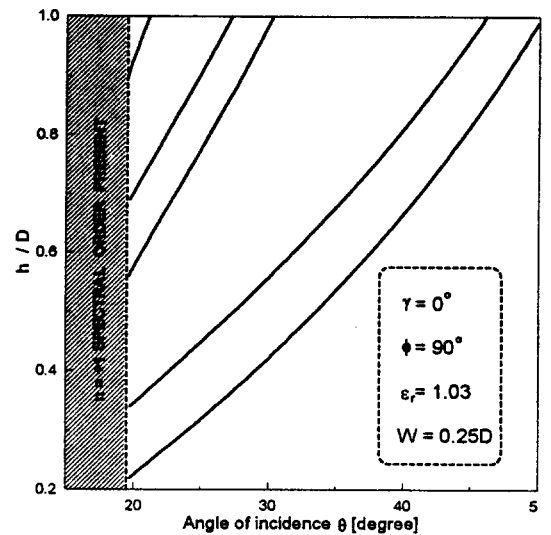


그림 3. Bragg blazing 현상이 관찰되는 유전체층의 두께 ($\epsilon_r=1.03, W=0.25D, \gamma=0^\circ, \phi=90^\circ$: TE 경우)

Fig. 3. Relative height of a Bragg blazed grating vs angle of incidence under Bragg condition ($\epsilon_r=1.03, W=0.25D, \gamma=0^\circ, \phi=90^\circ$: TE case).

입의 편파로서 비스듬한 각도로 입사하는 전자파의 경우에 대한 접지된 유전체층 위에 놓여있는 주기적인 스트립격자 구조에서의 특이한 회절현상

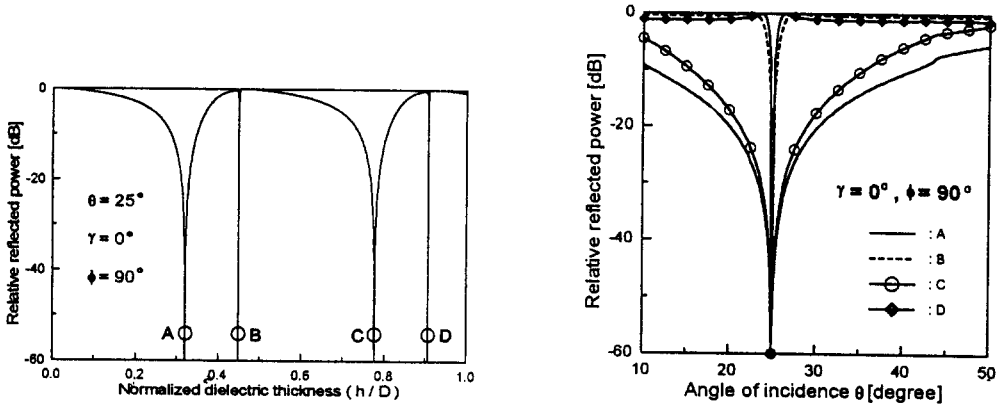


그림 4. 반사격자 관점에서의 상대반사파 전력 (TE 경우)

(a) h 에 따른 상대 반사파전력 ($\epsilon_r=1.03, D=1.1831\lambda, W=0.25D, \gamma=0^\circ, \phi=90^\circ, \theta=25^\circ$)

(b) θ 에 따른 상대 반사파전력 ($\epsilon_r=1.03, D=1.1831\lambda, W=0.25D, \gamma=0^\circ, \phi=90^\circ$)

Fig. 4. Relative reflected power from the viewpoint of reflection grating (TE case).

(a) Relative reflected power vs. dielectric height h ($\epsilon_r=1.03, D=1.1831\lambda, W=0.25D, \gamma=0^\circ, \phi=90^\circ, \theta=25^\circ$)

(b) Relative reflected power vs. incident angle θ ($\epsilon_r=1.03, D=1.1831\lambda, W=0.25D, \gamma=0^\circ, \phi=90^\circ$)

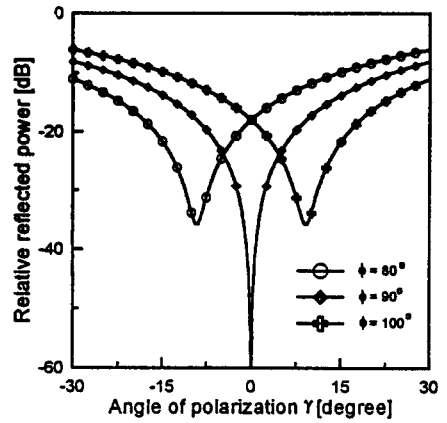
사방향이 $\phi=90^\circ$ 인 경우(TE편파)에 대해 주기구조 파라미터 중 유전체의 상대유전율($\epsilon_r=1.03$) 및 주기에 대한 스트립의 폭($W/D=0.25$)은 고정된 채로 주기(D) 및 유전체층의 두께의 주기에 대한 비(h/D)의 변화에 따른 Bragg blazing각의 변화를 나타내고 있다. 그림에서 빗금친 부분(입사각이 19.47122° 이하, 즉 주기 $D=1.5\lambda$ 이상)은 격자방정식에서 알 수 있듯이 주기가 커져서 전파되는 고차의 회절모드가 3개 이상인 영역이다. Bragg각은 격자구조의 주기에 의하여 결정되므로, 주기를 가변하고 유전체층의 두께를 적절히 조절하면 구형격자구조(Rectangular groove grating)의 경우^[8]와 유사하게 Bragg각이 연속적으로 변화됨을 알 수 있으며, 동시에 Bragg blazing의 궤적 곡선은 대체적으로 Bragg각이 작은 각에서 큰 각으로 커져 감에 따라 유전체층의 두께가 증가하게 됨을 관찰할 수 있다.

그림 4(a)는 입사전계의 편파각도가 $\gamma=0^\circ$ 이고 입사각도가 $\phi=90^\circ, \theta=25^\circ$ 인 경우(TE편파)에 대하여 격자구조 파라미터들 중 유전체의 상대유전율($\epsilon_r=1.03$), 주기에 대한 스트립의 폭($W/D=0.25$) 및 주기($D=1.1831\lambda$)를 고정된 상태로 유전체층의 두께의 변화에 따른 $n=0$ 차 모드인 반사파전력을 계산하여 도시한 것이다. 그림에 표시된 4개의 A, B, C 및 D의 위치에서 Bragg blazing현상을 관찰할 수 있었는데, A점 및 B점은 유전체층의 두께가 적어서 스트립 아래 부분의 평행평판 영역에서의 기본모드인 TE_1 모드가 차단(cut-off)되는 경우이고, C점 및 D점은 유전체층의 두께가 어느 정도 커서 도파모드가 존재하는 경우에 해당된다. 그림 4(b)는 그림 4(a)의 A, B, C, D점의 격자구조 파라미터에 대해 입사전계의 편파각도가 $\gamma=0^\circ$ 이고 입사방향은 $\phi=90^\circ$ 로 고정된 상태로 입사각도 θ 의 변화에 따른 반사파전력을 계산하여 그 결과를

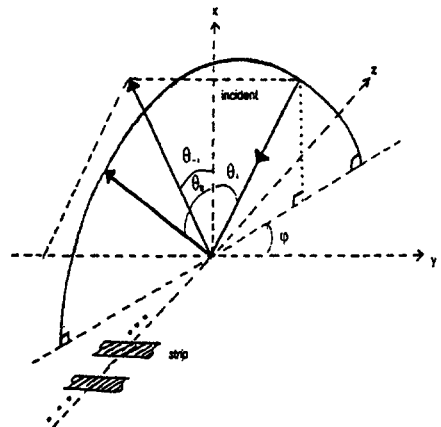
도시한 것이다. 그림으로부터, A, B, C, D점에 해당되는 특정한 유전체층의 두께의 경우에 입사파 전력이 $n=-1$ 차 모드의 전력으로 대부분 변환된다는 사실을 확인 할 수 있는데, 이때의 변환 효율은 99.9999 % 이상이 된다는 사실도 관찰된다. 그림 4(a)의 A, B, C, D점에 해당되는 Bragg blazing 현상을 좀 더 상세히 살펴보기 위하여 입사각도를 변화해 가며 blazing 특성을 조사하여 그림 4(b)에 도시하였다. 그림으로부터 알 수 있듯이 그림 4(a)에서 A와 C점에 해당되는 Bragg blazing 현상에서는 넓은 입사각도의 범위에서 입사파 전력이 $n=-1$ 차 모드의 전력으로 변환되는 반면 B와 D점에 해당되는 Bragg blazing 현상에서는 입사파 전력이 $n=-1$ 차 모드 전력으로 변환되는 입사각도가 매우 좁음을 확인할 수 있다. 그러니까 그림 4(a)에서 Bragg blazing 특성이 유전체 두께 h 의 변화에 대하여 비교적 둔감한(B와 D지점의 경우에 비하여) A와 C지점의 Bragg blazing 현상이, 그림 4(b)에서 보듯이, 입사각도의 변화에도 역시 비교적 둔감함을 관찰하게 된다. 이러한 관찰은 기존의 Wood anomaly를 포함한 blazing현상에 대한 연구들이^{[2],[3],[9]} blazing 현상들을 공진형(resonance ty-

pe)과 비공진형(non-resonance type)으로 분류하고 비공진형의 경우가 공진형의 경우에 비하여 상대적으로 넓은 형태의(즉, 입사각도의 넓은 범위에 대하여) blazing 특성을 지닌다고 설명하려 했던 사실과 부합되지 않는다. 왜냐하면 그림 4(a)의 A와 D점에 해당되는 blazing 현상은 그림 4(b)에서 보듯이 기존의 설명 방식으로 설명이 되는데 반하여 B와 C점의 경우는 그러한 설명 방식으로 설명될 수가 없다. 따라서 이러한 관찰 결과를 설명하기 위해서는 좀 더 많은 연구가 필요하다고 생각되며 이를 위하여 현재 진행 중에 있다.

이제까지는 입사 전계 벡터가 스트립 축과 평행한 TE편파의 경우에 대하여 관찰되는 Bragg blazing 현상에 대하여 살펴보았다. 지금부터는 임의의 편파 벡터방향을 지닌 평면파가 임의의 입사각도로



(a)



(b)

그림 5. 반사파전력과 산란특성을 기술하기 위한 좌표계

(a) 편파각도 γ 에 따른 상대반사파 전력

$$(\epsilon_r=1.03, D=1.1831\lambda, h=0.32D, W=0.25D, \gamma=90^\circ, \theta=25^\circ)$$

(b) 산란특성을 기술하기 위한 좌표계

Fig. 5. Reflected power and coordinate system for scattering pattern.

(a) Relative reflected power vs. angle of polarization γ .

$$(\epsilon_r=1.03, D=1.1831\lambda, h=0.32D, W=0.25D, \gamma=90^\circ, \theta=25^\circ)$$

(b) Coordinate system for scattering pattern.

서 스트립격자 표면에 입사하는 경우(그림 2에 주어진 바와 같이)에 관찰되는 blazing 현상에 대하여 살펴보기로 한다. 먼저 편파각도 γ 가 blazing 현상에 어떠한 영향을 주는가를 보기 위하여 입사각도를 $\theta=25^\circ$ 로 고정한 채로 ϕ 를 매개변수(parameter)로 하여, 즉 $\phi=80^\circ, 90^\circ, 100^\circ$ 인 경우에 대하여, 편파각도 γ 를 $-30^\circ \sim +30^\circ$ 범위에서 변화하면서 기하광학적인 반사파(specularly reflected wave, $n=0$)의 전력을 계산하여 그 결과를 그림 5(a)에 도시하였다. 좀 더 상세히 살펴보기 위하여 그림 5(b)를 참조하여 설명하면 위에서 구한 반사파전력은 그림에서 반원으로 둘러싸인 평면에 도시되어 있는 $n=0$ 차수의 반사파를 의미하므로 이러한 반사파전력이 매우 작게 되면 그림 5(b)에 평행사변형으로 구성된 평면에 진행파 벡터가 존재하는

$n=-1$ 차수의 회절파전력이 커지게 됨을 의미하므로 입사파전력이 $n=-1$ 차수의 회절파전력으로 대부분 변환됨을 의미한다. 그림 5(a)에서 $\phi=90^\circ$ 이고 $\gamma=0^\circ$ 인 경우는 TE편파가 되며 이 경우는 그림 4(a)의 A점에 해당되는 Bragg blazing점에 해당된다. ϕ 가 90° 에서 벗어난 경우로서 $\phi=80^\circ$ 와 100° 인 경우에 입사각도를 $\theta=25^\circ$ 로 고정하여 γ 를 변화해서 검사한 결과, $\phi=80^\circ$ 인 경우에는 $\gamma=-9.1^\circ$ 일 때 반사파전력이 최소, 즉 $n=-1$ 차 회절파전력으로의 변환 효율이 최대가 됨을 볼 수 있고, $\phi=100^\circ$ 인 경우에는 $\gamma=9.1^\circ$ 일 때 반사파전력이 최소가 됨을 볼 수 있다. 이로부터 입사파의 입사방향의 변화에 따라서 최대의 변환 효율을 주는 편파각도가 변화하게 됨을 알 수 있는데 보다 정량적인 기술은 보다 많은 연구를 요하고 있다.

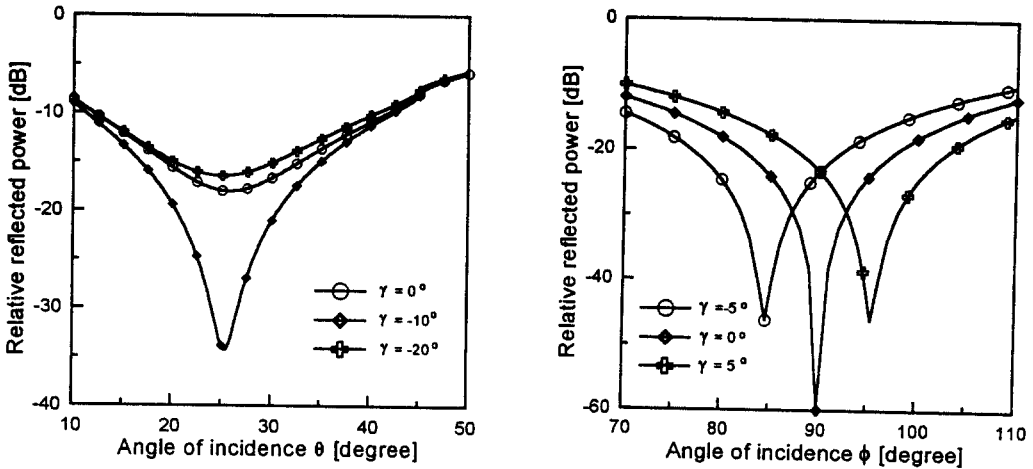


그림 6. 반사파전력

- (a) 입사각도 θ 에 따른 상대반사파 전력 ($\epsilon_r=1.03, D=1.1831\lambda, h=0.32D, W=0.25D, \phi=80^\circ$)
- (b) 입사방향 ϕ 에 따른 상대반사파 전력 ($\epsilon_r=1.03, D=1.1831\lambda, h=0.32D, W=0.25D, \theta=25^\circ$)

Fig. 6. Reflected power.

- (a) Relative reflected power vs. angle of incidence θ ($\epsilon_r=1.03, D=1.1831\lambda, h=0.32D, W=0.25D, \phi=80^\circ$)
- (b) Relative reflected power vs. angle of incidence ϕ ($\epsilon_r=1.03, D=1.1831\lambda, h=0.32D, W=0.25D, \theta=25^\circ$)

그림 6(a)에는 그림 4(a)의 A점에서의 격자구조의 기하학적인 치수를 모두 동일하게 유지한 채로 $\phi=80^\circ$ 로 하고 편파각도 γ 를 매개변수로 하여 입사각도 θ 를 가변하면서 blazing 특성을 계산한 결과를 도시하였다. 그림에서 보듯이, 최대의 변환 효율을 주는 입사각도는 편파각도에 따라 거의 변하지 않으나 변환 효율 값은 민감하게 변화함을 확인할 수 있다. 임의편파 및 입사각을 갖고 입사하는 평면전자파의 경우에 대한 blazing 현상을 더 살펴보기 위하여 그림 6(b)에 상대유전율이 $\epsilon_r=1.03$, $W/D=0.25$, $D=1.1831\lambda$ 이고 $h/D=0.32$ 일 때 편파각도 $\gamma=0^\circ, \pm 5^\circ$ 의 각 경우에 대하여 입사방향(y-z 평면에서의)이 $\phi=60^\circ \sim 120^\circ$ 의 범위에서 $\theta=25^\circ$ 로 고정하여 $n=0$ 차의 반사파 전력을 계산한 결과를 도시하였다. 그림에서 $\phi=90^\circ$ 이고 $\gamma=0^\circ$ 인 경우는 TE편파의 경우에 관찰되는 Bragg blazing 현상이 되는데 ϕ 가 변화함에 따라 반사파 전력이 점차로 증대함을 볼 수 있다. 또한 편파각도 γ 가 $\pm 5^\circ$ 일 때, 반사파전력이 최소가 되는 dip의 위치가 $\phi=90^\circ$ 를 중심으로 위 아래쪽으로 옮겨감을 확인할 수 있다.

그림 7은 입사전계의 편파각도는 $\gamma=90^\circ$ 이고 입사방향이 $\phi=90^\circ$ 인 경우 즉 TM편파에 해당되는 경우에 대하여 격자의 파라미터들 중에서 유전체의 상대유전율($\epsilon_r=1.03$) 및 주기에 대한 스트립의 폭($W/D=0.25$)을 고정한 채로 주기(D) 및 유전체층의 두께 h 의 주기에 대한 비 즉 h/D 를 가변하면서 Bragg blazing이 일어나는 각도의 변화를 도시하였는데 TE편파의 경우와 동일하게 Bragg blazing의 각도의 변화가 연속적임을 볼 수 있다. 또한 스트립격자의 주기를 고정하고 유전체층의 두께를 가변하면 TE편파의 경우와 유사하게 동일한 입사각도에서 여러 개의 Bragg blazing이 일어난다는 사실도 관찰할 수 있다.

그림 8(a)는 입사전계의 편파각도가 $\gamma=90^\circ$ 이고 입사각도가 $\phi=90^\circ, \theta=25^\circ$ 인 경우(TM편파)에 대하여 격자구조 파라미터들 중 유전체의 상대유전율($\epsilon_r=1.03$), 주기에 대한 스트립의 폭($W/D=0.$

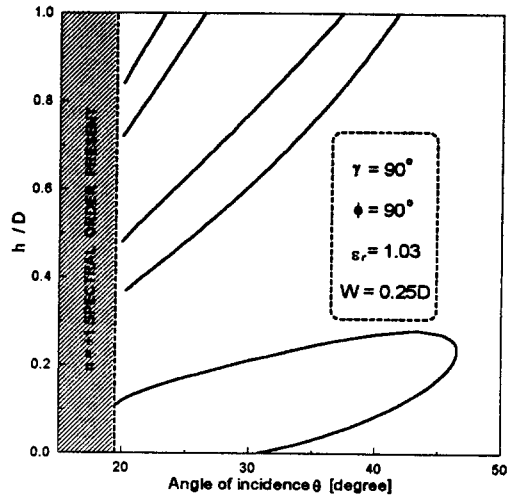


그림 7. Bragg blazing 현상이 관찰되는 유전체층의 두께 ($\epsilon_r=1.03, W=0.25D, \gamma=90^\circ, \phi=90^\circ$:TM 경우)

Fig. 7. Relative height of a Bragg blazed grating vs. angle of incidence under Bragg condition. ($\epsilon_r=1.03, W=0.25D, \gamma=90^\circ, \phi=90^\circ$:TM case)

25) 및 주기($D=1.1831\lambda$)를 고정한 채로 유전체층의 두께의 변화에 따른 $n=0$ 차의 반사파 전력을 계산하여 도시한 것이다. 그림 8(a)(TM편파)의 경우에 있어서도 그림 4(a)(TE편파)의 경우와 같이 여러 개(4개)의 Bragg blazing 점(a, b, c와 d점)이 존재하며 특히 유전체의 두께 h 의 변화에 비교적 둔감한(a와 c점)경우와 비교적 민감한 경우가 유전체 두께 h 가 증가함에 따라서 번갈아 나타난다는 점이 특기할 만하다. 이들 각 점 a, b, c와 d점에 해당되는 경우에 대하여 입사각도의 변화에 따른 Bragg blazing 특성을 그림 8(b)에 도시하였다. 전반적으로 TE의 경우와 매우 흡사하다고 볼 수 있다.

계속해서 임의의 편파 벡터 방향을 지닌 평면파가 임의의 입사각도로써 스트립격자 표면에 입사하는 경우에 관찰되는 blazing 현상에 대하여 살펴보

입의 편파로서 비스듬한 각도로 입사하는 전자파의 경우에 대한 접지된 유전체층 위에 놓여있는 주기적인 스트립격자 구조에서의 특이한 회절현상

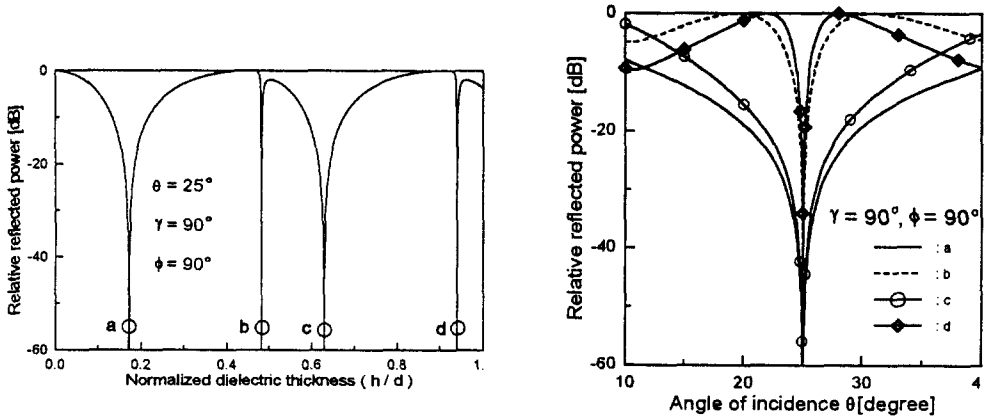


그림 8. 반사격자 관점에서의 상대반사파 전력 (TM 경우)

(a) h 에 따른 상대 반사파전력 ($\epsilon_r=1.03$, $D=1.1831\lambda$, $W=0.25D$, $\gamma=90^\circ$, $\phi=90^\circ$, $\theta=25^\circ$)

(b) θ 에 따른 상대 반사파전력 ($\epsilon_r=1.03$, $D=1.1831\lambda$, $W=0.25D$, $\gamma=90^\circ$, $\phi=90^\circ$)

Fig. 8. Relative reflected power from the viewpoint of reflection grating (TM case).

(a) Relative reflected power vs. dielectric height h . ($\epsilon_r=1.03$, $D=1.1831\lambda$, $W=0.25D$, $\gamma=90^\circ$, $\phi=90^\circ$, $\theta=25^\circ$)

(b) Relative reflected power vs. incident angle θ . ($\epsilon_r=1.03$, $D=1.1831\lambda$, $W=0.25D$, $\gamma=90^\circ$, $\phi=90^\circ$)

기 위하여 먼저 그림 8(a)의 a점에 해당되는 Bragg blazing 현상에 해당되는 조건, 즉 입사각도는 $\theta=25^\circ$ 로 고정하고 $\phi=90^\circ$, $\gamma=90^\circ$ 인 점을 기준으로 해서 γ 를 $60^\circ \sim 120^\circ$ 사이의 범위에서 가변하여 본 결과와 $\phi=80^\circ$ 이고 $\phi=100^\circ$ 인 두 경우에 대하여 편파각도 γ 의 함수로서 조사한 결과를 그림 9(a)에 도시하였다. 그림 5(a)경우에서와 같이 입사파의 입사방향의 변화에 따라서 최대의 변환효율을 주는 편파각도가 변화하게 됨을 알 수 있다. 그림 9(b)에는 그림 8(a)의 a점에서의 격자구조의 기하학적인 치수를 모두 동일하게 유지한 채로 $\phi=80^\circ$ 로 하고 편파각도 γ 를 매개변수로 하여 입사각도 θ 를 가변하면서 blazing 특성을 계산한 결과를 도시하였다. 그림에서 보듯이, 최대의 변환 효율을 주는 입사각도는 편파각도에 따라 거의 변하지 않으나 변환 효율 값은 민감하게 변화함을 확인할 수 있다. 이러한 경향은 그림 6(a)에서 관찰한 결

과와 유사함을 알 수 있다.

그림 10에는 모든 기하학적인 치수는 바로 위에서 다룬 경우와 동일하게 두고 편파각도 $\gamma=85^\circ$, 90° , 95° 의 각 경우에 대하여 입사방향($y-z$ 평면에서의)이 $\phi=60^\circ \sim 120^\circ$ 의 범위에서 $\theta=25^\circ$ 로 고정하여 $n=0$ 차의 반사파 전력을 계산한 결과를 도시하였다. 그림에서 $\phi=90^\circ$ 이고 $\gamma=90^\circ$ 인 경우는 TM 편파의 경우에 관찰되는 Bragg blazing 현상이 되는데 ϕ 가 변화함에 따라 반사파 전력이 점차로 증대함을 볼 수 있다. 또한 편파각도 γ 가 85° 와 95° 일 때, 반사파전력이 최소가 되는 dip의 위치가 $\phi=90^\circ$ 를 중심으로 위 아래쪽으로 옮겨감을 확인할 수 있다.

다음은 TE 및 TM편파 경우에 대해서 관찰되는 Off-Bragg blazing 현상에 대하여 살펴보고자 한다. 그림 11(a)는 입사전계의 편파각도 $\gamma=0^\circ$ 이고 입사방향이 $\phi=90^\circ$ 인 경우(TE편파)에 대하여 조

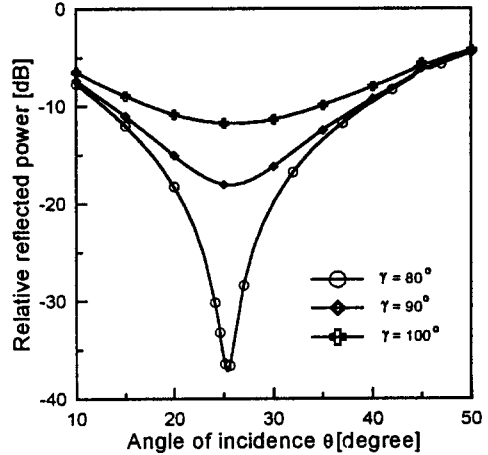
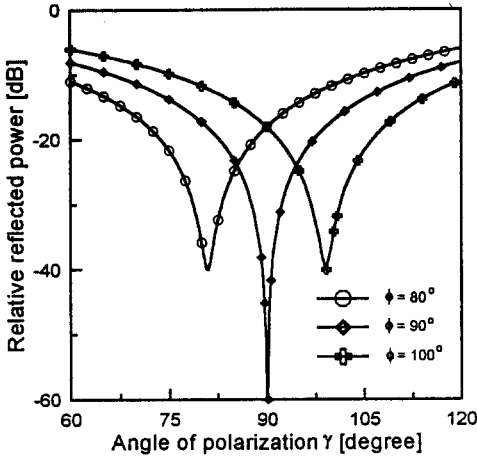


그림 9. 반사파전력

- (a) 편파각도 γ 에 따른 상대반사파 전력 ($\epsilon_r=1.03, D=1.1831\lambda, h=0.1711D, W=0.25D, \theta=25^\circ$)
- (b) 입사각도 θ 에 따른 상대반사파 전력 ($\epsilon_r=1.03, D=1.1831\lambda, h=0.1711D, W=0.25D, \phi=80^\circ$)

Fig. 9. Reflected power.

- (a) Relative reflected power vs. angle of polarization γ . ($\epsilon_r=1.03, D=1.1831\lambda, h=0.1711D, W=0.25D, \theta=25^\circ$)
- (b) Relative reflected power vs. angle of incidence θ . ($\epsilon_r=1.03, D=1.1831\lambda, h=0.1711D, W=0.25D, \phi=80^\circ$)

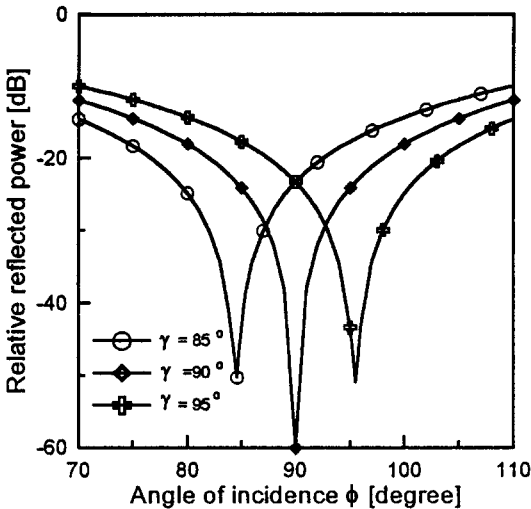


그림 10. 입사방향 ϕ 에 따른 상대반사파 전력
($\epsilon_r=1.03, D=1.1831\lambda, h=0.1711D, W=0.25D, \theta=25^\circ$)

Fig. 10. Relative reflected power vs. angle of incidence ϕ . ($\epsilon_r=1.03, D=1.1831\lambda, h=0.1711D, W=0.25D, \theta=25^\circ$)

사한 Off-Bragg blazing 현상인데, Bragg blazing 현상에 대한 조사 때와 동일한 주기구조 파라미터 (유전체의 상대유전율($\epsilon_r=1.03$) 및 주기에 대한 스트립의 폭($W/D=0.25$)은 고정하고 파장에 대한 주기의 비(D/λ) 및 유전체층의 두께 h 의 주기에 대한 비 즉 h/D 를 변화)로 하였다. 그림에서 빗금 친 영역의 테두리선들은 Rayleigh 파장(격자의 주기에 의해 전파가능한 고차의 회절모드가 생성 또는 소멸하는 파장)을 나타내며 빗금 친 영역의 내부에서만이 2개의 전파모드가 존재하므로, 이러한 영역 내부에서는 입사파전력이 모두 고차회절파전력으로 변환되는 경우가 기대 될 수 있다. 그림에서 볼 수 있듯이 Off-Bragg각은 빗금 친 영역 안에서 Bragg각을 사이에 두고 Bragg각보다 큰 것과 작은 것의 짝을 이루게 되는데 두 각간의 차이가 편차(Deviation)이며, 격자구조의 활용 면에서 볼 때 큰 편차를 갖는 것이 유리하다. 이론적으로는 $D=\lambda$ 일 때 최대 90° 의 편차를 기대 할 수 있다. 참고로 그림 11(b)는 두 Off-Bragg각 간의 편차와 Off-

임의의 편파로서 비스듬한 각도로 입사하는 전자파의 경우에 대한 접지된 유전체층 위에 놓여있는 주기적인 스트립격자 구조에서의 특이한 회절현상

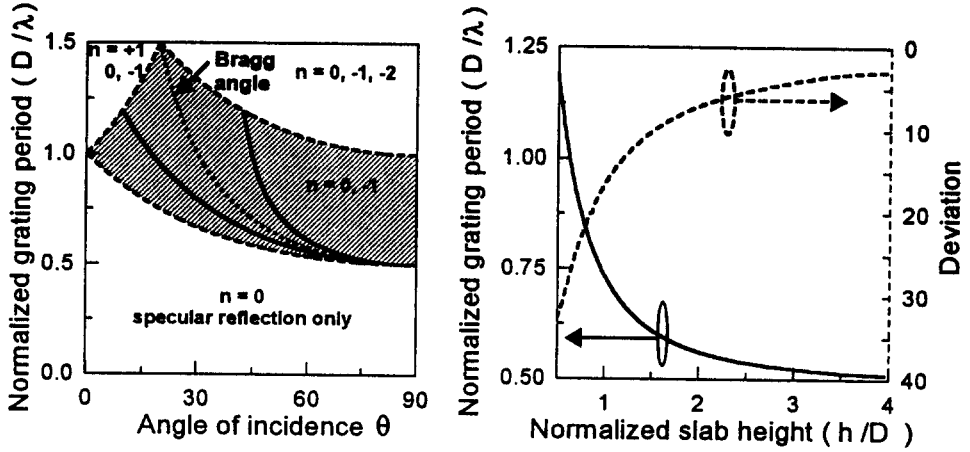


그림 11. Off-Bragg blazing 현상이 관찰되는 격자주기 및 유전체층 두께

($\epsilon_r=1.03$, $W=0.25D$, $\gamma=0^\circ$, $\phi=90^\circ$: TE 경우)

Fig. 11. Relative period and height of a Off-Bragg blazed grating vs. angle of incidence.

($\epsilon_r=1.03$, $W=0.25D$, $\gamma=0^\circ$, $\phi=90^\circ$: TE case)

Bragg blazing 현상이 관찰되는 유전체층의 두께를 나타내고 있다.

그림 12는 입사전계의 편파각도가 $\gamma = 90^\circ$ 이고 입사방향이 $\phi = 90^\circ$ 인 경우(TM 편파)에 대한 Off-Bragg blazing 현상으로 TE 편파의 경우와 유사하게 파장에 대한 주기의 비(D/λ) 및 유전체층의 두께 h 의 주기에 대한 비 즉 h/D 를 가변하면서 Off-Bragg blazing 현상이 관찰되는 입사각 θ 를 찾아보면 연속적인 궤적을 이루고 있음을 볼 수 있다. Off-Bragg blazing 현상은 Bragg blazing 현상과는 달리 TE 및 TM 두 편파의 경우 모두에 대하여 스트립 아래의 유전체로 채워진 평행평판 영역에서의 도파모드가 존재하여, 격자구조의 기본단위 cell 간에 누설파(leaky wave)와 관련된 복소전파상수가 존재하는 경우에만 관찰된다. 좀 더 상세히 기술하면 TE 편파된 경우에는 스트립 아래의 평행평판 영역에서의 기본모드(최저차모드)인 TE_1 모드가 존재하지 않는 경우에는 Off-Bragg 현상이 관찰되지 않는 반면에, TM 편파의 경우에는 스트립 아래의

평행평판 영역에서의 최저차모드인 TEM 모드는 차단주파수가 없으므로 유전체의 두께가 매우 작은 경우에도 Off-Bragg는 관찰되는 차이점이 있다.

본 연구의 결과로부터 Off-Bragg blazing 관점에서 Rayleigh 파장 근처의 산란특성을 2가지 종류로 구분할 수 있는데, 첫 번째가 반사파만 존재하는 영역과 빗금친 영역의 경계면에서의 산란특성이며, 두 번째가 빗금친 영역과 전파모드가 3개인 영역의 경계면에서의 산란특성이다. 전자의 경우에는 빗금친 영역 내부에서 Off-Bragg blazing point의 궤적이 경계면으로 근접 해감에 따라 고차모드로의 변환효율이 급격히 떨어지면서 반사파전력이 증가되어 Off-Bragg blazing 현상이 소멸되지만, 후자의 경우에는 전파모드가 $n=0, \pm 1$ 인 영역으로 들어갈 때는 $n=\pm 1$ 의 고차모드로 모두 변환되고, 전파모드가 $n=0, -1, -2$ 인 영역으로 들어갈 때는 $n=-1, -2$ 의 고차모드로 모두 변환된다. 이러한 후자의 경우에도 입사파전력이 $n=0$ 인 반사파전력으로 가지 않는다는 점에서 빗금친 영역 내부의

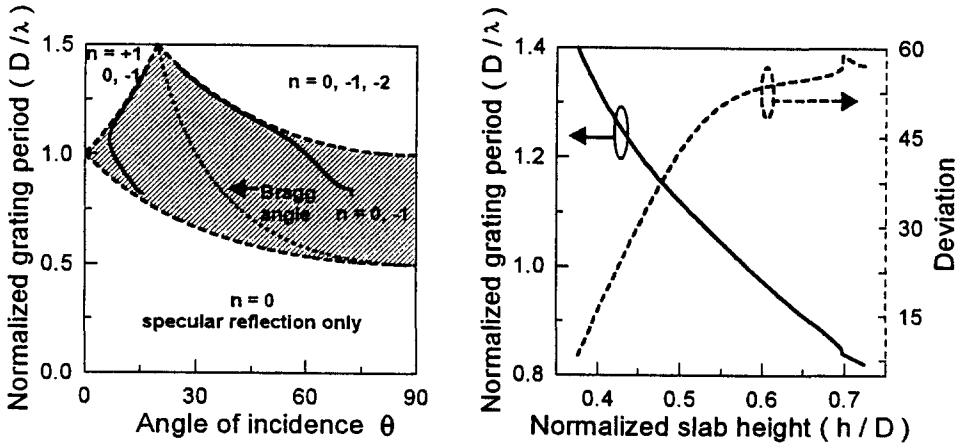


그림 12. Off-Bragg blazing 현상이 관찰되는 격자주기 및 유전체층 두께

($\epsilon_r=1.03, W=0.25D, \gamma=90^\circ, \phi=90^\circ$: TM 경우)

Fig. 12. Relative period and height of a Off-Bragg blazed grating vs. angle of incidence.

($\epsilon_r=1.03, W=0.25D, \gamma=90^\circ, \phi=90^\circ$: TM case)

Off-Bragg blazing 현상과 동일한 특성을 유지하게 된다. 그러나 전파모드가 3개인 영역에서는 입사파전력이 원래의 고차모드인 $n = -1$ 차의 고차모드로만 전력이 변환되지 않고 또다른 고차의 회절파모드(그림에서 $n = +1$ 이나 -2 차의 공간고조파)로 분산되어 변환되므로 100%의 변환 효율을 기대할 수 없다. 하지만 그러한, 전파모드가 3개인 영역에서도 입사파전력이 반사파전력으로 변환되지 않으면서 Off-Bragg blazing 특성의 일면을 유지한다는 것은 특기할 만하다. 또한 빗금친 내부의 Off-Bragg blazing point의 궤적이 빗금친 영역의 경계로 수렴해 가면서 입사파전력이 고차모드의 회절파전력으로 높은 변환 효율을 갖고 변환되는 입사각도의 범위가 줄어드는 경향을 관찰할 수 있었다.

반사격자구조의 Bragg blazing 현상을 응용할 경우에는 입사파가 Bragg 각 근처로 입사될 때 회절파가 송신단으로 되돌아오는(feeding blockage) 단점이 있으나, 입사방향 ϕ 의 변화를 주거나 Off-Bragg blazing 현상을 응용하게 되면 feeding blo-

ckage의 단점을 극복할 수 있다. 격자구조의 유효면적(effective area) 관점에서 보면 입사파가 격자면에 수직하게 입사할 때가 최대가 되므로 Bragg blazing 현상을 이용할 경우 입사각의 제한이 있는 반면, Off-Bragg blazing 현상은 입사각의 제한이 없다.

끝으로 TE 또는 TM 편파에 관찰되어 왔던 Off-Bragg blazing 현상이 TE나 TM 편파가 아닌, 보다 일반적인 경우로서, 임의의 편파 상태를 갖고 비스듬히 입사하는 평면파의 경우에 어떻게 변화하는지 살펴보기 위하여, 보다 일반적인 반사격자 산란 문제의 일례로서 $D=\lambda, h/D=0.58224, W=0.25D$ 인 경우에 대하여 ϕ 를 가변하면서 반사파전력을 계산한 결과를 그림 13에 도시하였다. 앞에서 다른 Bragg blazing의 경우와 같이 Off-Bragg blazing의 경우에도 편파각도의 변화에 따라 반사파전력이 최소가 되는 dip의 위치가 변화함을 관찰할 수 있다.

임의의 편파로서 비스듬한 각도로 입사하는 전자파의 경우에 대한 접지된 유전체층 위에 놓여있는 주기적인 스트립격자 구조에서의 특이한 회절현상

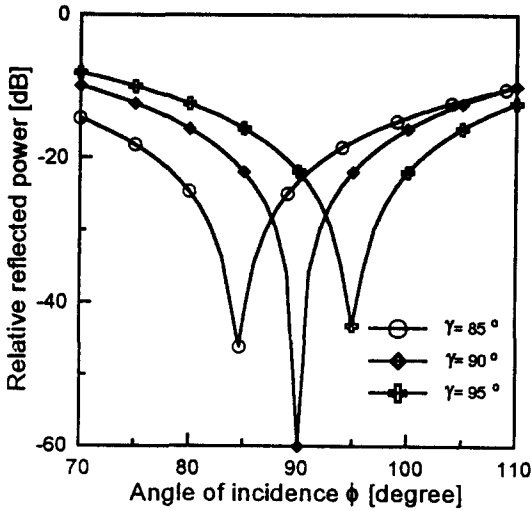


그림 13. 입사방향 ϕ 에 따른 상대반사파 전력 ($\epsilon_r=1.03$, $D=\lambda$, $h=0.58224D$, $W=0.25D$, $\theta=7.8^\circ$)

Fig. 13. Relative reflected power vs. angle of incidence ϕ . ($\epsilon_r=1.03$, $D=\lambda$, $h=0.58224D$, $W=0.25D$, $\theta=7.8^\circ$)

IV. 결 론

접지된 유전체층 위에 있는 주기적인 스트립격자 구조에 임의의 편파의 평면파가 임의의 각도로 입사할 때의 전자파 산란 문제를, Bragg blazing 및 Off-Bragg blazing 현상과 같은 diffraction anomaly들을 중심으로, 반사격자 관점에서 해석하였다. Bragg blazing 현상을 TE 및 TM 편파의 경우에 대하여 각각의 주기구조 파라미터를 적절히 조절하며 Bragg blazing 각이 연속적으로 변화되는 것을 관찰하였는데 이는 구형격자구조에서의 현상^[8]과 유사하다. Off-Bragg blazing 현상에 대하여서도 TE 및 TM 편파의 경우에 대해 주기구조 파라미터를 조절하여 Off-Bragg blazing 각의 변화를 관찰하였으며, Rayleigh 파장에서의 전자파 산란 특성을 조사하였다. 특히 본 논문의 주요 topic인

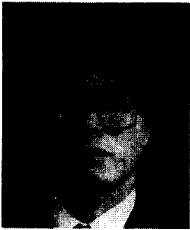
TE 및 TM 편파로부터 벗어난 편파상태인, 임의의 입사각과 임의의 편파상태를 지닌 평면파가 입사하는 경우에 대한 blazing 현상이 편파각도의 변화에 따라 blazing 특성이 어떻게 변하는지, 그리고 편파각도를 일정하게 유지했을 때 입사각도 변화의 blazing 특성에 대한 영향들에 대하여 기술하였다. 또한 본 연구구조의 응용 측면에서 Bragg blazing과 Off-Bragg blazing 현상의 장단점을 비교 설명하였다. 본 연구의 연구 결과는 주파수분할다중화기(frequency division (de)multiplexer) 및 빔주사기(frequency scanner)의 설계시 활용 가능하다.

참고문헌

- [1] K. A. Jose and K. G. Nair, "Reflector-Backed perfectly blazed strip gratings simulated corrugated reflector effects," *Electron. Lett.*, vol. 23, no. 2, pp. 86-87, Jan. 1987.
- [2] Y. K. Cho, U. H. Cho, and J. H. Ko, "TM-Polarized Electromagnetic scattering from a periodic strip array on a grounded dielectric," *Microwave and Opt. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 1, pp. 41-45, Jan. 1996.
- [3] Y. K. Cho, U. H. Cho, and J. H. Ko, "Blazing of the periodic strip grating on a grounded dielectric : TE polarization case," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 23, pp. 2035-2037, Nov. 1995.
- [4] 이종익, 조용희, 윤리호, 홍재표, 박진택, 조영기, 손현, "접지된 유전체층 위의 스트립격자의 Off-Bragg blazing" 전자공학회 논문지, 제33권 A편 제10호, pp. 90-97, 1996.
- [5] 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.
- [6] L. H. Yun, J. I. Lee, U. H. Cho, and Y. K. Cho, "Off-Bragg TM blazing of a periodic strip grating over a grounded dielectric slab," To appear in *Microwave and Opt. Technol. Lett.*
- [7] 조영기, 고지환, 윤리호, 이종익, 조용희, "접지된 판상의 유전체층 위에 위치한 주기적인 스트립격자 구조에 의한 전자기파의 산란 및 복사," 전자공학회 논문집 제33권 A편 제8호 pp. 72-88, 1996.
- [8] A. Hessel, J. Schmoys, and D. Y. Tseng, "Bragg-angle blazing of diffraction gratings," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 65, no. 4, pp. 380-384, Apr. 1975.
- [9] A. Hessel and A. A. Oliner, "A new theory of Wood's anomalies on optical gratings," *Applied optics*, vol. 4, no. 10, pp. 1275-1297, 1965.

고 지 환

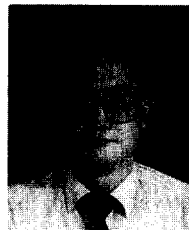


1958년 11월 23일생
 1982년 2월 : 경북대학교 전자공학과 (공학사)
 1985년 8월 : 경북대학교 대학원 전자공학과 전과공학전공(공학석사)
 1998년 2월 : 경북대학교 대학원 전

자공학과 전과공학전공(공학박사)

1985년 9월 ~현재 : 한국전자통신연구원 위성통신기술연구단 탑재장치연구실 선임연구원

조 영 기



1978년 2월 : 서울대학교 전자공학과 (공학사)
 1981년 8월 : 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 (공학석사)
 1981년 9월~현재 : 경북대학교 전자공학과 교수

[주관심 분야] 안테나이론, 마이크로파공학, 전자기산란 및 전자기이론

조 용 희



1987년 2월 : 경북대학교 전자공학과 (공학사)
 1989년 2월 : 경북대학교 대학원 전자공학과 전과공학전공 (공학석사)
 1989년 2월~1995년 2월 : 국방과학

연구소 연구원

1995년 3월~현재 : 경북대학교 대학원 전자공학과 전과공학전공 박사과정

[주관심 분야] 전자파산란, 안테나이론, EMI /EMC