

# 유전체로 코팅된 유한한 두께의 주기 슬롯을 갖는 평행평판 도파관으로부터 누설과 복사 : H-편파

## Leaky Wave Radiation from Dielectric-Coated Parallel-Plate Waveguide Periodic Slot with Finite Thickness : H-polarization

김중표 · 이창원 · 손 현

Joong-Pyo Kim · Chang-Won Lee · Hyon Son

### 요 약

유전체 코팅된 유한한 두께의 주기적인 슬롯을 갖는 평행평판 도파관으로부터 누설과 안테나를 H-편파 경우에 대하여 해석하였다. 이러한 구조에 대해 슬롯영역의 전자계는 평행평판 도파관의 TM 모드의 합으로 전개하고 그 외의 모든 영역의 전자계는 역푸리에 변환을 이용하여 파수영역 형태로 표현되어진다. 경계조건을 적용하여 선형동차 방정식을 유도한다. 슬롯 폭과 슬롯 두께, 유전체층 두께, 슬롯 개수의 영향이 위상 상수, 누설 상수 및 복사패턴 등과 같은 복사 특성에 미치는 영향을 조사하였다. 유한한 슬롯 개수의 결과와 무한 구조의 결과와 비교하여 잘 일치함을 확인하였다.

### Abstract

The leaky wave emanated from the dielectric-coated parallel-plate waveguide with finite periodic thick slot in its upper plate is investigated theoretically for H-polarization case. For this structure, fields in slot regions are expressed as a summation of the parallel-plate waveguide TM modes, and in other regions are expressed in the spectral domain by use of the inverse Fourier transform. Boundary conditions at the interfaces are enforced, and the simultaneous linear equations are derived. The influences of the slot width, slot thickness, thickness of a dielectric coating, and finite slot number on the radiation characteristics (phase constant, leakage constant, radiation pattern) are examined. The results of the finite periodic slot are compared with those of the infinite extent structure and good agreement has been found.

### I. 서 론

주기적인 슬롯이 있는 평행평판 도파관으로 부터 누설과 안테나의 해석은 주로 무한주기 구조에

대한 것으로 제한되어 있었다<sup>[1],[2]</sup>. 그래서 급전이나 구조의 유한한 영향에 대해서는 고려되지 않았다. 최근에 이르러서는 보다 실제적인 유한한 슬롯이 있는 누설과 구조에 대한 연구들이 발표되었다<sup>[3]~[7]</sup>. 그러나 안테나를 외부환경으로부터 보호

경북대학교 전자공학과(Department of Electronics, Kyungpook National University)

· 논문 번호 : 981118-117

· 수정완료일자 : 1999년 1월 21일

하기 위해 레이돔(radome)을 했을 때, 안테나에 미치는 영향에 대한 연구는 미흡하므로 이에 대한 연구가 요구되고 있다. 따라서 본 연구에서는 유전체로 코팅된 유한한 두께의 주기적인 슬롯을 갖는 평행평판 도파관으로부터 누설과 안테나를 고려했다. 이 구조를 해석하기 위해 각 슬롯 영역의 전자계는 평행평판 도파관의 TM 모드의 합으로 표현하였고, 그 외의 모든 영역들은 역푸리에 변환(inverse Fourier transform)에 의해 파수영역(spectral-do-main)형태로 표현하였다. 경계 조건을 추가하여 적분방정식을 유도하고, 선형연립 방정식(simultaneous linear equation)을 유도하였다. 이로부터 구한 모드계수에 의해 각 영역의 전자계를 얻게 된다. 슬롯 폭, 슬롯 두께 및 유전체 코팅 두께의 영향이 위상 상수, 누설 상수 및 복사패턴 등과 같은 복사 특성에 미치는 영향을 조사하였다. 또한 유한한 슬롯 개수의 증가에 따른 영향도 조사하였다. 무한구조의 주기적인 슬롯을 갖는 경우와 비교 검토하여 잘 일치함을 확인하였다.

## II. 본 론

유전체층이 있는  $N$ 개의 유한한 두께의 주기적인 슬롯을 갖는 평행평판 도파관 구조가 그림 1에 나타나 있다.

평행평판 도파관에 TEM 모드만이 전파되도록 평행평판 도파관의 높이  $b$ 가 충분히 작다고 가정하였다. 입사파는 다음 식과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} H_y^i(x, z) &= Ae^{-jx_1x}, \\ E_z^i(x, z) &= A\eta_1 e^{-jx_1x}. \end{aligned} \quad (1)$$

$z=0$ 에서 경계조건을 만족하는 영역 (I)의 산란파는 역푸리에 변환에 의해 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} H_y^{s(I)}(x, z) &= \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{H}_y^{s(I)}(\xi) \cos x_1 z e^{-j\xi x} d\xi, \end{aligned}$$

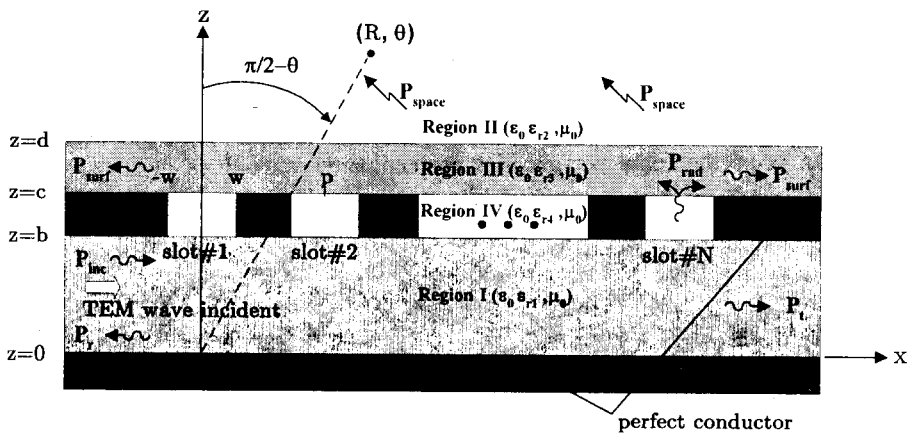


그림 1. 유전체로 코팅된 유한한 두께의 주기적인 슬롯을 갖는 평행평판 도파관 누설과 안테나 구조  
 Fig. 1. Geometry of dielectric-coated parallel-plate waveguide with finite periodic thick slot as a leaky wave antenna.

$$E_x^{s(I)}(x, z) = \frac{1}{2\pi j\omega\epsilon_0\epsilon_{r1}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{H}_y^{s(I)}(\zeta) x_1 \sin k_1 z e^{-j\zeta x} d\zeta. \quad (2)$$

여기서  $x_1 = \sqrt{k_1^2 - \zeta^2}$  이다.

영역 (II)의 전자계는  $z$  방향으로 전파되어가는 파의 중첩으로 표현되어진다.

$$H_y^{(II)}(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{H}_y^{(II)}(\zeta) T(\zeta) e^{-jx_2(z-d)} e^{-j\zeta x} d\zeta,$$

$$E_x^{(II)}(x, z) = \frac{1}{2\pi\omega\epsilon_0\epsilon_{r2}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{H}_y^{(II)}(\zeta) T(\zeta) x_2 \cdot e^{-jx_2(z-d)} e^{j\zeta x} d\zeta. \quad (3)$$

여기서  $x_2 = \sqrt{k_2^2 - \zeta^2}$  이고,  $T(\zeta)$ 는 평면파가  $+z$  방향으로 진행되어갈 때,  $z=d$  경계에서의 투과 계수(transmission coefficient)이다. 영역 (III)의 전자계는  $z$  방향 안에서 정재파의 중첩으로 표현되어진다.

$$H_y^{(III)}(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{H}_y^{(III)}(\zeta) \cdot [e^{-jx_3(z-d)} + R(\zeta)e^{jx_3(z-d)}] e^{-j\zeta x} d\zeta,$$

$$E_x^{(III)}(x, z) = \frac{1}{2\pi\omega\epsilon_0\epsilon_{r3}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{H}_y^{(III)}(\zeta) x_3 \cdot [a^{-jx_3(z-d)} - R(\zeta)e^{jx_3(z-d)}] e^{-j\zeta x} d\zeta. \quad (4)$$

여기서  $x_3 = \sqrt{k_3^2 - \zeta^2}$  이고,  $R(\zeta)$ 는 평면파가  $+z$  방향으로 진행되어갈 때,  $z=d$  경계에서 반사계수(reflection coefficient)이다.

영역 (IV)의 1번째 슬롯의 전자계는 평행평판 도파관의 TM 모드의 합으로 표현되어진다.

$$H_y^{(IV)}(x, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \cos w_m(x + w - lb)$$

$$\cdot [b'_m \cos \xi_{4m}(z-b) + c'_m \cos \zeta_{4m}(z-b)],$$

$$E_{x(IV)}(x, z) = \frac{1}{j\omega\epsilon_0\epsilon_{r4}} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \cos w_m(x + w - lb) \xi_{4m} \cdot [b'_m \sin \xi_{4m}(z-b) + c'_m \cos \xi_{4m}(z-b)] \quad (5)$$

여기서  $\xi_{4m} = \sqrt{k_4^2 - w_m^2}$ ,  $w_m = m\pi/2w$ 이다.

경계  $z=d$ 에서의 전자계 접선성분의 연속의 경계조건은  $R(\zeta)$ 와  $T(\zeta)$ 을 도입하므로 이미 사용되어졌으며,  $R(\zeta)$ 와  $T(\zeta)$ 는 다음의 식으로 주어진다.

$$R(\zeta) = \frac{\epsilon_{r2}x_3 - \epsilon_{r3}x_2}{\epsilon_{r2}x_3 + \epsilon_{r3}x_2}, T(\zeta) = \frac{2\epsilon_{r2}x_3}{\epsilon_{r2}x_3 + \epsilon_{r3}x_2} \quad (6)$$

경계  $z=b$ 에서의 슬롯의 전계의 연속 조건은 다음과 같이 주어진다.

$$E_x^{s(I)}(x, b) = \begin{cases} E_x^{(IV)}(x, b), & |x - lb| \leq w, l = 0, 1, \dots, N-1 \\ 0 & , \text{elsewhere} \end{cases} \quad (7)$$

식 (7)의 양변에 푸리에 변환을 하면 다음 식을 얻는다.

$$\tilde{H}_y^{s(I)}(\zeta) = \frac{-1}{x_1 \sin k_1 b} \frac{\epsilon_{r1}}{\epsilon_{r4}} \sum_{l=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{\infty} c'_m \xi_{4m} Q_1^m(\zeta) \quad (8)$$

여기서

$$Q_1^m(\zeta) = \frac{-j\zeta [e^{j\zeta w} (-1)^m - e^{j\zeta w}] e^{j\zeta lb}}{\zeta^2 - w_m^2}$$

이다. 경계  $z=b$ 에서의 슬롯의 자계의 연속조건은 다음과 같다.

$$H_y^i(x, b) + H_y^{(I)}(x, b) = H_y^{(IV)}(x, b). \quad (9)$$

식 (8)을 식 (9)에 넣고 식 (9)의 양변에  $\cos w_n(x + w - rp)$ 을 곱하고  $r$ 번째 슬롯상에서 적분하면 다음 식을 얻는다.

$$AQ_r^n(-k_1) + \sum_{l=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{-\varepsilon_{rl}}{2\pi\varepsilon_{rl}} c_m^l \xi_{4m} I_{1,rl}^{nm} = b_n^r \alpha_n w \quad (10)$$

여기서

$$I_{1,rl}^{nm} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{x_1 \tan x_1 b} Q_l^m(\xi) Q_r^n(\xi) d\xi,$$

$n=0$ 이면  $\alpha_n=2$ ,  $n \neq 0$ 이면  $\alpha_n=1$ 이다.  $I_{1,rl}^{nm}$ 은 평행평판 도파관의 TM모드에 해당하는 극점을 포함하고 있기 때문에 적분은 Cauchy 유수정리(residue theorem)에 의해 함수 형태로 주어지며 다음 식과 같다.

$$I_{1,rl}^{nm} = 2\pi\eta_{1m} \delta_{nm} \delta_{rl} + J_{1,rl}^{nm} \quad (11)$$

여기서

$$\eta_{1m} = \alpha_m \frac{1}{k_1 \tan k_1 b} \Big|_{\zeta=w_m}$$

$$J_{1,rl}^{nm} = 2\pi j \sum_{p=0}^{\infty} \frac{\lambda_p}{b\alpha_p} \cdot \left\{ \frac{[(-1)^{m+n} + 1] e^{-j\lambda_p |l-r|p}}{(\lambda_p^2 - w_m^2)(\lambda_p^2 - w_n^2)} - \frac{(-1)^m e^{-j\lambda_p |(l-r)p+2w|}}{(\lambda_p^2 - w_m^2)(\lambda_p^2 - w_n^2)} - \frac{(-1)^n e^{-j\lambda_p |(l-r)p-2w|}}{(\lambda_p^2 - w_m^2)(\lambda_p^2 - w_n^2)} \right\}$$

여기서  $\lambda_p$ 는  $x_1 \tan x_1 b |_{\zeta=\lambda_p} = 0$ 의 해이며,  $p=0$ 이면 기본 TEM모드이며,  $p \neq 0$ 이면 고차 TM모드에 해당된다.

경계  $z=c$  슬롯에서의 접선 전계의 연속 조건에 의해 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\widetilde{H}_y^{(III)}(\zeta) = \frac{\varepsilon_{r3}}{jx_3 N_e(\zeta)} \sum_{l=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\xi_{4m}}{\varepsilon_{rl}} Q_l^m(\zeta) \cdot [b_m^l \sin \xi_{4m}(c-d) - c_m^l \cos \xi_{4m}(c-d)] \quad (12)$$

여기서  $N_e(\zeta) = e^{-jx_3(c-d)} - R(\zeta)e^{jx_3(c-d)}$ 이다.

경계  $z=c$  슬롯에서의 접선 자계의 연속 조건과 모드 직교성을 적용하면 다음 식을 얻을 수 있다.

$$\sum_{l=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_{r3} \xi_{4m}}{j2\pi\varepsilon_{rl}} \cdot [b_m^l \sin \xi_{4m}(c-b) - c_m^l \cos \xi_{4m}(c-b)] I_{2,rl}^{mm} = [b_n^r \cos \xi_{4n}(c-b) + c_n^r \sin \xi_{4n}(c-b)] \alpha_n w \quad (13)$$

여기서,

$$I_{2,rl}^{nm} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{N_h(\zeta)}{x_3 N_e(\zeta)} Q_l^m(\zeta) Q_r^n(-\zeta) d\zeta,$$

$$N_h(\zeta) = e^{-jx_3(c-d)} + R(\zeta)e^{jx_3(c-d)}$$

$I_{2,rl}^{nm}$ 은 표면파 극점(surface wave pole)과 가지점(branch point)을 갖고 있기 때문에 적분경로는 가지 절단(branch cut)을 따르는 경로로 바뀌어야 한다. 그 결과로 얻어진 식은 다음과 같다.

$$I_{2,rl}^{nm} = 2\pi w \eta_{2m} \delta_{nm} \delta_{rl} + J_{2,rl}^{nm} \quad (14)$$

여기서,

$$\eta_{2m} = \begin{cases} 0 & , w_m < k_2 \\ \frac{N_h(\zeta)}{x_3 N_e(\zeta)} \Big|_{\zeta=w_m} & , elsewhere \end{cases}$$

$$J_{2,rl}^{nm} = -2\pi j \sum_q Q_{q,rl}^{nm} + J_{2,rl}^{nm}$$

$$Q_{q,rl}^{nm} = \begin{cases} 0 & , l = r, m + n = \text{odd} \\ G(\lambda_p) \frac{2\lambda_q^2 [1 - (-1)^m \cos 2\lambda_q w]}{(\lambda_q^2 - w_m^2)(\lambda_q^2 - w_n^2)} & , \\ & l = r, m = n, w_m < k_2 \\ G(\lambda_p) \frac{2\lambda_q^2 [1 - (-1)^m e^{-2\lambda_q w}]}{(\lambda_q^2 - w_m^2)(\lambda_q^2 - w_n^2)} & , \\ & l = r, m + n = \text{even}, w_m > k_2 \\ G(\lambda_p) \frac{\lambda_q^2 h(\lambda_p)}{(\lambda_q^2 - w_m^2)(\lambda_q^2 - w_n^2)} & , l \neq r \end{cases}$$

$$h(\zeta) = [1 + (-1)^{m+n}] e^{-j\zeta l - rp} - (-1)^m e^{-j\zeta(l-r)p + 2w} - (-1)^n e^{-j\zeta(l-r)p - 2w}$$

여기서  $\lambda_q$ 는 접지된 유전체층 위에 표면파에 대한 특성방정식  $N_e(\zeta) |_{\lambda_q} = 0$ 의 해이다. 식 (9)와 식 (10)을 이용하면 다음과 같은 선형연립 방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{bmatrix} \Psi_1 & \Psi_2 \\ \Psi_3 & \Psi_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S \\ O \end{bmatrix} \quad (15)$$

$$J_{2,rl}^{nm} =$$

$$\begin{cases} 0 & , l = r, m + n = \text{odd} \\ R_1 & , l = r, m = n, w_m < k_2 \\ R_2 + R_2' & , l = r, m + n = \text{even}, w_m > k_2 \\ R_3 + R_3' & , l \neq r \end{cases}$$

$$G(\lambda_q) = \lim_{\zeta \rightarrow \lambda_q} (\zeta - \lambda_q) \frac{N_h(\zeta)}{x_3 N_e(\zeta)}$$

$$R_1 = \int_0^\infty \frac{N_h(\zeta) 2\zeta^2 [1 - (-1)^m \cos 2\zeta w]}{x_3 N_e(\zeta) (\zeta^2 - w_m^2) (\zeta^2 - w_n^2)} d\zeta,$$

$$R_2 = 4j \int_0^\infty \text{IM} \left\{ \frac{N_h(\zeta)}{x_3 N_e(\zeta)} \Big|_{\zeta=ja} \right\} \cdot \frac{2a^2 [1 - (-1)^m e^{-2a w}]}{(a^2 + w_m^2)(a^2 + w_n^2)} da,$$

$$R_2' = 4 \int_0^{k_2} \text{IM} \left\{ \frac{N_h(\zeta)}{x_3 N_e(\zeta)} \right\} \cdot \frac{\zeta^2 [1 - (-1)^m e^{-2\zeta w}]}{(\zeta^2 - w_m^2)(\zeta^2 - w_n^2)} d\zeta,$$

$$R_3 = 2j \int_0^\infty \text{IM} \left\{ \frac{N_h(\zeta)}{k_3 N_e(\zeta)} \Big|_{\zeta=-ja} \right\} \cdot \frac{a^2 h(-ja)}{(a^2 + w_m^2)(a^2 + w_n^2)} da,$$

$$R_3' = 2 \int_0^{k_2} \text{IM} \left\{ \frac{N_h(\zeta)}{x_3 N_e(\zeta)} \right\} \cdot \frac{\zeta^2 h(\zeta)}{(\zeta^2 - w_m^2)(\zeta^2 - w_n^2)} d\zeta.$$

여기서,

$$\Psi_{1,rl}^{nm} = -\alpha_n w \delta_{nm} \delta_{rl},$$

$$\Psi_{2,rl}^{nm} = -\frac{e\text{PSI}l_{on,rl}}{e\text{PSI}l_{on,rl}} \xi_{4m} \eta_{1m} w \delta_{nm} \delta_{rl}$$

$$- \frac{\epsilon_{rl}}{2\pi\epsilon_{rl}} \xi_{4m} J_{1,rl}^{nm},$$

$$\Psi_{3,rl}^{nm} = \left[ \frac{e\text{PSI}l_{o3}}{je\text{PSI}l_{o4}} \xi_{4m} \sin \xi_{4m} (c-b) \eta_{2m} w - \cos \xi_{4n} (c-b) \alpha_n w \right] \delta_{nm} \delta_{rl}$$

$$+ \frac{\epsilon_{r3}}{j2\pi\epsilon_{r4}} \xi_{4m} \sin \xi_{4m} (c-b) J_{2,rl}^{nm},$$

$$\Psi_{4,rl}^{nm} = \left[ -\frac{\epsilon_{r3}}{j\epsilon_{r4}} \xi_{4m} \cos \xi_{4m} (c-b) \eta_{2m} w - \sin \xi_{4n} (c-b) \alpha_n w \right] \delta_{nm} \delta_{rl}$$

$$- \frac{\epsilon_{r3}}{j2\pi\epsilon_{r4}} \xi_{4m} \cos \xi_{4m} (c-b) J_{2,rl}^{nm},$$

$$S_r^n = -A Q_r^n (-k_1).$$

일단 식 (15)에 의해 미지의 모드 계수들  $b_m^l$ 과  $c_m^l$ 이 얻어지면  $\hat{H}_y^{S(N)}$ 와  $\hat{H}_y^{(III)}$ 이 식 (8)과 식 (12)에 의해 계산되어지고, 그리하면 각 영역의 전 자계들이 식 (2)~(5)를 이용하여 계산되어질 수 있다. 슬롯을 통해 빠져 나온 파는 2가지 형태의 파로 나뉘는데, 하나는 영역 (II)로 복사되는 공간 파(space wave)이며, 다른 하나는 유전체층에 갖

혀  $\pm z$  방향으로 전파되어 가는 표면파(surface wave)이다. 영역 (II)로 복사되는 원거리(far-zone) 자체는 saddle-point 방법을 이용한 근사적 계산(asymptotic evaluation)에 의해 다음 식과 같이 주어진다.

$$H_{y,space}(R, \theta)^{(II)} = \sum_l \sum_m \frac{\epsilon_{r3} \xi_{4m}}{\epsilon_{r4}} \sqrt{\frac{k_2}{2\pi}} [b_m^l \sin \xi_{4m} \cdot (c-b) - c_m^l \cos \xi_{4m} (c-b)] \times F_{space}(x_2 \cos \theta) \sin \theta \frac{e^{-jk_2(R-\pi/4)}}{R}, \quad (16)$$

여기서,

$$F_{space}(\zeta) = j \frac{T(\zeta)}{x_3 [e^{-jx_3(c-d)} - R(\zeta)e^{jx_3(c-d)}]} \Omega_l^m(\zeta),$$

이 식으로부터 복사패턴을 얻을 수 있다. 각 영역의 표면파는 식 (3)과 (4)의 역푸리에 변환식에 표면파 극점에서의 유수를 구하여 계산할 수 있으며 다음 식과 같이 표현된다.

$$H_{y,surf}^{(II)\pm}(x, z) = \mp j \sum_q \sum_l \sum_m \frac{-j\epsilon_{r3} \xi_{4m}}{2\pi\epsilon_{r4}} \cdot [b_m^l \sin \xi_{4m} (c-b) - c_m^l \cos \xi_{4m} (c-b)] \cdot F_{surf}^{(II)}(\pm\lambda_q) e^{\mp\lambda_q x},$$

$$H_{y,surf}^{(III)\pm}(x, z) = \mp j \sum_q \sum_l \sum_m \frac{-j\epsilon_{r3} \xi_{4m}}{2\pi\epsilon_{r4}} \cdot [b_m^l \sin \xi_{4m} (c-b) - c_m^l \cos \xi_{4m} (c-b)] \cdot F_{surf}^{(III)}(\pm\lambda_q) e^{\mp\lambda_q x}, \quad (17)$$

여기서,

$$F_{surf}^{(II)}(\pm\lambda_q) = \lim_{\zeta \rightarrow \lambda_q} (\zeta \mp \lambda_q) \cdot \frac{T(\zeta)}{x_3 [e^{-jx_3(c-d)} - R(\zeta)e^{jx_3(c-d)}]} \cdot \Omega_l^m(\zeta) e^{-jk_2(z-d)},$$

$$F_{surf}^{(III)}(\pm\lambda_q) = \lim_{\zeta \rightarrow \lambda_q} (\zeta \mp \lambda_q) \frac{e^{-jx_3(z-d)} + R(\zeta)e^{jx_3(z-d)}}{x_3 [e^{-jx_3(c-d)} - R(\zeta)e^{jx_3(c-d)}]} \Omega_l^m(\zeta),$$

윗첨자  $\pm$ 는 각각 양과 음의  $z$ 방향의 진행파를 의미한다.

그림 1에 표기된 입사전력( $P_{inc}$ ), 반사전력( $P_r$ ), 투과전력( $P_t$ )과 슬롯을 통해 빠져 나가는 복사전력( $P_{rad}$ )은 각 영역에서 구한 전자계의 성분들을 알고 있으므로 아래의 시평균 전력(time-averaged power) 계산식을 이용하여 계산하게 된다.

$$\text{시평균 전력(time-averaged power)} = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \int \underline{E} \times \underline{H}^* \cdot d\mathbf{S} \right\}.$$

복사전력은 복소전력 보존에 대한 표현식<sup>[3]</sup>을 사용하여 계산하였으며, 각각의 전력들은 다음 식들로 표현되어진다.

$$P_{inc} = \frac{\eta_0 k_1 A^2}{2k_0 \epsilon_{r1}} b, \quad (18)$$

$$P_r = \frac{\eta_0 k_1 A^2}{2k_0 \epsilon_{r1}} b \cdot \left| \sum_{l=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{-j\epsilon_{r1} \xi_{4m}}{2k_1 \epsilon_{r4} b} c_m^l \Omega_l^m(-k_1) \right|^2, \quad (19)$$

$$P_t = \frac{\pi\eta_0 k_1}{2k_0 \epsilon_{r1}} b \left| A + \sum_{l=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{-j\epsilon_{r1} \xi_{4m}}{2k_1 \epsilon_{r4} b} c_m^l \Omega_l^m(-k_1) \right|^2, \quad (20)$$

$$P_{rad} = \frac{1}{2} \text{Re} \left( \frac{\eta_0}{jk_0 \epsilon_{r4}} \sum_{r=0}^{N-1} \sum_{n=0}^{\infty} \xi_{4n} [b_n^r \sin \xi_{4n} (c-b) - c_n^r \cos \xi_{4n} (c-b)] \times \frac{j\epsilon_{r3}}{2\pi\epsilon_{r4}} \left\{ \sum_{l=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{\infty} \xi_{4m} [b_m^l \sin \xi_{4m} (c-b) - c_m^l \cos \xi_{4m} (c-b)] \right\}^* I_{2,r}^{nm} \right) \quad (21)$$

슬롯을 통한 복사전력 ( $P_{rad}$ )은 도체 위에 유전체층을 따라 전파되어가는 표면파 전력( $P_{surf}$ )과 공간파 전력( $P_{space}$ )으로 나뉘어진다. 이들 각각은 원거리 근사 자계식 (16), (17)을 사용하여 시평균 전력 계산식을 통해 계산되어진다. 본 연구에서 수치적인 결과의 정확성은 전력보존의 법칙에 의해 보장되어지며 다음과 같은 식을 만족하게 된다.

$$P_{inc} = P_r + P_t + P_{rad},$$

$$P_{rad} = P_{space} + P_{surf}. \quad (22)$$

### III. 수치계산 결과 및 검토

유한한 슬롯에 대한 복사특성을 이해하기 위해서는 무한 주기구조에 대한 복소 전파상수의 변화에 대한 정보가 필요하다. 본 논문에서는 참고문헌 [2]의 해석방법을 확장 적용하였으며 생략하였다. 그림 2는 정규화된 슬롯 두께( $t=c-b$ )/ $\lambda$ 에 대한 무한 주기구조의 복소 전파상수를 도시하였다.

두께가 증가할 때 위상정수와 감쇄정수 둘 다

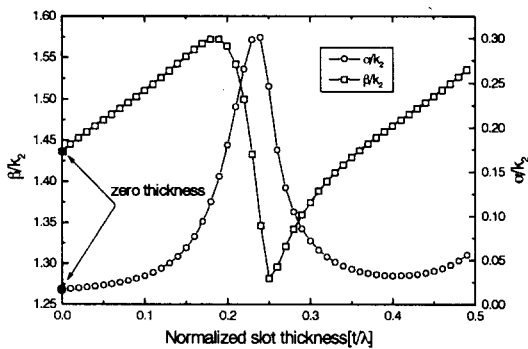


그림 2. 슬롯 두께에 대한  $\beta/k_2$ 와  $\alpha/k_2$ 의 변화:  $P=0.55\lambda$ ,  $b=0.2\lambda$ ,  $w=0.25p$ ,  $\epsilon_{r1}=2.5$ ,  $\epsilon_{r2}=1.0$ ,  $\epsilon_{r3}=\epsilon_{r4}=2.0$

Fig. 2. Variation of  $\beta/k_2$  and  $\alpha/k_2$  vs. the normalized slot thickness:  $p=0.55\lambda$ ,  $b=0.2\lambda$ ,  $w=0.25p$ ,  $\epsilon_{r1}=2.5$ ,  $\epsilon_{r2}=1.0$ ,  $\epsilon_{r3}=\epsilon_{r4}=2.0$ .

주기적으로 변한다. 두께가 0일 때 구한  $\beta/k_2$ 와  $\alpha/k_2$ 의 값은 얇은 슬롯인 경우의 값과 잘 일치함을 볼 수 있다. 그림 3은 정규화된 슬롯 폭에 대한 복소 전파상수의 변화를 도시하였다. 위상정수는 슬롯 폭이 증가함에 따라 직선적으로 감소하고, 감쇄정수는 증가하다가 감쇄하게 된다. 이는 좁은 슬롯의 경우 평행평판 도파관의 주기적인 슬롯 섭동 (perturbation)에 해당되며, 넓은 슬롯의 경우는 접지된 유전체층 위에 주기적인 도체 스트립 섭동에 해당된다. 따라서 감쇄상수는 슬롯 폭이 증가함에 따라 0으로 가게 된다. 이 그림에서 슬롯 폭이 0으로 가면 위상정수는 평행평판 도파관의 TEM 모드의 위상정수에 접근하고, 슬롯 폭이 주기  $p$ 에 접근하면 접지된 유전체층 위에 표면파의 위상정수에 해당된다. 슬롯 개수가 30인 유한 주기 구조의 결과와 비교하여도 잘 일치함을 확인할 수 있다.

그림 4는 유전체층의 두께( $d-c$ )/ $\lambda$ 에 대한  $\beta/k_2$ 와  $\alpha/k_2$ 의 변화를 보여준다. 위상정수는 거의 변화가 없지만 감쇄정수는 정현함수적으로 변한다. 이

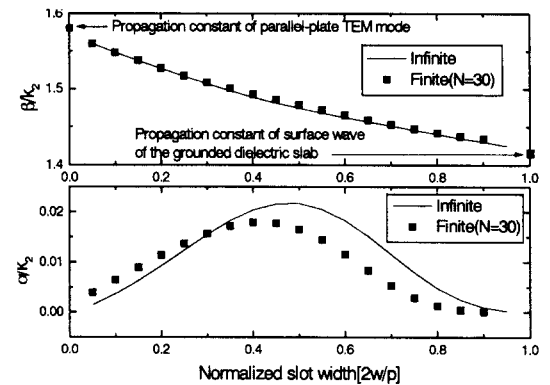


그림 3. 슬롯 폭에 대한  $\beta/k_2$ 와  $\alpha/k_2$ 의 변화:  $p=0.55\lambda$ ,  $b=0.2\lambda$ ,  $c=0.25\lambda$ ,  $d=0.35\lambda$ ,  $\epsilon_{r1}=2.5$ ,  $\epsilon_{r2}=1.0$ ,  $\epsilon_{r3}=\epsilon_{r4}=2.0$

Fig. 3. Variation of  $\beta/k_2$  and  $\alpha/k_2$  vs. the normalized slot width:  $p=0.55\lambda$ ,  $b=0.2\lambda$ ,  $c=0.25\lambda$ ,  $d=0.35\lambda$ ,  $\epsilon_{r1}=2.5$ ,  $\epsilon_{r2}=1.0$ ,  $\epsilon_{r3}=\epsilon_{r4}=2.0$ .

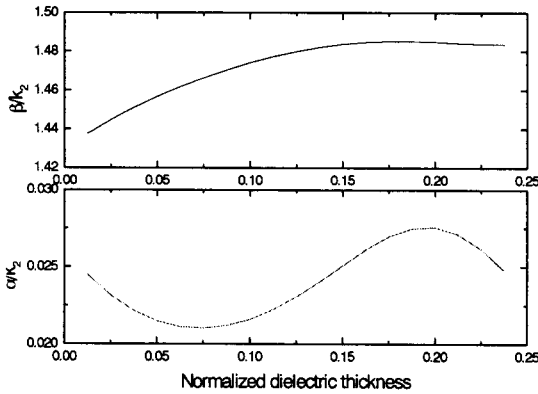


그림 4. 유전체층 두께에 대한  $\beta/k_2$ 와  $\alpha/k_2$ 의 변화:  
 $p=0.55\lambda$ ,  $b=0.2\lambda$ ,  $w=0.25p$ ,  $\epsilon_{r1}=2.5$ ,  
 $\epsilon_{r2}=1.0$ ,  $\epsilon_{r3}=\epsilon_{r4}=2.0$

Fig. 4. Variation of  $\beta/k_2$  and  $\alpha/k_2$  vs. the normalized dielectric thickness:  $p=0.55\lambda$ ,  $b=0.2\lambda$ ,  $w=0.25p$ ,  $\epsilon_{r1}=2.5$ ,  $\epsilon_{r2}=1.0$ ,  $\epsilon_{r3}=\epsilon_{r4}=2.0$ .

것은 복사각은 거의 변화가 없지만 빔폭은 유전체층 두께가 증가하면 변화한다는 것을 의미한다. 그림 5는 슬롯수의 증가에 대한 평균적인 의미<sup>[3]</sup>에서 구한 복소 전파상수의 변화를 보여준다. 슬롯의 수가 20개 이상이면 무한주기 구조에서 구한 것과 거의 일치함을 볼 수 있다.

그림 6은 슬롯 개수에 대한 정규화된 전력의 변화에 대한 그림이다. 전력보존이 잘 만족되어지고 있음을 볼 수 있다. 슬롯 개수가 증가함에 따라 공간과 전력이 표면파 전력보다 지배적이 됨을 볼 수 있다. 슬롯 개수가 40일 때, 입사전력의 98.98%가 영역 (II)와 (III)으로 복사되고, 복사된 전력은 공간파 전력과 표면파 전력으로 각각 98.75%, 1.25%로 나간다. 누설과 모드가 유한주기 구조에서 형성되면 영역 (II)와 (III)으로 결합된 전력의 대부분이 공간파 전력으로 복사되어지며, 표면파 전력은 무시할 만큼 작아진다. 이것은 유전체층에 의해 표면파로 손실되는 전력은 누설파 안테나 구조에서 무시될 수 있음을 의미한다. 따라서 유전체층은 표면파에 의한 안테나 효율에는 거의 영향을 주지

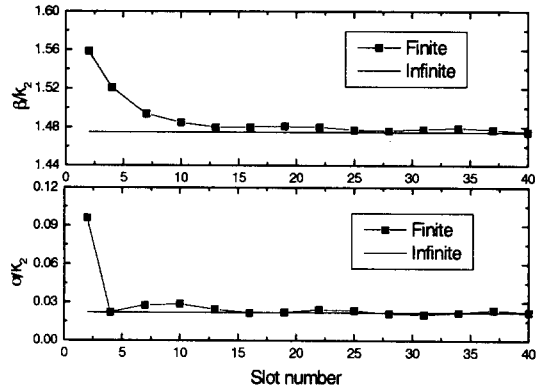


그림 5. 슬롯 개수의 증가에 대한  $\beta/k_2$ 와  $\alpha/k_2$ 의 변화:  $p=0.55\lambda$ ,  $b=0.2\lambda$ ,  $w=0.25p$ ,  $\epsilon_{r1}=2.5$ ,  $\epsilon_{r2}=1.0$ ,  $\epsilon_{r3}=\epsilon_{r4}=2.0$

Fig. 5. Variation of  $\beta/k_2$  and  $\alpha/k_2$  vs. the slot number:  $p=0.55\lambda$ ,  $b=0.2\lambda$ ,  $w=0.25p$ ,  $\epsilon_{r1}=2.5$ ,  $\epsilon_{r2}=1.0$ ,  $\epsilon_{r3}=\epsilon_{r4}=2.0$ .

않고 누설파 안테나의 주빔 복사각도 ( $\theta_{-1}$ )와 3-dB 빔 폭 ( $\theta_{0.5}$ )에만 영향을 줄 수 있다. 그림 7은 누설파 안테나의 빔 주사 (beam scanning) 특성의 주된 인자인 누설파 주빔 복사각도 ( $\theta_{-1}$ )와 누설파 주빔 복사각도에 대한 3-dB 빔 폭 ( $\theta_{0.5}$ )은 주기의 변화에 가장 큰 영향을 받기에 구조의 파라미터 중 정규화된 주기  $p/\lambda$ 에 대한 변화를 나타내고 있다. 주기가 증가할 때 누설파 주빔 복사각도는 end-fire방향에서 broad-side 방향으로 변화되며, 3-dB 빔 폭은 감소함을 볼 수 있으며, 주기가  $0.475/\lambda$  이상이면 대략  $3^\circ$ 의 3-dB빔 폭을 유지하면서 빔이 전자적으로 주사된다는 것을 보여준다.

그림 8은 유한주기 슬롯 구조와 무한주기 슬롯 구조에 대한 복사패턴을 보여준다. 누설파 주빔 복사각 ( $\theta_{-1} \approx 110^\circ$ )와 3-dB 빔 폭 ( $\theta_{0.5} \approx 3.12^\circ$ )은 잘 일치한다. 하지만 부엽레벨에서 서로 간에 차이가 있음을 볼 수 있으며, 이것은 유한한 구조의 종단부에서 회절에 기인한다.



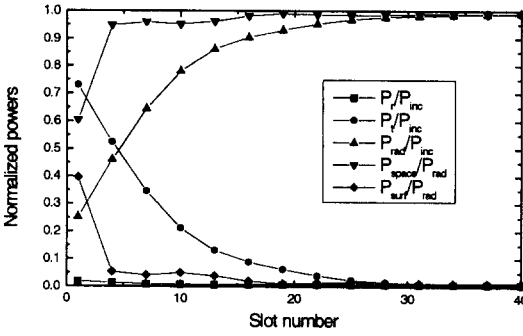


그림 6. 슬롯 개수에 대한 정규화된 전력값들의 변화:  $p=0.55\lambda$ ,  $b=0.2\lambda$ ,  $c=0.25\lambda$ ,  $d=0.35\lambda$ ,  $w=0.25p$ ,  $\epsilon_{r1}=2.5$ ,  $\epsilon_{r2}=1.0$ ,  $\epsilon_{r3}=\epsilon_{r4}=2.0$

Fig. 6. Variation of normalized powers vs. total slot number:  $p=0.55\lambda$ ,  $b=0.2\lambda$ ,  $c=0.25\lambda$ ,  $d=0.35\lambda$ ,  $w=0.25p$ ,  $\epsilon_{r1}=2.5$ ,  $\epsilon_{r2}=1.0$ ,  $\epsilon_{r3}=\epsilon_{r4}=2.0$ .

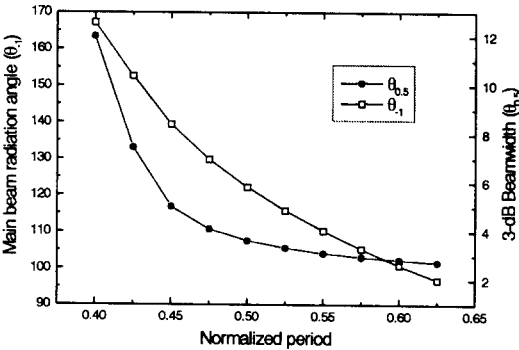


그림 7. 주기에 대한 빔 폭과 복사각의 변화:  $c=0.25\lambda$ ,  $d=0.35\lambda$ ,  $2w=0.3\lambda$ ,  $\epsilon_{r1}=2.5$ ,  $\epsilon_{r2}=1.0$ ,  $\epsilon_{r3}=\epsilon_{r4}=2.0$

Fig. 7. Variation of beamwidth and radiation angle vs. the normalized period:  $b=0.2\lambda$ ,  $c=0.25\lambda$ ,  $d=0.35\lambda$ ,  $2w=0.3\lambda$ ,  $\epsilon_{r1}=2.5$ ,  $\epsilon_{r2}=1.0$ ,  $\epsilon_{r3}=\epsilon_{r4}=2.0$ .

#### IV. 결론

유전체층이 있는 슬롯 두께가 고려된 유한한 주

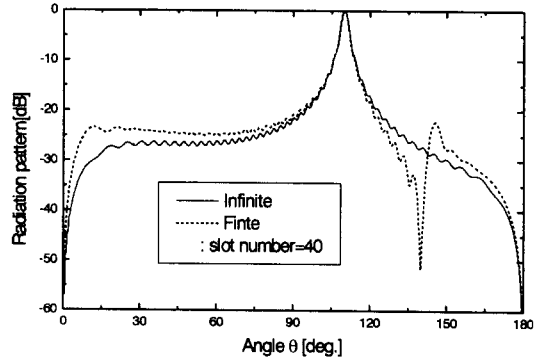


그림 8. 복사 패턴:  $p=0.55\lambda$ ,  $b=0.2\lambda$ ,  $c=0.25\lambda$ ,  $d=0.35\lambda$ ,  $w=0.25p$ ,  $\epsilon_{r1}=2.5$ ,  $\epsilon_{r2}=1.0$ ,  $\epsilon_{r3}=\epsilon_{r4}=2.0$

Fig. 8. Radiation pattern:  $p=0.55\lambda$ ,  $b=0.2\lambda$ ,  $c=0.25\lambda$ ,  $d=0.35\lambda$ ,  $w=0.25p$ ,  $\epsilon_{r1}=2.5$ ,  $\epsilon_{r2}=1.0$ ,  $\epsilon_{r3}=\epsilon_{r4}=2.0$ .

기 슬롯이 있는 평행평판 도파관의 누설과 안테나에 대한 해석방법이 제시되었다. 무한주기 구조에서의 슬롯 폭과 슬롯 두께, 유전체층 두께의 영향이 복사 특성에 미치는 영향을 조사하였다. 그리고 유한주기 구조에서 슬롯 개수의 증가에 따른 복소 전파상수와 전력(반사전력, 투과전력, 공간파전력, 표면파전력)의 변화도 조사하였다. 대략 슬롯 개수가 20개 이상이면 무한주기 구조의 복소 전파상수와 잘 일치함을 볼 수 있고, 유전체층을 등으로 인한 표면파에 의한 안테나 효율에는 영향이 없으며 누설과 주빔 복사각과 3-dB 빔 폭에만 영향을 줄 수 있다. 유한 주기구조와 무한 주기구조의 복사패턴은 주빔 각도와 빔 폭은 거의 일치하며 종단부의 회절에 의한 부엽에서 약간의 불일치가 있다. 본 연구에서 제안한 방법으로 누설과 안테나의 성능을 예측하는데 유용하리라 생각한다.

#### 참고 문헌

[1] J. Jacobsen, "Analytical, numerical, and experimental investigation of guided waves on

- periodically strip-loaded dielectric slab," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 18, no. 3, pp. 379-388, May 1970.
- [2] J. A. Encinar, "Mode-matching and point-matching techniques applied to the analysis of metal-strip-loaded dielectric antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, no. 9, pp. 1405-1412, Sept. 1990.
- [3] 이창원, 이종익, 윤리호, 조영기, "유전체로 채워진 유한한 주기적인 슬롯을 갖는 평행평판 도파관 누설파 안테나의 해석 : E-편파," 전자공학회 논문지, 제32권 A편 제12호, pp. 48-54, 1995.
- [4] V. I. Kalinichev, "Analysis of planar slot arrays using magnetic currents and magnetomotive force," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 43, no. 3, pp. 131-136, Sept. 1995.
- [5] C. W. Lee, J. I. Lee, and Y. K. Cho, "Analysis of leaky waves from a periodically slotted parallel-plate waveguide for finite number of slots," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 20, pp. 1633-1634, Sept. 1994.
- [6] C. W. Lee and Y. K. Cho, "Analysis method for the leaky wave from a periodically slotted parallel-plate waveguide for the TEM incident case," *Proc. Asia-Pacific Microwave Conf. 94*, Tokyo, Japan, pp. 1117-11120.
- [7] J. H. Lee, H. J. Eom, and J. W. Lee, "Scattering and radiation from finite thick slits in parallel-plate waveguide," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 44, no. 2, pp. 212-216, Feb. 1996.

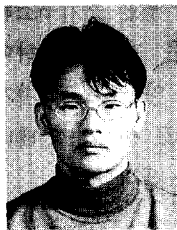
김 중 표



1991년 2월: 경북대학교 전자공학과 (공학사)  
 1993년 2월: 경북대학교 대학원 전자공학과(공학석사)  
 1993년 3월~현재: 경북대학교 대학원 전자공학과(박사수료)  
 [주 관심분야] 전자파 산란 및 안테나 해석

나 해석

이 창 원



1991년 2월: 경북대학교 전자공학과 (공학사)  
 1993년 2월: 경북대학교 대학원 전자공학과(공학석사)  
 1998년 8월: 경북대학교 대학원 전자공학과(공학박사)  
 [주 관심분야] 전자파 산란 및 안테나 해석

나 해석

손 현



1960년 8월: 연세대학교 전기공학과 (공학사)  
 1975년 8월: 한양대학교 대학원 통신공학과(공학석사)  
 1984년 8월: 경희대학교 대학원 전자공학과(공학박사)  
 1966년 4월~1977년 4월: 주한 미육군 정보통신단 작전과 기술지원실 기술부장

1977년 4월~현재: 경북대학교 전자공학과 교수  
 [주 관심분야] 이동통신, 위성통신, 마이크로파 및 안테나