

## 점정합법에 의한 임의의 광도파로 벡터 해석

논문  
12-7-12

### The Vector Analysis by Point Matching Method in Arbitrary-Shaped Optical Waveguide

김상덕\*, 김중빈\*\*

(Sang Duk Kim\*, Jong Bin Kim\*\*)

#### Abstract

This paper describes a point matching method that is based on an expansion of the electromagnetic field in terms of a series of Bessel and modified Bessel functions multiplied by trigonometric functions. In this method, the electric and magnetic fields inside the waveguide core are matched to those outside the core at matching points on the boundary to yield matrix equations.

As an example applying this method, the paper presents the results of the computation in the form of curves of the propagation constants in rectangular, ladder-shaped, and semicircular optical waveguide. The propagation curves are presented in a form of refractive index independent. Also, it presents relative energy distributions of inside the core and outside the core of various modes in each waveguide and presents field distributions.

Key Words(중요용어) : Optical waveguide(광도파로), Point matching method(점정합법), Dispersion curve(분산곡선), Energy distribution(에너지 분포), Field distribution(필드 분포)

#### 1. 서 론

정보통신량의 급증추세와 다양한 통신서비스에 비추어 광전송기술은 현재 사용되고 있는 전자 소자들에 의해 전송속도가 제한되고 있다. 이를 대용량의 전송이 가능토록 하는 수단으로 평면 도파로형 광소자기술<sup>1)</sup>은 고속 광통신 시스템, 의료 계측, 영상전송 등 광가입자 및 산업망에서 수요가 획기적으로 증대될 뿐만 아니라 2000년대 이후에 실용화 및 상용화가 예상되는 광고환기, 광컴퓨터 등 대용량 광전송의 기반기술로서 미래 광통신 산업에 커다란 영향을 미칠 것이다.

따라서 정확한 특성을 갖는 저 손실의 광도파로 제작 기술은 각종 광소자의 제작에 있어 필수 불가결한 근간 기술 고속 광통신을 위한 특정 광 파장대에서의 다중 채널 통신 방식에 이용할 수 있도록 다 채널 광필터,

분리기, 고밀도 FDM/WDM 등의 광소자가 다량으로 요구되고 있다<sup>2-4)</sup>. 이러한 광소자를 설계하고 제작하는데 가장 기본적인 것이 광도파로에 대한 해석이다<sup>5)</sup>. 현재 광도파로 해석 방법으로는 Marcatili의 방법<sup>6)</sup>, 유효 굴절률법<sup>7)</sup>, 모드정합법<sup>8)</sup>, 조화함수전개법<sup>9)</sup>, 점정합법<sup>10)</sup>등의 해석법이 이용되고 있다.

이러한 해석방법 중 점정합법은 도파로에 대한 도파모드의 전자기장을 베셀함수와 삼각함수의 급수로 광도파로를 해석하는 방법으로 장점은 벡터 해를 직접 구하기 때문에 도파로에서의 광의 편광상태를 구할 수 있으므로 스칼라 근사 해석방법으로는 구할 수 없는 광도파로의 물리적인 성질을 구할 수 있으나, 계산량이 많고 광도파로 단면이 바뀌면 모든 수치해석 프로그램을 다시 구성해야 한다는 단점을 안고 있다. 현재 이러한 계산량 때문에 벡터 해를 구하는 광도파로의 문제는 주로 중형 이상의 전산기를 사용하고 있으나 본 연구에서의 벡터 해석법은 개인용 컴퓨터를 이용하여 자체 개발한 프로그램을 사용하였다.

본 논문에서는 임의의 모양을 갖는 도파로 내의 실제 전자기장을 표현할 수 있는 도파모드의 벡터 해석방법으로서 편광특성과 관련된 도파로의 해석에 사용할 수 있는 점정합법을 이용하여 BPSG 박막으로 제작한 사

\* : 동아인재대학 정보통신과

\*\* : 조선대학교 전자·정보통신공학부

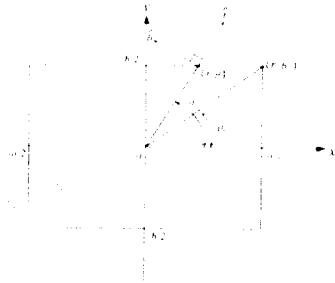
(광주광역시 동구 서석동 375, Fax : 062-232-3369 E-mail : jbkim@ic21a.chosun.ac.kr)

1999년 3월 19일 접수, 1999년 6월 12일 심사완료

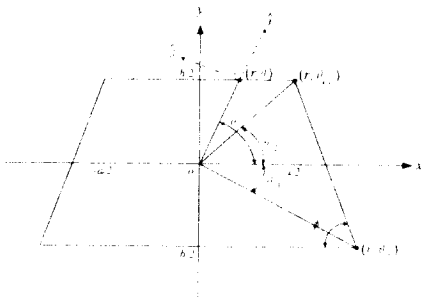
각형 도파로의 식각시 Silica의 등방성 성질에 의해 제작되는 사다리꼴 도파로와 파이버와의 접속시 손실을 줄이기 위해 열처리할 경우 제작되는 반원형 도파로에서의 전파상수 곡선과 전파상수 곡선에서 나타나는 각 모드의 전기장과 자기장의 벡터 해 및 에너지 분포를 구하여 광신호의 전송특성을 구하고자 한다.

### 2. 벡터해석

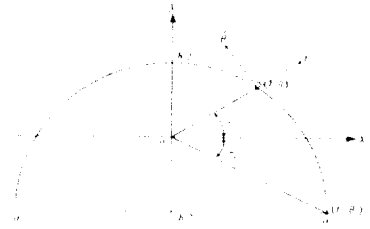
본 연구에서 고찰된 임의의 도파로는 그림 1과 같이 각각  $\epsilon_1$ 의 유전체 상수(dielectric constant)를 가지는 코어와 이를 무한하게 둘러싸고 있는  $\epsilon_0$ 의 값을 갖는 클래드로 구성되어 있으며, 이 두 매질은 등방성(isotropic)이고, 두 영역에서의 투자율(permeability)은 자유공간에서의 값  $\mu_0$ 를 갖는다고 가정한다. 도파로의 좌표는 원통좌표계( $\gamma, \theta, z$ )로 표현하며 광의 전파방향은 +z 방향이다. 도파로의 전자기장의 z 성분은 식(1)과 같은 형태의 해를 갖는다<sup>[1],[12]</sup>. 단, 각 도파로에서의 a, b,  $\theta, \gamma$ 은 서로 다르다.



(a) 사각형(rectangular)



(b) 사다리꼴(ladder-shaped)



(c) 반원형(semicircular)

그림 1. 벡터해석을 위한 임의의 광도파로의 기하학적 형태

Fig. 1. Geometric shapes of arbitrary optical waveguide for solving vector solution.

코어 내부에서 (1-a)

$$E_z = \sum_n [A_n \sin(n\theta) + B_n \cos(n\theta)] J_n(hr) \exp(i(k_z z - \omega t))$$

$$H_z = \sum_n [C_n \sin(n\theta) + D_n \cos(n\theta)] J_n(hr) \exp(i(k_z z - \omega t))$$

코어 외부에서 (1-b)

$$E_z = \sum_n [S_n \sin(n\theta) + T_n \cos(n\theta)] K_n(\gamma r) \exp(i(k_z z - \omega t))$$

$$H_z = \sum_n [U_n \sin(n\theta) + V_n \cos(n\theta)] K_n(\gamma r) \exp(i(k_z z - \omega t))$$

여기서,  $A_n, B_n, C_n, D_n$ 은 코어 내부에서의 임의의 진폭계수이며,  $S_n, T_n, U_n, V_n$ 은 코어 외부에서의 임의의 진폭계수이다.  $J_n$ 과  $K_n$ 은  $n$ 차 Bessel 함수와 modified Bessel 함수이며,  $\omega$ 는 광의 주파수이고,  $k_z$ 는 전파상수의 z 방향 성분이다. 전자기장의  $\gamma$ 과  $\theta$  성분은 식(1)의 전자기장의 z 성분과 식(2)로 표현된 Maxwell 방정식에서 구할 수 있다<sup>[1],[12]</sup>.

$$E_\gamma = \frac{ik_z}{k^2 - k_z^2} \left[ \frac{\partial E_z}{\partial \gamma} + \left( \frac{\mu_0 \omega}{k_z \gamma} \right) \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \right] \quad (2-a)$$

$$E_\theta = \frac{ik_z}{k^2 - k_z^2} \left[ \frac{1}{\gamma} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} - \left( \frac{\mu_0 \omega}{k_z} \right) \frac{\partial H_z}{\partial \gamma} \right] \quad (2-b)$$

$$H_\gamma = \frac{ik_z}{k^2 - k_z^2} \left[ \frac{1}{\gamma} \left( \frac{-k^2}{\mu_0 \omega k_z} \right) + \frac{\partial E_z}{\partial \theta} \frac{\partial H_z}{\partial \gamma} \right] \quad (2-c)$$

$$H_\theta = \frac{ik_z}{k^2 - k_z^2} \left[ \left( \frac{k^2}{\mu_0 \omega k_z} \right) \frac{\partial E_z}{\partial \gamma} + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial H_z}{\partial \theta} \right] \quad (2-d)$$

이 때, 식 (2)의  $k$ 는 코어에서는  $k_1$ 의

값을 가지며 클래드에서는  $k_0$ 의 값을 갖는다.  $h$ 와  $p$ 는 전파상수의  $x$ - $y$  단면성분으로서  $h = \sqrt{k_x^2 - k_z^2}$ ,  $p = \sqrt{k_y^2 - k_z^2}$ 로 정의하고,  $k_x = \omega\sqrt{\epsilon_x\mu_0}$ ,  $k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ 로 정의한다.

코어와 클래드의 경계면에서 유한한 개수의 경계점  $(\gamma_m, \theta_m)$ 들을 선택한 후 이 점들에서 식(1)의 전자기장의  $z$  성분  $E_z, H_z$ , 그리고  $x$ - $y$  평면에서의 전자기장의 접선성분  $E_t, H_t$ 들이 연속이어야 하는 경계조건(boundary condition)을 사용하여 코어의 해와 클래드의 해 사이에 관계식은 식(3)과 같다.

$$\textcircled{1} E_{zi}(\gamma_m, \theta_m) = E_{zo}(\gamma_m, \theta_m) \quad (3-a)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} A_n S J_n + \sum_{n=0}^{\infty} B_n C J_n = \sum_{n=0}^{\infty} S_n S K_n + \sum_{n=0}^{\infty} T_n C K_n$$

$$\textcircled{2} H_{zi}(\gamma_m, \theta_m) = H_{zo}(\gamma_m, \theta_m) \quad (3-b)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} C_n S J_n + \sum_{n=0}^{\infty} D_n C J_n = \sum_{n=0}^{\infty} U_n S K_n + \sum_{n=0}^{\infty} V_n C K_n$$

$$\textcircled{3} E_{ti}(\gamma_m, \theta_m) = E_{to}(\gamma_m, \theta_m) \quad (3-c)$$

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^{\infty} A_n \left[ f(\theta_m) S J_n + g(\theta_m) \frac{n}{\gamma_m} C J_n \right] \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} B_n \left[ f(\theta_m) C J_n - g(\theta_m) \frac{n}{\gamma_m} S J_n \right] \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} C_n \frac{H_z^{(0)}}{k_z} \left[ f(\theta_m) \frac{n}{\gamma_m} C J_n - g(\theta_m) S J_n \right] \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} D_n \frac{H_z^{(0)}}{k_z} \left[ f(\theta_m) \frac{n}{\gamma_m} S J_n - g(\theta_m) C J_n \right] \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} S_n \left( \frac{h^2}{p^2} \right) \left[ f(\theta_m) S K_n + g(\theta_m) \frac{n}{\gamma_m} C K_n \right] \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} T_n \left( \frac{h^2}{p^2} \right) \left[ f(\theta_m) C K_n - g(\theta_m) \frac{n}{\gamma_m} S K_n \right] \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} U_n \left( \frac{h^2}{p^2} \right) \frac{H_z^{(0)}}{k_z} \left[ f(\theta_m) \frac{n}{\gamma_m} C K_n - g(\theta_m) S K_n \right] \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} V_n \left( \frac{h^2}{p^2} \right) \frac{H_z^{(0)}}{k_z} \left[ f(\theta_m) \frac{n}{\gamma_m} S K_n - g(\theta_m) C K_n \right] \end{aligned}$$

$$\textcircled{4} H_{ti}(\gamma_m, \theta_m) = H_{to}(\gamma_m, \theta_m) \quad (3-d)$$

$$\begin{aligned} & \sum_{n=0}^{\infty} A_n \frac{k_z}{\mu_0 \omega k_z} \left[ f(\theta_m) \frac{n}{\gamma_m} C J_n + g(\theta_m) S J_n \right] \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} B_n \frac{k_z}{\mu_0 \omega k_z} \left[ f(\theta_m) \frac{n}{\gamma_m} S J_n - g(\theta_m) C J_n \right] \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} C_n \left[ f(\theta_m) S J_n + g(\theta_m) \frac{n}{\gamma_m} C J_n \right] \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} D_n \left[ f(\theta_m) C J_n - g(\theta_m) \frac{n}{\gamma_m} S J_n \right] \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} S_n \left( \frac{h^2}{p^2} \right) \frac{k_z}{\mu_0 \omega k_z} \left[ f(\theta_m) \frac{n}{\gamma_m} C K_n + g(\theta_m) S K_n \right] \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} T_n \left( \frac{h^2}{p^2} \right) \frac{k_z}{\mu_0 \omega k_z} \left[ f(\theta_m) \frac{n}{\gamma_m} S K_n - g(\theta_m) C K_n \right] \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} U_n \left( \frac{h^2}{p^2} \right) \left[ f(\theta_m) S K_n + g(\theta_m) \frac{n}{\gamma_m} C K_n \right] \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} V_n \left( \frac{h^2}{p^2} \right) \left[ f(\theta_m) C K_n - g(\theta_m) \frac{n}{\gamma_m} S K_n \right] \end{aligned}$$

이때,  $C = \cos(n\theta_m)$ ,  $S = \sin(n\theta_m)$ ,  $J = J_n(h\gamma_m)$ ,  $JD = hJ_n'(h\gamma_m)$ ,  $K = K_n(p\gamma_m)$ ,  $KD = pK_n'(h\gamma_m)$ 이며,  $f(\theta_m)$ 는  $\hat{y}$ 와 접선성분이 이루는 각이고  $g(\theta_m)$ 는  $\hat{\theta}$ 와 접선성분이 이루는 각이다.

식(3)으로부터 도파로의 전파상수와 전자기장의

벡터 해 및 에너지 분포가 구해진다. 물론 벡터 해는 방정식(1)에서 유한한 개수의 항을 취하여 근사한다. 이때 취하는 항의 개수와 방정식의 개수는 서로 일치하도록 유한한 개수의 경계점(matching point)을 선택해야 한다.

2-1. 사각형 단면 도파로의 벡터해석

그림1(a)와 같은 사각형 도파로의 경우  $x$ 축과  $y$ 축 모두에 대해 대칭이므로 1사분면만을 해석하면 나머지 3사분면에 대해서도 벡터 해를 구할 수 있으므로 1사분면에 대해서만 해석하였다. 원점에서 경계점까지의 거리  $\gamma_m$ 은  $\theta_c \leq \theta_m \leq \pi/2$  일 때

$$\gamma_m = \frac{b}{2} \cdot \frac{1}{\sin(\theta_m)} \quad (4-a)$$

이고,  $0 \leq \theta_m \leq \theta_c$ 에서는

$$\gamma_m = \frac{A_y b}{2} \cdot \frac{1}{\cos(\theta_m)} \quad (4-b)$$

이다. 이때  $A_y = a/b$ 이다. 그리고 경계점에서 전자기장의 접선성분  $E_t$ 는 사각형 도파로의 경우  $\theta_c \leq \theta_m \leq \pi/2$ 에서는

$$E_t = E_y \cos(\theta_m) - E_x \sin(\theta_m) \quad (5-a)$$

이고,  $0 \leq \theta_m \leq \theta_c$ 에서는

$$E_t = E_x \sin(\theta_m) + E_y \cos(\theta_m) \quad (5-b)$$

이다. 또한 자기장의 접선성분  $H_t$ 도 식(5)과 같은 형태로 표시된다. 경계점들은 사각형의 경우 0부터  $\pi/2$ 까지의 영역을  $\pi/2M$ 의 등간격을 갖도록 식(6)과 같이  $M$ 개로 나눈다.

$$\theta_m = \frac{\pi (m-0.5)}{2M} \quad (6)$$

이때,  $m=1,2,3,\dots,M$ 이다. 사각형 단면의 도파로는  $x, y$ 축에 대하여 대칭이므로 전자기장의 각 성분은 대칭축에 대하여 Even이나 Odd 성질 중 하나를 반드시 가져야 한다. Maxwell 방정식(2)로부터  $E_z$ 가  $y$ 축에 대하여 Even이고, 동시에  $x$ 축에 대하여 Odd일 때 EO,  $E_x$ 가  $y$ 축에 대하여 Even이고, 동시에  $x$ 축에 대하여 Even일 때 EE라고 나타내면 그 대칭성에 의해 구해진 각 성분은 4가지 특성을 가지며 <표 1>과 같다. 이때 위의  $x, y$  성분들의 대칭성 판별은 식(7)를 이용한다.

$$\begin{aligned}
 E_x &= E_y \cos \theta - E_z \sin \theta \\
 E_y &= E_y \sin \theta + E_z \cos \theta \\
 H_x &= H_y \cos \theta - H_z \sin \theta \\
 H_y &= H_y \sin \theta + H_z \cos \theta
 \end{aligned} \tag{7}$$

표 1.  $E_z$ 의 대칭성에 따른 사각형 도파로에서의 각 성분의 특성  
 Table 1. The characteristics of each elements in a rectangular waveguide by symmetry of  $E_z$

$E_z$	$H_z$	$E_x$	$E_y$	$H_x$	$H_y$
EE	OO	EO	OE	OE	EO
EO	OE	EE	OO	OO	EE
OE	EO	OO	EE	EE	OO
OO	EE	OE	EO	EO	OE

다음으로  $E_x$ 가 EE인 경우 경계조건을 사용하여 코어와 클래드 사이의 관계식은  $E_z$ 는 EO이므로  $y$ 축에 대하여  $F(\gamma, \theta) = F(\gamma, \pi - \theta)$ 의 특성을 가지며,  $x$ 축에 대하여  $F(\gamma, \theta) = -F(\gamma, -\theta)$ 의 특성을 가지므로 식(3)은 식(8)과 같이 표현된다.

$$\textcircled{1} E_{zi}(\gamma_m, \theta_m) = E_{zo}(\gamma_m, \theta_m) \tag{8-a}$$

$$\textcircled{2} H_{zi}(\gamma_m, \theta_m) = H_{zo}(\gamma_m, \theta_m) \tag{8-b}$$

$$\begin{aligned}
 \textcircled{3} E_{ti}(\gamma_m, \theta_m) &= E_{to}(\gamma_m, \theta_m) \\
 &= \sum_n B_n \left[ \frac{R(\theta_m)}{R(\theta_m)} \frac{1}{\gamma_m} S \right] \\
 &+ \sum_n C_n \frac{R(\theta_m)}{R(\theta_m)} \left[ \frac{R(\theta_m)}{R(\theta_m)} \frac{1}{\gamma_m} C \right] \\
 &+ \sum_n T_n \frac{R(\theta_m)}{R(\theta_m)} \left[ \frac{R(\theta_m)}{R(\theta_m)} \frac{1}{\gamma_m} SK \right] \tag{8-c}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \textcircled{4} H_{ti}(\gamma_m, \theta_m) &= H_{to}(\gamma_m, \theta_m) \\
 &= \sum_n B_n \frac{R(\theta_m)}{R(\theta_m)} \left[ \frac{R(\theta_m)}{R(\theta_m)} \frac{1}{\gamma_m} S \right] \\
 &+ \sum_n C_n \left[ \frac{R(\theta_m)}{R(\theta_m)} \frac{1}{\gamma_m} C \right] \\
 &+ \sum_n T_n \frac{R(\theta_m)}{R(\theta_m)} \left[ \frac{R(\theta_m)}{R(\theta_m)} \frac{1}{\gamma_m} SK \right] \\
 &+ \sum_n U_n \frac{R(\theta_m)}{R(\theta_m)} \left[ \frac{R(\theta_m)}{R(\theta_m)} \frac{1}{\gamma_m} CK \right] \tag{8-d}
 \end{aligned}$$

$E_x$ 가 EO, OE, OO인 나머지 세 경우에 대해서도 식(8)과 같은 형식으로 구한다. 이때 식(8)에서  $\hat{y}$ 와 접선성분이 이루는 각  $f(\theta_m)$ 과  $\hat{\theta}$ 와 접선성분이 이루

는 각  $g(\theta_m)$ 은  $\theta_c \leq \theta_m \leq \pi/2$ 에서는

$$\begin{aligned}
 f(\theta_m) &= \cos(\theta_m) \\
 g(\theta_m) &= -\sin(\theta_m)
 \end{aligned} \tag{9-a}$$

이고,  $0 \leq \theta_m \leq \theta_c$ 에서는

$$\begin{aligned}
 f(\theta_m) &= \sin(\theta_m) \\
 g(\theta_m) &= \cos(\theta_m)
 \end{aligned} \tag{9-b}$$

이다.

### 2-2. 사다리꼴 단면 도파로의 벡터해석

사다리꼴 단면 도파로는  $y$ 축에 대칭이므로 대칭의 한면에서의 벡터 해를 구하면 나머지 한면에서의 벡터 해를 구할 수 있으므로 한쪽의 분면만을 해석한다. 원점에서 경계점까지의 거리  $\gamma_m$ 은  $\pi/2 > \theta_m > \theta_{c2}$ 에서는

$$\gamma_m = \frac{b}{2} \cdot \frac{1}{\sin(\theta_m)} \tag{10-a}$$

이며,  $\theta_{c1} < \theta_m < \theta_{c2}$ 에서는

$$\gamma_m = \frac{b}{2} \sqrt{1 + A^2} \left[ \frac{\sin(\tan^{-1}(1/A) + \phi)}{\sin(\phi + \theta_m)} \right] \tag{10-b}$$

이고,  $-\pi/2 > \theta_m > \theta_{c1}$ 에서는

$$\gamma_m = -\frac{b}{2} \cdot \frac{1}{\sin(\theta_m)} \tag{10-c}$$

이다.

이때  $A_\gamma = a/b$ 이다. 그리고 경계점에서 전기장의 접선성분  $E_t$ 는  $\theta_c \leq \theta_m \leq \pi/2$ 에서는

$$E_t = E_y \cos(\theta_m) + E_z \sin(\theta_m) \tag{11-a}$$

이고,  $\theta_{c1} \leq \theta_m \leq \theta_{c2}$ 에서는

$$E_t = E_y \sin(\rho_m) + E_z \cos(\rho_m) \tag{11-b}$$

이며,  $-\pi/2 \leq \theta_m \leq \theta_{c1}$ 에서는

$$E_t = E_y \cos(\theta_m) - E_z \sin(\theta_m) \tag{11-c}$$

이다. 이때  $\rho_m = \theta_m - (\pi/2 - \phi)$ 이다. 자기장의 접선성분  $H_t$ 도 식(11)과 같은 형태로 표시된다. 또한 경

계점들은  $-\pi/2$  부터  $\pi/2$  까지의 영역을  $\pi/M$ 의 등 간격을 갖도록 식(12)와 같이  $M$  개로 나눈다.

$$\theta_m = -\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{M}(m - 0.5) \quad (12)$$

이때,  $m=1, 2, 3, \dots, M$ 이다. 이 도파로는  $y$ 축에 대하여 대칭이므로 전자기장의 각 성분은  $y$ 축에 대해 Even이나 Odd 성질 중 하나를 반드시 가져야 한다<sup>[6]</sup>. Maxwell 방정식(2)로부터  $E_z$ 가  $y$ 축에 대해 Even일 때 E라고 나타내면 그 대칭성에 의해 구해진 각 성분은 2가지 특성을 가지며 <표 2>와 같은 특성을 나타낸다.

표 2.  $E_z$ 의 대칭성에 따른 사다리꼴 단면 도파로에서의 각 성분의 특성  
Table 2. The characteristics of each elements in a ladder-shaped waveguide by symmetry of  $E_z$

$E_z$	$H_z$	$E_x$	$E_y$	$H_x$	$H_y$
E	O	O	E	E	O
O	E	E	O	O	E

다음으로  $E_z$ 가 O인 경우의 경계조건을 사용하여 코어와 클래드 사이의 관계식을 구하면  $E_z$ 는 E 이므로  $y$ 축에 대하여  $F(\gamma, \theta) = F(\gamma, \pi - \theta)$ 의 특성을 가지며 식(3)은 식(13)과 같다.

$$\textcircled{1} E_{z1}(\gamma_m, \theta_m) = E_{z0}(\gamma_m, \theta_m) \quad (13-a)$$

$$\textcircled{2} H_{z1}(\gamma_m, \theta_m) = H_{z0}(\gamma_m, \theta_m) \quad (13-b)$$

$$\textcircled{3} E_{t1}(\gamma_m, \theta_m) = E_{t0}(\gamma_m, \theta_m)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_n}{h_n^2} \left[ f(\theta_m) S_{1D} \cdot g(\theta_m) \frac{h_n}{\gamma_m} C_f \right]$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{B_n}{h_n^2} \left[ f(\theta_m) C_{1D} \cdot g(\theta_m) \frac{h_n}{\gamma_m} S_f \right]$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{C_n}{h_n^2} \frac{h_n}{k_n} \left[ f(\theta_m) \frac{h_n}{\gamma_m} C_f \cdot g(\theta_m) S_{1D} \right]$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{D_n}{h_n^2} \frac{h_n}{k_n} \left[ f(\theta_m) \frac{h_n}{\gamma_m} C_f \cdot g(\theta_m) C_{1D} \right]$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{S_n}{p} \left[ f(\theta_m) SKD \cdot g(\theta_m) \frac{h_n}{\gamma_m} CK \right]$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{T_n}{p} \left[ f(\theta_m) CKD \cdot g(\theta_m) \frac{h_n}{\gamma_m} SK \right]$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{U_n}{p} \frac{h_n}{k_n} \left[ f(\theta_m) \frac{h_n}{\gamma_m} CK \cdot g(\theta_m) SKD \right]$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{V_n}{p} \frac{h_n}{k_n} \left[ f(\theta_m) \frac{h_n}{\gamma_m} SK \cdot g(\theta_m) CKD \right] \quad (13-c)$$

$$\textcircled{4} H_{t1}(\gamma_m, \theta_m) = H_{t0}(\gamma_m, \theta_m)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_n}{h_n^2} \frac{h_n}{k_n} \left[ f(\theta_m) \frac{h_n}{\gamma_m} C_f \cdot g(\theta_m) S_{1D} \right]$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{B_n}{h_n^2} \frac{h_n}{k_n} \left[ f(\theta_m) \frac{h_n}{\gamma_m} S_f \cdot g(\theta_m) C_{1D} \right]$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{C_n}{h_n^2} \left[ f(\theta_m) S_{1D} \cdot g(\theta_m) \frac{h_n}{\gamma_m} C_f \right]$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{D_n}{h_n^2} \left[ f(\theta_m) C_{1D} \cdot g(\theta_m) \frac{h_n}{\gamma_m} S_f \right]$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{S_n}{p} \frac{k_n^2}{\mu_n \omega k_n} \left[ f(\theta_m) \frac{h_n}{\gamma_m} CK + g(\theta_m) SKD \right]$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{T_n}{p} \frac{k_n^2}{\mu_n \omega k_n} \left[ f(\theta_m) \frac{h_n}{\gamma_m} SK \cdot g(\theta_m) CKD \right]$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{U_n}{p} \left[ f(\theta_m) SKD \cdot g(\theta_m) \frac{h_n}{\gamma_m} CK \right]$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{V_n}{p} \left[ f(\theta_m) CKD \cdot g(\theta_m) \frac{h_n}{\gamma_m} SK \right] \quad (13-d)$$

$E_x$ 가 E인 경우에 대해서도 식(13)과 같은 형식으로 구한다. 이때 식(13)에서  $\hat{y}$ 와 접선성분이 이루는 각  $f(\theta_m)$ 과  $\hat{\theta}$ 와 접선성분이 이루는 각  $g(\theta_m)$ 은  $\theta_{c2} \leq \theta_m \leq \pi/2$ 에서는

$$f(\theta_m) = \cos(\theta_m)$$

$$g(\theta_m) = -\sin(\theta_m) \quad (14-a)$$

이고,  $\theta_{c1} \leq \theta_m \leq \theta_{c2}$ 에서는

$$f(\theta_m) = \sin(\rho_m)$$

$$g(\theta_m) = \cos(\rho_m) \quad (14-b)$$

이며,  $-\pi/2 \leq \theta_m \leq \theta_{c1}$ 에서는

$$f(\theta_m) = \cos(\theta_m)$$

$$g(\theta_m) = -\sin(\theta_m) \quad (14-c)$$

과 같다.

### 2-3. 반원형 단면 도파로의 벡터해석

반원형 단면 도파로의 해석은 사다리꼴과 동일한 형태의 식을 사용한다. 다만 원점에서 경계점까지의 거리  $\gamma_m$ 은  $\pi/2 > \theta_m > \theta_c$ 에서는

$$\gamma_m = \frac{b}{2} \cdot [-\sin(\theta_m) + \sqrt{\sin^2(\theta_m) + 3}] \quad (15-a)$$

이고,  $-\pi/2 < \theta < \theta_c$ 에서는

$$\gamma_m = -\frac{b}{2} \cdot \frac{1}{\sin(\theta_m)} \quad (15-b)$$

이다. 그리고 경계점에서 전기장의 접선성분  $E_t$ 는  $\theta \leq \theta_m \leq \pi/2$ 에서는

$$E_t = -E_y[\frac{1}{2} \cos(\theta_m) + E_o[\frac{1}{2} \sqrt{\sin^2(\theta_m) + 3}]] \quad (16-a)$$

이고,  $-\pi/2 < \theta_m < \theta_c$ 에서는

$$E_t = E_y \cos(\theta_m) - E_o(\sin \theta_m) \quad (16-b)$$

이다. 자기장의 접선성분  $H_t$ 도 식(16)과 같은 형태로 표시된다. 또한 경계점들은  $-\pi/2$ 부터  $\pi/2$ 까지  $\pi/M$ 의 등간격을 갖도록 식(12)과 같이 M개를 나누며, 이 도파로는 y 축에 대하여 대칭이므로 그 대칭성에 의해 구해진 각 성분은 2가지 특성을 가지며 <표 2>와 같다. 다음으로 코어와 클래드 사이의 관계식은  $E_x=0$ 의 경우 식(13)과 같이 표현된다.  $E_x$ 가 E인 경우에 대해서도 식(13)과 같은 형식으로 구한다. 이때 식(13)에서  $\varphi$ 와 접선성분이 이루는 각  $f(\theta_m)$ 과  $\theta$ 와 접선성분이 이루는 각  $g(\theta_m)$ 은  $-\pi/2 < \theta_m < \theta_c$ 에서는

$$\begin{aligned} f(\theta_m) &= \cos(\theta_m) \\ g(\theta_m) &= -\sin(\theta_m) \end{aligned} \quad (17-a)$$

이며,  $\pi/2 > \theta_m > \theta_c$ 에서는

$$\begin{aligned} f(\theta_m) &= -\frac{1}{2} \cos(\theta_m) \\ g(\theta_m) &= \frac{1}{2} \sqrt{\sin^2(\theta_m) + 3} \end{aligned} \quad (17-b)$$

이다.

이상과 같이 구해진 해를 컴퓨터를 이용하여 구함으로써 전파특성과 벡터 해를 구한다. 여기서 도파로의 전파상수  $k_x$ 와 도파로의 높이  $b$ 에 관계되는 정규화 전파상수(normalized propagation constant)  $P^2$ 와 정규화 주파수(normalized frequency)  $B$ 는 도파로 모양에 무관하게 식(18)과 같이 정의한다<sup>[11]</sup>.

$$P^2 = \frac{(k_x/k_o)^2 - 1}{(n_1^2 - 1)} \quad (18-a)$$

$$B = 2b\sqrt{n_1^2 - 1}/\lambda_o \quad (18-b)$$

여기서  $n_1^2 = \epsilon_r/\epsilon_o$ ,  $\lambda_o = 2\pi/k_o$ 이다.

이때,  $R_m = r_m k_o \sqrt{n_1^2 - 1}$ 로 정의하면 다음 식(19)과 같이 표현된다.

$$p\gamma_m = PR_m \quad (19-a)$$

$$h\gamma_m = \sqrt{1 - P^2} R_m \quad (19-b)$$

$$R_m = \pi\gamma_m B/b \quad (19-c)$$

$$h/p = \sqrt{1 - P^2}/P \quad (19-d)$$

$$k_o/k_x = 1/\sqrt{1 + P^2(n_1^2 - 1)} \quad (19-e)$$

사각형의 경우 식(8)에서 나타나는 각각의 무한 급수에서 N개의 삼각함수 항까지를 취하면 미지수  $B_n, C_n, T_n, U_n$ 의 총 개수는 4N개이다. 이 방정식의 해를 구하기 위해 식(6)을 이용하여 코어와 클래드의 경계면에서 M개의 경계점들을 선택한 후 N개의 급수 항을 취하면 미지수의 개수와 식이 각각 4N개인 제차 연립 선형 방정식(simultaneous homogeneous linear equation)이 되며 무한급수에서 N개의 항들을 선택하여 미지수들을 column 행렬 X로 표시하면 식(8)은  $(4M) \times (4N)$ 의 행렬 G가 된다. 사다리꼴과 반원형의 경우 식(14)에서 나타나는 각각의 무한 급수에서 N개의 삼각함수 항까지를 취하면 미지수  $A_n, B_n, C_n, D_n, S_n, T_n, U_n, V_n$ 의 총 개수는  $n=0$ 일 때의  $\cos(n\theta_m)$ 항을 포함하여  $8N+2$ 개이다. 이 방정식들의 해를 구하기 위해 식(12)를 이용하여 코어와 클래드의 경계면에서  $E_x$ 와  $E_t$ 에 관한 식(13)에서 M개의 경계점들을 선택하고,  $H_x$ 와  $H_t$ 에 관한 식(13)에서  $M=M-1$ 의 경계점을 선택하여 2개의  $m$ 에 대한 식을 제외한 후  $M=2N+1$ 의 삼각함수 항까지 취하면 식(13)은 미지수의 개수와 식이 각각  $8N+2$ 개인 제차 연립 선형 방정식이 된다. 무한급수에서 N개의 항들을 선택하여 미지수들을 column 행렬 X로 표시하면 식(13)은  $(8N+2) \times (8N+2)$ 의 행렬 G가 되며

$$GX = 0 \quad (20)$$

의 행렬 방정식 형태로 쓰여진다. 여기서 G는 각각의 미지수에 해당하는 계수들을 원소로 갖는 정방행렬이다. 식(20)의 해가 모두 0이 아닌 해를 갖기 위해서는 행렬 G의 행렬식 값이 0이 되어야 하며, 식(21)과 같다.

$$\det G = 0 \quad (21)$$

식(21)로부터 특정한 B값을 입력하면  $P^2$ 의 값을 얻는다. 여기서 방정식의 근은 이분법(bisection method)을 이용하여 구하였다. 이와 같은 계산을 B를 변화시키면서  $P^2$ 을 구하면  $P^2$ 의 분산곡선을 얻을 수 있다. 구해진 분산곡선에서 특별한  $(B, P^2)$  값 하나를 선택한 후에, 그 값으로 식(20)을 계산하여 column 행렬 X의 값을 구하고, 이로부터 전기장과 자기장의 벡터 해를 구한다.

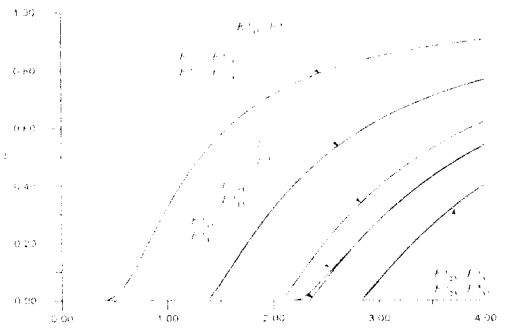
3. 결과 및 검토

그림 2는 사각형 단면 도파로, 그림 3은  $\psi=80^\circ$  일 때의 사다리꼴 단면 도파로, 그림 4는 반원형 단면 도파로에서 단위 모양비( $a/b=1$ )일 때 비굴절률( $n_2$ )의 변화에 따른 분산곡선이다. 식(18)에 나타낸 바와 같이  $B$ 는 사각형 도파로의 높이  $b$ 와 관계되는 도파로의 크기와 관계된 변수이고,  $P^2$ 은 전파상수  $k_z$ 와 관계되는 변수이다. 사각형의 경우 Marcatili의 표현 방법에 의하면 전기장이  $x$ 축에 평행한 모드를  $E_{mn}^x$ ,  $y$ 축에 평행한 모드를  $E_{mn}^y$ 으로 표시한다<sup>4)</sup>. 여기서  $m$ 은  $x$ 축 방향에서 전기장의 최대치와 최소치의 개수이고,  $n$ 은  $y$ 축 방향으로 전기장의 최대치와 최소치의 개수이다. 사다리꼴과 반원형의 경우  $E_{om}^x$ 은 전기장의  $x$  성분  $E_x$ 가  $y$ 축에 관하여 Odd 특성을 가질 때 구해진 해로서 cutoff 주파수가  $m$ 번째에 나타나는 모드를 표시한다. 마찬가지로  $E_{em}^x$ 은  $E_x$ 가 Even일 때 구해진 해로서 cutoff 주파수가  $m$ 번째에 나타나는 모드를 표시한다.

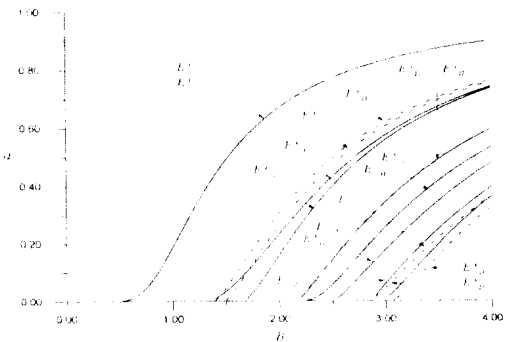
사각형의 경우  $n_2 \rightarrow 1$ 의 극한에서  $E_{mn}^x$ 모드와  $E_{mn}^y$ 모드는 서로 축퇴되며 그때 계산한 결과가 그림 2(a)이다. 사다리꼴 및 반원형 도파로 또한 사각형 도파로에서와 같이  $E_{om}^x$ 모드와  $E_{em}^x$ 모드는 서로 축퇴되며 계산한 결과는 각각 그림 3(a)와 그림 4(a)이고, 계산 결과는 16개까지만 곡선으로 나타냈다. 코어와 클래드의 비굴절률이 1이 아닐 경우 축퇴는 깨지게 되며 이때 구해진 결과들은 각각 그림 2(a), 그림 3(a), 그림 4(b)이다. 이 결과들은  $n_2 \rightarrow 1.5$ 일 때 각각의 모드에 관한 분산곡선을 구한 예로 전파상수곡선이  $n_2 \rightarrow 1$ 인 경우보다 ( $P^2, B$ ) 평면에서 오른쪽에 분포함을 보여준다. 또한 사각형과 사다리꼴을 비교해보면 동일한  $B$ 와 비굴절률을 갖는 도파로 일지라도 도파로 단면의 면적에 따라 전파상수곡선이 변화함을 알 수 있었다.

그림 2부터 그림 4의 분산곡선의 계산결과는 무한급수로 표현된 해에서 7개의 삼각함수 항까지 선택하고 구한 결과이다. 이 방법의 수렴성의 정확도를 확인하기 위해 ( $P^2, B$ ) 평면에서 여러 개의  $B$ 값을 선택하고 무한급수의 계산 항의 수를 3개, 5개, ..., 11개로 바꿔가면서 반복하여 정해진 항까지 선택한 후 각각의  $B$ 값에서  $P^2$ 값을 계산하였다. 이러한 결과들을 얻은 후 같은  $B$ 값에서 항의 개수 변경에 의한  $P^2$ 값의 변동폭으로 수렴성의 정확도를 평가하였다. 이때 변동폭의 비교기준은  $P^2$ 이 0 부터 1 사이의 값을 가지므로 1에 대한 백분율로 비교하였다. 3개~5개의 항을 선택하였을 경우 결과는 cutoff 주파수에 있어서 첫째 모드인  $m=1$  모드를 제외하고는 정확도가 매우 좋지 못

하였다. 3개~5개 항을 급수 전개한 결과들을 비교하면  $m=1$ 인 모드는 1.5% 이내의 오차를 갖고,  $m=2$ 에서  $m=6$  까지의 모드들은 대부분 6% 이내의 오차를 가지나 몇 개의 데이터들은 10% 이상의 큰 오차를 가지며 모드 사이의 판별성이 좋지 않았다. 그러나 7개~9개의 급수 항을 전개한 결과들을 비교하면  $m=1$ 인 모드는 1.5% 이내의 오차를 갖고  $P^2$ 값이 커질수록 정확도는 증가하며,  $m=2$ 에서  $m=6$  까지의 모드들은 4% 이내의 오차를 갖는다. 따라서 PC를 이용한 점정합법에 의한 도파로 해석에서는 5, 6보다는 7개 이상의 급수 항을 선택하는 것이 수렴성 면에서 더 정확하다는 것을 알 수 있었다.  $m=1$  모드는 급수 항의 수에 관계없이 높은 정확도를 갖고 있으며, 급수 항의 수가 증가할수록 높은  $m$ 값의 모드들의 정확도가 증가했다. 그리고 모든 모드들에서  $P^2$  값이 큰 영역은  $P^2$  값이 작은 영역보다 정확도가 더욱 높았다.

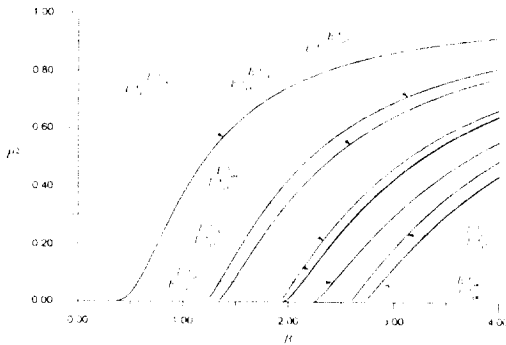


(a)  $n_2 \rightarrow 1$

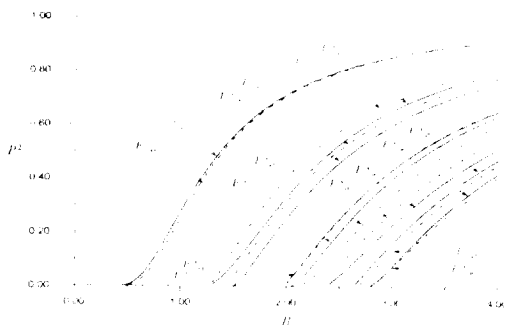


(b)  $n_2 \rightarrow 1.5$

그림 2. 사각형 도파로의 분산 곡선  
Fig. 2. Dispersion curves in a rectangular waveguide



(a)  $n_y \rightarrow 1$

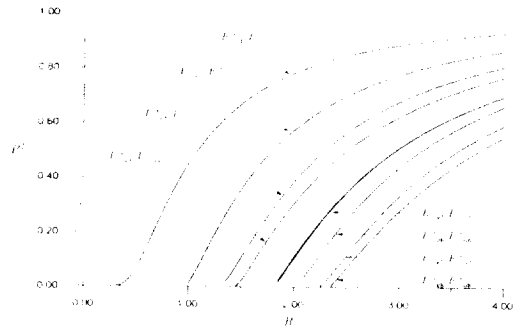


(b)  $n_y \rightarrow 1.5$

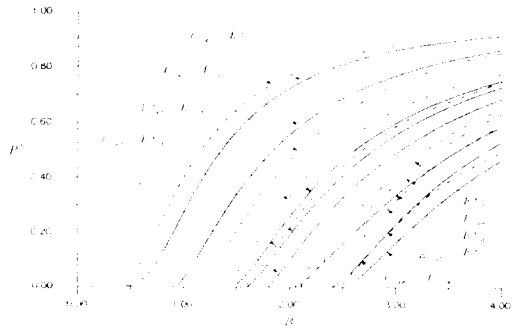
그림 3. 사다리꼴 단면 도파로의 분산 곡선

Fig. 3. Dispersion curves in a ladder-shaped waveguide

그림 5부터 그림 7은  $a/b=1$ ,  $n_y \rightarrow 1$ ,  $B=2.5$  일 때 모드를 7개 항까지 급수전개하여 계산한 결과로써  $E_x$ 가  $y$ 축에 대하여 0인 특성을 갖는 경우의 각 모드별 상대적인 에너지 분포를 3차원 그래프를 이용하여 나타낸 것으로 이는  $x$ - $y$  평면 내의 전자기장  $x$ ,  $y$  성분의 제곱으로부터 구한 결과이다. 이때,  $x$ 축과  $y$ 축은 그림 1(b)에서  $\theta_m = \pi/2$ 일 때  $\gamma_m/b=0.5$ 인 경우로 도파로의 형태에 따른 차이를 가지며,  $z$ 축은 클래드에서의 에너지의 크기에 대한 코어에서의 상대적인 크기를 갖는다. 여기서 사다리꼴 단면 도파로는  $\psi=80^\circ$ 를 대입하여 에칭 속도의 차이에 따른 도파로 형태의 변화에 의한 에너지 분포를 계산하였다. 에너지 분포도를 해석한 결과 일반적으로 비굴절률  $n_y$ 이 1에 가까워지면 도파로 내의 광의 진행은 균일한 자유매질 내의 광의 진행과 유사해지며  $E_x = E$ 인 경우의 에너지 분포는  $E_x = 0$ 의 에너지 분포와 일치함



(a)  $n_y \rightarrow 1$



(b)  $n_y \rightarrow 1.5$

그림 4. 반원형 단면 도파로의 분산 곡선

Fig. 4. Dispersion curves in a semicircular waveguide

을 확인하였다.  $n_y \rightarrow 1$ 일 때 본 연구의 사다리꼴과 반원형 단면 도파로에서의  $E_{01}^x$  모드는 사각형 단면 도파로의  $E_{11}^x$  모드의 경향을 보이고,  $E_{02}^x$  모드는  $E_{21}^x$  모드의 경향을 보인다. 사다리꼴 단면 도파로의 경우 대부분 사각형 단면 도파로의 에너지 및 필드분포와 동일한 경향을 보였으나 반원형 단면 도파로의 경우  $E_{03}^x$  모드는 도파로의 모양에 의한 영향으로 사각형 단면 도파로의  $E_{21}^x$  모드와 상당히 다른 분포를 보였다. 이때, 사다리꼴이나 반원형과 같이 밀면 꼭지점 부분의 각도가 보다 예리할 경우 에너지가 꼭지점 부분으로 모이는 현상을 알 수 있었고, 도파로 폭의 증가함에 따라 동일한 각도를 가진 도파로 형태일지라도 꼭지점 부분으로 에너지가 보다 더 많이 모이는 현상을 알 수 있었으며, 따라서 도파로 형태에 따라 에너지 분포가 달라짐을 확인하였다. 한편, 광도파로가 다중 모드일 경우 2차, 3차 이상의 모드 에너지

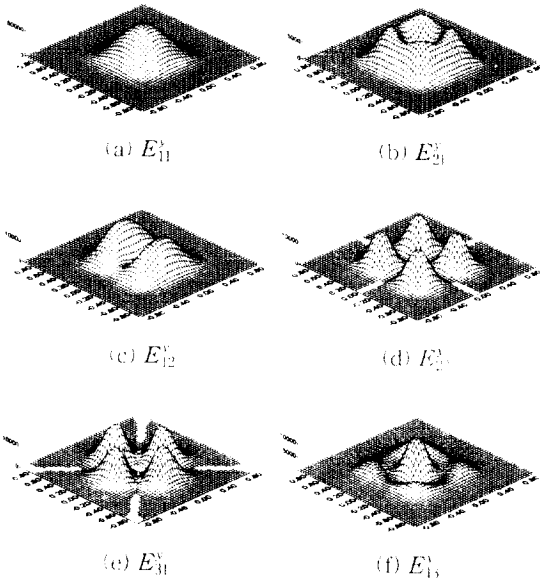


그림 5. 사각형 단면 도파로의 각 모드별 에너지 분포도

Fig. 5. The energy distributions for each mode in a rectangular waveguide

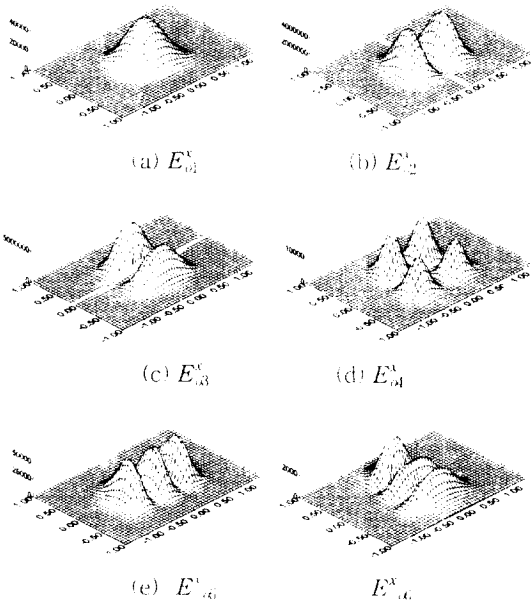


그림 6. 사다리꼴 단면 도파로의 각 모드별 에너지 분포도

Fig. 6. The energy distributions for each mode in a ladder-shaped waveguide

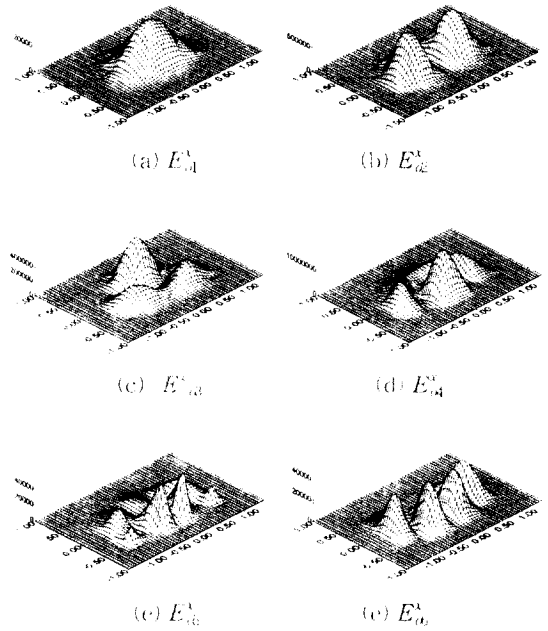


그림 7. 반원형 단면 도파로에서의 각 모드별 에너지 분포도

Fig. 7. The energy distributions for each mode in a semicircular waveguide

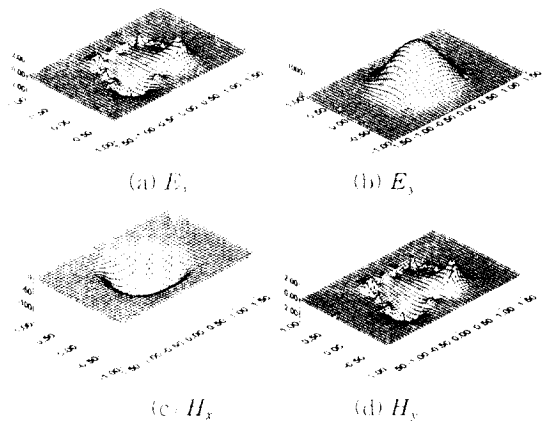


그림 8.  $n_g \rightarrow 1$  일 때 사다리꼴 단면 도파로의  $E_{01}^+$  모드 필드분포

Fig. 8. Field distributions of  $E_{01}^+$  mode in a ladder-shaped waveguide with  $n_g \rightarrow 1$

분포가 코어 중심으로부터 멀리 집중되어 파이버와의 접속시 비정렬에 의한 손실이 커짐으로 인하여 광도파로는 단일모드로 사용할 경우 가장 손실이 적은 특성을 가짐을 알 수 있었다.

그림 8과 9는  $n_y \rightarrow 1$ 일 때 사다리꼴 단면 도파로의  $E_{01}^+$  모드와  $E_{01}^-$  모드와  $E_x$ ,  $E_y$ ,  $H_x$ ,  $H_y$  필드 분포를 보여준다. 이로부터 전기장과 자기장의 내칭성에 의해 전자기장과 에너지 분포에서  $\mathbf{E}$ 가  $\mathbf{H}$ 로,  $-\mathbf{H}$ 가  $\mathbf{E}$ 로 전기장과 자기장이 서로 바뀐다는 것만 제외하고는 거의 구별할 수 없었다.

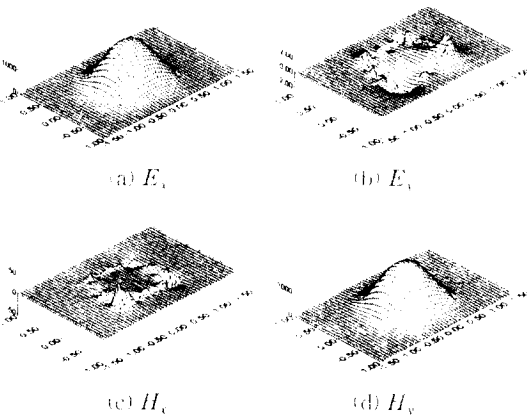


그림 9.  $n_y \rightarrow 1$  일 때 사다리꼴 단면 도파로의  $E_{01}^+$  모드 필드분포

Fig. 9. Field distributions of  $E_{01}^+$  mode in a ladder-shaped waveguide with  $n_y \rightarrow 1$

이상과 같이 점정합법을 이용한 수치해석 방법을 사각형과 사다리꼴 및 반원형 도파로에 적용하여 전파상수 곡선을 얻고, 각 모드의 전기장과 자기장의 벡터해 및 에너지 분포를 구하고 특성을 나타내었다. 본 연구의 계산법은 도파로 내의 실제의 전자기장을 표현할 수 있는 도파모드의 벡터 해의 계산법으로서 코어와 클래드 간의 굴절률차가 큰 광도파로와 편광 특성과 관련된 광도파로의 계산에 사용할 수 있다.

#### 4. 결 론

본 논문에서는 유전체 광도파로 식각시 나타날 수 있는 문제로 도파로 모양의 사다리꼴화와 파이버와의 패키징시에 손실을 줄이기 위해 열처리하는 과정에서

나타날 수 있는 도파로 모양의 반원화에 의한 굴절률의 변화와 필드 분포의 변화를 해석하였다. 이를 위해 기본모델이 되는 사각형 도파로에서의 분산곡선과 필드분포를 구하였으며, 다음으로 사다리꼴, 반원형 단면에서의 분산곡선과 필드분포를 구하였다. 이를 해석하기 위한 방법으로 도파로의 모양이 사각형이 아닐 경우 굴절률과 필드분포를 구할 수 있는 방법에는 점정합법, 조화함수전개법 등이 있으나 수식의 간략성과 해석의 편의성을 위해 점정합법을 선택하였다. 점정합법은 임의의 모양을 갖는 광도파로에 대해 베셀함수와 삼각함수의 항으로 광도파로를 해석하는 원형 조화 확장식(circular harmonic expansion)에 기초를 두고 있으며, 본 연구에서는 PC를 이용하여 도파로의 폭과 전파상수 사이의 분산곡선을 해석하였으며, 특정한 도파로의 폭에서의 필드분포를 구하여 x-y 단면에서의 에너지분포를 구하였다. 그 해석 결과 컴퓨터 수치해석의 수렴성은 Marcatili의 수렴성과 거의 일치하였다<sup>10)</sup>. 무한 급수항의 전개는 PC를 이용하여 해석한 결과  $m=5$  이하의 경우 분산곡선 사이의 편별성이 좋지 않고 오차가 커서  $m=7$  이상을 선택하여 해석하는 것이 수렴성 면에서 좋다는 것을 확인하였다. 또한 굴절률차가 작은 광도파로에서의 특성과 굴절률차가 큰 도파로에서의 특성을 해석하기 위해 비굴절률이 작은 경우와 큰 경우에 대해 분산곡선과 에너지 분포를 구하였다. 그 해석결과 도파로 단면에서의 에너지 분포는 도파로의 형태에 따라 달라졌으며, 비굴절률  $n_y$ 이 1에 가까워지면 도파로 내의 광의 진행은 균일한 자유매질 내의 광의 진행과 유사해지며 이 경우 Maxwell 방정식의 전기장과 자기장의 내칭성에 의해 전자기장과 에너지 분포에서  $\mathbf{E}$ 가  $\mathbf{H}$ 로,  $-\mathbf{H}$ 가  $\mathbf{E}$ 로 전기장과 자기장이 서로 바뀐다는 것만 제외하고는 거의 구별할 수 없었으며 실제로 전자기장과 에너지 분포를 계산한 결과 이와 같은 대칭성을 확인하였다. 광도파로의 벡터 해 해석 결과 경계조건을 이용한 점정합법은 굴절률차가 작은 광도파로의 경우 뿐만 아니라 경계조건을 적용할 수 있는 굴절률차가 큰 광도파로 해석에 이용될 수 있다는 것을 확인하였다.

#### 참 고 문 헌

1. Keck, D. B., and Schultz, P. C., "Method of forming planar optical waveguide" U. S. Patent No. 3, 806223, 1974.
2. W. Huang, "A simple variational approach to optical rib waveguides", Journal of

- Lightwave Tech. 9(1), 56 (1991)
3. R. C. Alferness, R. V. Schmidt, and E. H. Turner, "Characteristics of Ti-In diffused lithium niobate optical directional coupler" Appl. Optics, Vol. 18, p. 4012, 1979.
  4. S. K. Korotky, G. Einstein, R. S. Tucker, J. J. Veselka, and G. Raybon, "Optical intensity modulation to 40GHz using a waveguide electrooptic modulator." Appl. Phys. Lett, Vol. 50, p. 1603, 1987.
  5. L. D. Hutcheson, *Integrated optical circuits and components*, New York, p. 1, 1987.
  6. E. A. J. Marcatili, "Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics", Bell Syst. Tech. J. 48(7), 2071 (1969).
  7. K. H. Schelreth and M. Tacke, "The complex propagation constant of multilayer waveguide", IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-26, pp. 627-630, 1990.
  8. Song Tsuen Peng, Arthur A. Oliner, "Guidance and leakage properties of a class of open dielectrics waveguides", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 33, pp. 843-854, 1981.
  9. C. H. Henry and B. H. Verbeek, "Solution of the scalar wave equation for arbitrarily shaped dielectric waveguides by two dimensional fourier analysis" Journal of Lightwave Tech. vol. 7, p. 308, 1989.
  10. J. E. Goell, "A circular-harmonic computer analysis of rectangular dielectric waveguides", Bell Syst. Tech. J. 48(7), 2133 (1969).
  11. Amnon Yariv, "*Optical Electronics*", Saunders College Publishing, 1991.
  12. Glifford R. Pollock, *Fundamentals of Optoelectronics*, Richard D. Irwin, inc., 1995.