

修正된 實効 굴절율법에 의한 계단형 屈折率 分布를 갖는 光導波路와 方向性 結合器의 해석

(Analysis of Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler
with Step Index Profile by the Modified Effective Index Method)

金 昌 敏*, 鄭 炳 奇*, 李 忠 雄**

(Chang Min Kim, Byung Gi Jung and Choang Woong Lee)

要 約

實効 굴절율법(effective index method)을 일부 보완한 修正된 實効 굴절율법에 의하여 矩形 光導波路와 方向性 結合器에 대한 해석이 제시되었다. 채널 영역에서의 實効 굴절율(effective index) 개념과는 별도로 클래드 영역에서 等價 굴절율(equivalent index) 개념을 제안하였다. 實効 굴절율법에서 경험되어져 왔던 固有值(eigenvalue)의 오차문제를 개선하였으며 그 결과가 비교, 검토되었다. 또한 修正된 實効 굴절율법을 바탕으로 方向性 結合器를 평행한 두 개의 슬랩 도파로(slab guide)로 등가화 시킨 후 이에 결합 모드이론(coupled mode theory)을 적용하였다. 等價 굴절율 개념의 필요성이 긍정적으로 제시되었다.

Abstract

Based on the modified effective index method, analyses of dielectric rectangular waveguides and directional couplers are presented. Aside from the effective index concept of channel region, the equivalent index concept of cladding region is proposed. The error problem of eigenvalues, which has been experienced when the effective index method is used, is improved. Our approximations give similar accuracy when compared with the results of other rigorous approximation techniques.

The advantage of the modified effective index method is utilized by replacing the directional coupler with the equivalent slab guides, and the coupling constant is calculated by the coupled mode theory. The effectiveness of the equivalent index concept is positively confirmed.

I. 序 論

光導波路와 方向性 結合器(directional couple)는

집적광학(integrated optics) 중의 매우 중요한 素子들로 알려져 있으며, 계단형 屈折率 分布(step index profile)를 갖는 光導波路에 관한 해석은 꾸준히 연구되어 왔다. 계단형 屈折率 分布를 갖는 光導波路의 해석은 그 자체로도 중요하지만 이는 언덕형 屈折率 分布(graded index profile)를 갖는 光導波路의 近似해석을 얻는데에도 매우 중요한 역할을 하고 있다. Marcattili¹⁾는 simple field distribution을 가정하여 矩形 光導波路의 해석을 시도하였으며, 이와 거의 같은 시기에 이루어

*正會員, 서울시立大 電子工學科
(Dept. of Elec. Eng., Seoul City Univ.)

**正會員, 서울大學校 電子工學科
(Dept. of Elec. Eng., Seoul National Univ.)

接受日字: 1985年 9月 13日

진 circular harmonic computer analysis를 바탕으로 한 Goell^[2]의 해석은 각 모드의 차단주파수(cut off frequency) 근처에서의 약간의 차이를 보이는 외에는 잘 일치한 결과를 보이고 있다. 그러나 Marcatili의 해석은 光導波路의 형태가 矩形 확산형 (rectangular diffused type)일 때는 그 해석이 간단하지만, 리지형 (ridged type)에서는 해석이 간단치 않으며 많은 컴퓨터 작업을 요구한다. 그리고 Goell의 해석방법은 매립형(embedded type) 光導波路에서만 해석이 가능하며, 또한 光導波路의 境界面(edge)이 타원형태일때 한하여 解는 정밀도를 보인다. Knox & Toulouis^[3]는 위의 두 사람보다도 해석방법이 매우 간단하면서도 어떠한 光導波路의 형태에 대해서도 잘 적용될 수 있는 實効 굴절율법을 제안하였다. Furuta^[4] 등은 이 방법을 응용하여 裝荷形을 해석하였으며, Hocker & Burns,^[5] Shuara^[6] 등은 實効 굴절율을 기초로하여 임의의 굴절율 분포를 갖는 光導波路의 해석을 보인 바 있다. 그러나 實効 굴절율법의 해석이 간단하고 유용성을 지니고 있는 반면, 이 방법의 결과가 가져오는 오차는 재검토 되어야 할 것이다. 더욱이 각 모드의 차단주파수(cut off frequency) 근처, 특히 기본 모드의 차단주파수 근처에서의 오차는 무시하기가 어렵다. 實効 굴절율법이란 2차원 굴절율 분포를 갖는 光導波路를 2개의 1차원 슬랩導波路로 등가화시키는 것이 그 전제가 된다. 이 방법에서는 導波電界가 분포하는 채널 영역에서만 實効 굴절율 개념이 도입되고 있다. 그러나 본 논문은 減衰電界(evanescent field)가 존재하는 클래드 영역에도 實効 굴절율과 유사한 等價 굴절율을 제안하였다. 이 해석의 결과, 實効 굴절율법이 보이고 있는 오차를 크게 줄일 수 있었다. 매립형 채널의 경우 Marcatili와 Goell에 비교하여 만족할만한 결과치를 얻었으며 확산형 채널의 경우에는 Marcatili의 방법, Yeh^[7]의 有限要素法(finite element method), 그리고 Jain^[8]의 變分法(variational method)의 결과들과 잘 일치하는 결과치를 확인할 수 있었다. III 장에서는 方向性 結合器의 해석을 보였다. 方向性 結合器는 optical switch/modulator^[9] 등에 응용되는 중요한 素子이며, 따라서 結合效果(coupling effect)는 여러 사람들의 연구 대상이 되어왔다. 본 논문에서는 修正된 實効 굴절율법에 의하여 두 개의 光導波路를 평행한 슬랩導波路로 等價化시킨 후 이를 攝動理論(perturbation theory)에 기초를 둔 결합모드 이론^[10]에 의하여 結合係數를 계산하였다. 이는 Marcatili가 Miller^[11]의 coupled wave theory에 의하여 유도한 結合係數의 결과치와 비교 검토되었으며, 實効 굴절율과 더불어 等價 굴절율의 필요성이 입증되었다.

II. 光導波路 해석

그림 1과 같은 階段形 굴절율 분포를 갖는 光導波路를 생각해보기로 한다. 굴절율 분포는 (1)식과 같다.

$$n(x, y) = \begin{cases} n_1 & : y > 0 \\ n_2 + (n_3 - n_2) [u(-x - a) + u(x)] & : -b < y < 0 \\ n_3 & : y < -b \end{cases} \quad (1)$$

계단형 굴절율 분포를 갖는 光導波路에서의 도파전자계(guided field)는 Maxwell 방정식을 만족시키며 近似的으로 (2)식과 같다.

$$\nabla^2 |E + k^2 n^2(x, y) | E = 0 \quad (2a)$$

$$\nabla^2 |H + k^2 n^2(x, y) | H = 0 \quad (2b)$$

유전체 導波路의 도파전자계는 금속도파관의 전자계와는 달리 거의 TEM에 類似한 성격을 가지며, 이는 E^x E^y 모드로 분류된다.

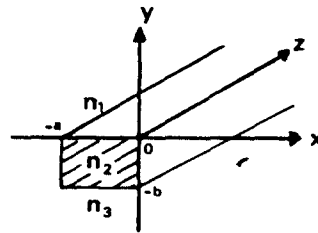


그림 1. 확산형 광도파로
Fig. 1. Diffused type optical channel waveguide.

1) 光導波路 모드 해석

E^x 모드 (E_y=0)의 경우에 모든 電磁界成分은 E_x로 나타내어질 수 있으며 (3)식과 같다.

$$H_y = \frac{\omega \epsilon_0 n^2}{\beta} \left[1 + \frac{1}{k^2 n^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] E_x, E_z = \frac{1}{j\beta} \frac{\partial}{\partial x} E_x$$

$$H_x = \frac{1}{\omega \mu \beta} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} E_x, H_z = \frac{1}{j\omega \mu} \frac{\partial}{\partial y} E_x \quad (3)$$

그리고 E^y 모드 (E_x=0)의 경우 모든 電磁界成分은 E_y로 표시될 수 있으며 (4)식과 같다.

$$H_x = -\frac{\omega \epsilon_0 n^2}{\beta} \left[1 + \frac{1}{k^2 n^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] E_y, E_z = \frac{1}{j\beta} \frac{\partial}{\partial y} E_y$$

$$H_y = -\frac{1}{\omega \mu \beta} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} E_y, H_z = \frac{j}{\omega \mu} \frac{\partial}{\partial x} E_y \quad (4)$$

電界 E_x 또는 E_y에 관한 스칼라 파동 방정식은 (2)식으로부터 얻으며, x=0, -a 그리고 y=0, -b에서 電界 및 磁界의 접선성분의 連續성을 만족시키는 境界條件下에서 (5)식과 같이 쓸 수 있다.

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + (k^2 n^2 - \beta^2) \right] \psi(x, y) = 0 \quad (5)$$

단, $\psi(x, y) = \begin{cases} E_x(x, y) : E^x \text{ 모드} \\ E_y(x, y) : E^y \text{ 모드} \end{cases}$

2) 슬랩 導波路

여기서 잠시 슬랩 導波路의 해석을 살펴보기로 한다.

그림 1의 n_1, n_2 의 경계와 n_2, n_3 의 경계를 x방향으로 연장시키면 그림 2와 같은 슬랩 導波路를 얻게된다. 그림 2의 경우 固有方程式을 생각해 보기로 한다.

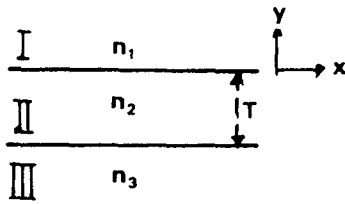


그림 2. 슬랩 導波路
Fig. 2. Slab waveguide.

i) TE모드의 경우(전계가 경계면에 평행)

Maxwell方程式을 만족시키는 $E_x(y)$ 는 (6)식과 같이 구해진다.

$$E_x(y) = \begin{cases} A \cdot e^{-py} & : y > 0 \\ A \cdot \left[\cos qy - \frac{p}{q} \sin qy \right] & : -b < y < 0 \\ A \cdot \left[\cos qb + \frac{p}{q} \sin qb \right] \cdot e^{px} & : y < -b \end{cases} \quad (6)$$

단, $p^2 = k^2(n_{eff}^2 - n_1^2)$, $r^2 = k^2(n_{eff}^2 - n_3^2)$

$q^2 = k^2(n_2^2 - n_{eff}^2)$, $\beta_s = k \cdot n_{eff}$

(6)식에 $y = -b$ 에서의 境界條件을 적용시켜 (7)식을 얻는다.

$$2qb - 2 \tan^{-1} \left(\frac{p}{q} \right) - 2 \tan^{-1} \left(\frac{r}{q} \right) = 2(M-1)\pi \quad (M=1, 2, \dots) \quad (7)$$

(7)식은 ray approach¹²⁾ 또는 WKB近似 해석¹²⁾에 있어서의 (8)식과 等價하다.

$$2k \int_{-b}^0 (n_2^2 - n_{eff}^2)^{1/2} dy - \delta_{12} - \delta_{23} = 2(M-1)\pi \quad (8)$$

단, $\delta_{12} = 2 \tan^{-1} \left(\frac{p}{q} \right)$, $\delta_{23} = 2 \tan^{-1} \left(\frac{r}{q} \right)$, $M=1, 2, \dots$

ii) TM모드의 경우(전계가 경계면에 수직)

Maxwell방정식을 만족시키는 $H_x(y)$ 는 (9)식과 같이 주어진다.

$$H_x(y) = \begin{cases} A \left[\frac{q}{p} e^{-py} \right] & : y > 0 \\ A \left[\frac{q}{p} \cos qy - \sin qy \right] & : -b < y < 0 \\ A \left[\frac{q}{p} \cos qb + \sin qb \right] e^{px+b} & : y < -b \end{cases} \quad (9)$$

또한 固有方程式은 (10)식과 같이 되어진다.

$$2qb - 2 \tan^{-1} \left(\frac{p'}{q} \right) - 2 \tan^{-1} \left(\frac{r'}{q} \right) = 2(M-1)\pi \quad (M=1, 2, \dots) \quad (10)$$

단, $p' = \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2 p$, $r' = \left(\frac{n_2}{n_3} \right)^2 r$, $\beta_s = k \cdot n_{eff}$

(7) 및 (10)식으로부터 TE, TM 각 경우의 모드數 M에 대한 固有值 β_s 를 얻게 된다.

3) 채널 導波路의 해석

본 논문의 기초를 이루고 있는 實効 굴절율법을 설명하면 다음과 같다.

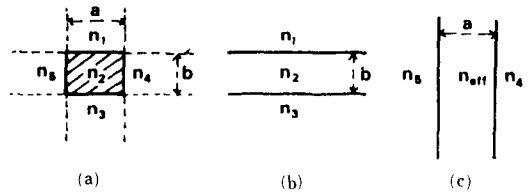


그림 3. 實効 굴절율법의 설명도 (E^x, E^y 모드)

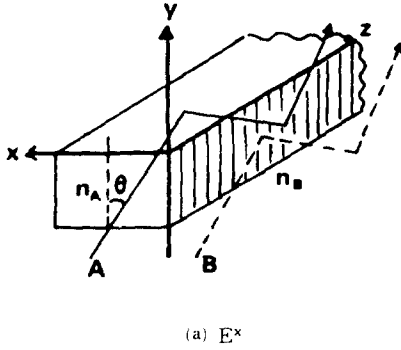
(a) 단면도 (b) y방향만을 고려한 1차원 슬랩도파관 (c) x방향만을 고려한 1차원 슬랩도파관 n_{eff} 는 도파관의 實効 굴절율

Fig. 3. Illustration of effective index method.

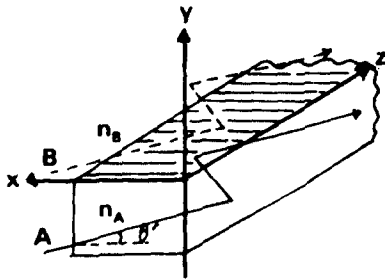
(a) Original 2-D profile.
(b) 1-D slab guide with respect to y direction.
(c) 1-D slab guide with respect to x direction.

그림3a의 원래의 矩形導波路(rectangular guide)를 그림3b의 슬랩導波路로 대치시킨 후 고유치 β_s 를 구한다. 이 고유치로부터 實効굴절율 $n_{eff}(\beta_s = k \cdot n_{eff})$ 가 정의된다. 그림3c의 슬랩導波路는 정의된 n_{eff} 의 균일체로 구성되며 이 두번째 슬랩導波路의 전파상수는 곧 원래의 矩形導波路의 전파상수를 근사적으로 대신한다. 그러면 본 논문에서 제안한 클래드 영역에서의 等價 굴절율에 대하여 생각해 보기로 한다. 이제 減衰電界가 존재하는 클래드 영역에서도 實効굴절율에 유사한 等價굴절율에 대하여 생각해 보기로 한다.

그림4a의 E^x 모드의 경우를 살펴 보기로 한다. Ray B의 경우 transverse한 면의 입장에서는 채널을 zig-zag로 진행하는 RayA(guided field)로 말미암아 클래드 영역에서도 미약하게 zig-zag로 진행하는 RayB로 생각할 수 있다. RayA가 채널영역의 transverse한 면의 입장에서 共振(resonance)이듯이, RayB도 클래드 영역의 transverse한 면의 입장에서 共振이라고 생각해도 무방하다. 따라서 클래드 영역에서도



(a) E^x



(b) E^y

그림 4. 等價굴절율 개념의 설명도 (E^x 모드, E^y 모드)
 Fig. 4. Illustration of Equivalent Index Concept.
 (E^x mode, E^y mode)

實効굴절율과 유사한 개념을 설정할 수 있으며 Ray A와 Ray B는 같은 입사각 θ 로 진행하므로 (이 前提下에 Ray A와 Ray B의 빔근친 영역으로의 projection은 경계조건을 이룬다)

[Ray A의 경우]

$$\frac{dy}{ds} = \frac{k(n_A^2 - n_{eq}^2)^{\frac{1}{2}}}{kn_A} = \cos \theta : E^x \text{ 모드 경우} \quad (11a)$$

$$\frac{dx}{ds} = \frac{k(n_A^2 - n_{eq}^2)^{\frac{1}{2}}}{kn_A} = \cos \theta' : E^y \text{ 모드 경우} \quad (11b)$$

[Ray B의 경우]

$$\frac{dy}{ds} = \frac{k(n_B^2 - n_{eq}^2)^{\frac{1}{2}}}{kn_B} = \cos \theta : E^x \text{ 모드 경우} \quad (12b)$$

$$\frac{dx}{ds} = \frac{k(n_B^2 - n_{eq}^2)^{\frac{1}{2}}}{kn_B} = \cos \theta' : E^y \text{ 모드 경우} \quad (12b)$$

(11) 식 및 (12) 식이 성립된다. 단 $s(x, y, z)$ 는 光經路이다. (11), (12) 식으로부터 (13) 식을 얻는다.

$$n_{eq} = \frac{n_B}{n_A} \cdot n_{eff} \quad (13)$$

(13) 식의 결과는 E^x 모드 및 E^y 모드에 공히 적용됨을 알 수 있다. 그러면 이상의 實効 굴절율 개념과 等價

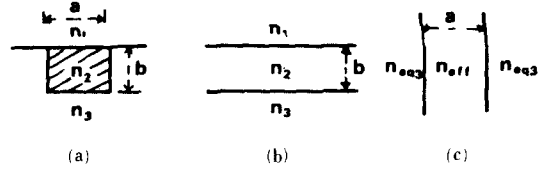


그림 5. 修正된 實効 굴절율법의 설명도 (E^x 모드)

- (a) 단면도
- (b) y 방향만을 고려한 1차원 슬랩도파로
- (c) x 방향을 고려한 1차원 슬랩도파로,

$$\text{단 } n_{eq} = \frac{n_3}{n_2} n_{eff}$$

Fig. 5. Illustration of Modified effective index method.

- (a) original 2-D profile.
- (b) 1-D slab guide with respect to y direction.
- (c) 1-D slab guide with respect to x direction.

굴절율 개념을 바탕으로 E^x 모드의 해석과정을 살펴보기로 한다. 파동방정식 (5) 식은 (14) 식과 같은 두 개의 분리된 식으로의 표현이 가능하다.

$$\left(\frac{d^2}{dy^2} + k^2[n^2(y) - n_{eff}^2] \right) \psi(y) = 0 \quad (14a)$$

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + k^2[n^2(x) - N^2] \right) \psi(x) = 0 \quad (14b)$$

$$\text{단, } n(y) = \begin{cases} n_1 : y > 0 \\ n_2 : -b < y < 0 \\ n_3 : y < -b \end{cases}, \quad n(x) = \begin{cases} n_{eq} : x > 0 \\ n_{eff} : -a < x < 0 \\ n_{eq} : x < -a \end{cases}$$

$$\beta = kN, \quad \psi(x, y) = \psi(x) \cdot \psi(y)$$

(5) 식의 고유치 β 를 얻기 위해서는 먼저 그림 5a의 $-a < x < 0$ 부분만을 고려하여 그림 5b의 슬랩 도파로로 대체시킨다. 이에 TE 모드를 적용[(7) 식] 하여 n_{eff} 를 구하고 이 결과치 및 (13) 식을 사용하여 그림 5c의 슬랩도파로를 얻는다. 이에 TM 모드를 적용[(10) 식] 함으로써 전파상수 β 를 구한다. 또한 $\psi(x), \psi(y)$ 로부터 $\psi(x, y)$ 를 얻으며 이는 E^x 모드의 E_x 성분을 나타낸다. 이로부터 (3) 식에 의하여 각 모드에 따른 電界分佈를 알 수 있다. E^x 모드의 경우는 그림 4a와 같이 Y-Z 면을 境界로 Ray A와 Ray B의 境界條件을 고려하였으나 E^y 모드의 경우는 이와는 달리 그림 4b의 X-Z 면을 境界로 Ray들의 境界條件을 생각할 수 있다. 따라서 修正된 實効 굴절율법을 적용하려면 그림 5의 순서와는 달리 그림 6의 순서를 밟게된다. 즉 그림 6b에는 TE 모드를 그림 6c에는 TM 모드를 적용한다. 그러나 이를 그림 5의 순서대로 그림 5b에 TM 모드, 그림 5c에 TE 모드를 적용하여도 거의 문제가 되지 않음을 확인하였다. 서로 다른 두 과정을 통하여 구해진

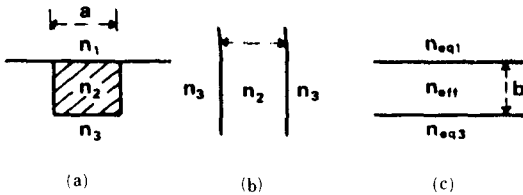


그림 6. 수정된 실효 굴절율법의 설명도 (E^x 모드)
 (a) 단면도
 (b) x 방향만을 고려한 1차원 슬랩도파로
 (c) y 방향을 고려한 1차원 슬랩도파로

$$\text{단, } n_{eq1} = \frac{n_1}{n_2} \cdot n_{eff}, \quad n_{eq3} = \frac{n_3}{n_2} \cdot n_{eff}$$

Fig. 6. Illustration of modified effective index method
 (a) Original 2-D Profile.
 (b) 1-D slab guide with respect to x direction.
 (c) 1-D slab guide with respect to y direction.

N의 결과치를 비교해 볼 때 굴절율비나 正規化 주파수 (normalized frequency)에 무관하게 그 오차가 $10^{-6} \sim 10^{-7}$ 정도에 불과한 거의 일치된 결과를 확인하였다. E^x모드의 경우 그림5의 해석과정이 그림6의 해석과정보다는 III 장의 方向性 結合器의 해석에 훨씬 바람직하다는 사실은 쉽게 알 수 있다.

4) 수치 계산 결과

채널의 첫수 (dimension)는 $a=2b$ 의 경우를 대상으로 하였다. 그림7의 경우는 매립형 채널에 대한 수치 결과 (universal curve)를 보였으며 그림 8의 경우는 확산형 채널의 수치결과를 보였다. 먼저 매립형 채널의 경우를 살펴보기로 한다.

가로축의 좌표는 正規化 주파수 $(2b/\lambda) \cdot (n_2^2 - n_3^2)^{1/2}$ 이며 세로축의 좌표는 正規化 전파상수 $(N^2 - n_3^2) / (n_2^2 - n_3^2)$ 로 하였다. 그림7a의 $(n_2/n_3) < 1.005$ 인 경우와 그림7b의 $(n_2/n_3) = 1.5$ 인 경우의 결과를 살펴보기로 한다. 각 경우에 대하여 Marcatili, Goell, 實効 굴절율법, 修正된 實効 굴절율법 등 4가지의 결과가 제시되어 있다. 實効 굴절율법의 경우 Marcatili와 Goell의 결과들로부터 한쪽으로 벗어나 있는 반면, 修正된 실효 굴절율법의 경우 그림 7에서는 Marcatili와 근접한 결과를 보이고 있으며 그림7b에서는 Marcatili와 Goell의 사잇값을 유지하고 있다. 이제 확산형 채널의 경우를 보기로 한다.

Goell의 해석방법은 클래드가 균일채일 경우에만 가능하므로 그림 8에서는 제외됐다. 그림 7의 Marcatili, 實効 굴절율법 이외에도 Yeh의 유한요소법 (finite element method), Jain의 변분법 (variational method) 등의 결과가 함께 제시되어 있다. 단 Jain의 변분법

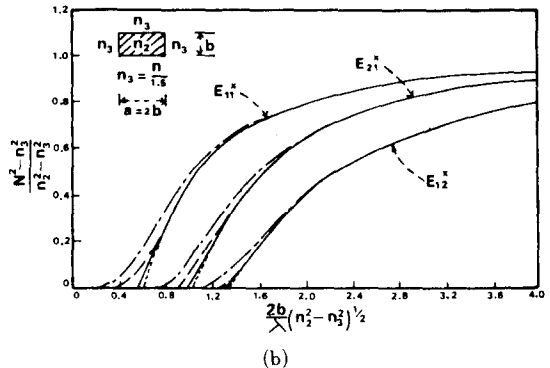
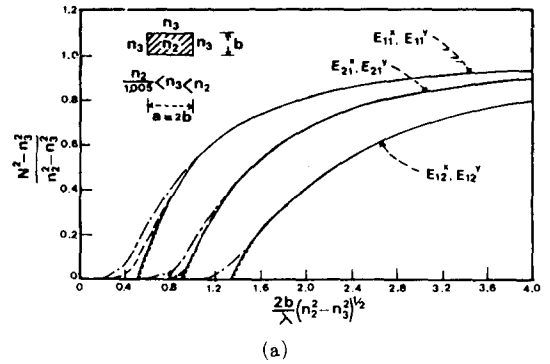


그림 7. 각 모드 및 굴절율비에 따른 正規化 전파상수
 — 修正된 實効 굴절율법
 - - - 實効 굴절율법
 - - - Marcatili의 해
 - - - Goell의 해

Fig. 7. Normalized propagation constant for different modes and refractive indices.

결과치는 Yeh의 유한요소법 결과치들과 각 경우에 거의 일치하므로 한 개의 커브로 표현되었다. 實効 굴절율법의 결과치들을 살펴보면 Marcatili, Yeh, Jain들의 결과치들과 많이 벗어나고 있는 반면 修正된 實効 굴절율법의 경우 모든 경우에 있어서 미소한 차이만을 보이고 있다.

유한요소법이나 변분법들은 비교적 정확한 해를 보여주고 있지만 이들은 채널 형태가 복잡한 경우에는 많은 컴퓨터 작업을 요한다. 반면에 Knox & Toullos에 의하여 제안된 實効 굴절율법은 어떠한 채널 형태에 대하여도 해석방법이 간단하지만 그 결과가 보이고 오차에 대하여는 지적되어야 할 것이다.

III. 方向性 結合器 (Directional Coupler)

1) 方向性 結合器의 해석

그림9a와 같은 구조를 갖는 대칭 방향성 결합기는

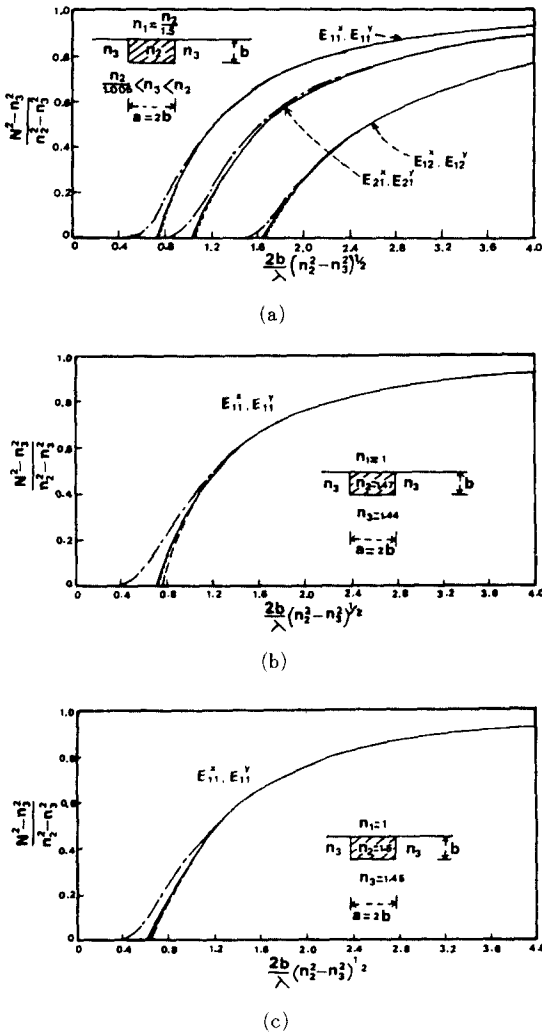
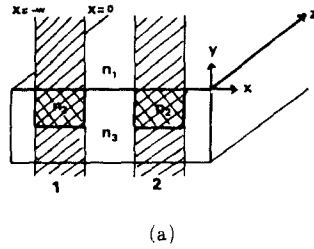


그림 8. 각 모드의 굴절율비에 따른 正規化 전파상수
 — 修正된 실효 굴절율법
 --- 實効 굴절율법
 ···· Marcattili의 해
 -·-·- Yeh의 有限要素법
 Jain의 變分법 (Yeh와 거의 일치)

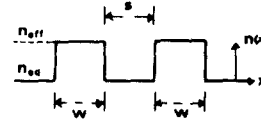
Fig. 8. Normalized propagation constant for different modes and refractive indices.

II 장에서 제시된 實効 및 等價 굴절율 개념에 의하여 그림9b의 굴절율 분포를 갖는 평행 슬랩 도파로로 대체시킬 수 있다.

그림의 n_{eff} 는 E^x 모드의 경우 (7)식, E^y 모드의 경우는 (10)식을 통하여 얻어지며, n_{eq} 는 (13)식으로부터 구해진다. 결합 모드이론¹⁰⁾에 의하면 결합계수 c 는 (15)식으로 주어진다.



(a)



(b)

그림 9. 實効, 等價 굴절율 개념에 의한 방향성결합기의 등가화

(a) 평행 확산형 채널의 슬래브도파로의 등가화
 (b) 굴절율의 공간변화

Fig. 9. Replacement of Directional coupler by effective & equivalent Index concept.

(a) Parallel diffused channels replaced by parallel slab guides
 (b) Spatial variation of refractive index constant.

$$c = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \int_{-a}^{\infty} \Delta n^2(x) \cdot \epsilon_y^{(1)} \cdot \epsilon_y^{(2)} dx \quad (15)$$

E^x 모드의 경우 (15)식은 (5)-(9)식으로부터 (16)식으로 표현이 가능하며 well-confined mode의 경우 이는 (17)식과 같이 유도된다.

$$c = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \cdot \Delta n^2 \cdot A^2 \int_{-a}^0 \left(\cos qx - \frac{p}{q} \sin qx \right) \cdot e^{-px} dx \quad (16)$$

$$c = \frac{2 \cdot (n_{eff}^2 - N^2) (N^2 - n_{eq}^2)^{1/2}}{a \cdot N \cdot (n_{eff}^2 - n_{eq}^2)} \cdot e^{-k(N^2 - n_{eq}^2)^{1/2} \cdot s} \quad (17)$$

(17)식은 修正된 實効 굴절율의 개념을 결합 모드 이론에 적용시킨 결과식이며 이에대한 수치계산은 매립형과 확산형 각 형태에 대하여 E^x , E^y 모드의 여러 경우를 고려대상에 넣었다. $(n_2/n_3) = 1.5$ 의 경우에 대하여 그림10이 얻어졌으며 이는 Miller¹¹⁾의 coupled wave theory를 근거로 Marcattili¹⁾가 도출해낸 결과치와 비교 검토되었다.

가로축의 좌표는 채널치수의 비이며 세로축의 좌표는 正規化 결합계수(normalized coupling constant)로 하였다. 채널의 치수(dimension)와 굴절지수값이 결정되면 결합계수는 E^x 모드, E^y 모드에 거의 무관함을 보이고 있으며 매립형이나 확산형등의 채널형태에도 거의 무관함을 보이고 있다. 즉 x방향의 치수와 굴절지수 분포가 결합계수를 결정짓는 주된 요인이며, y 방

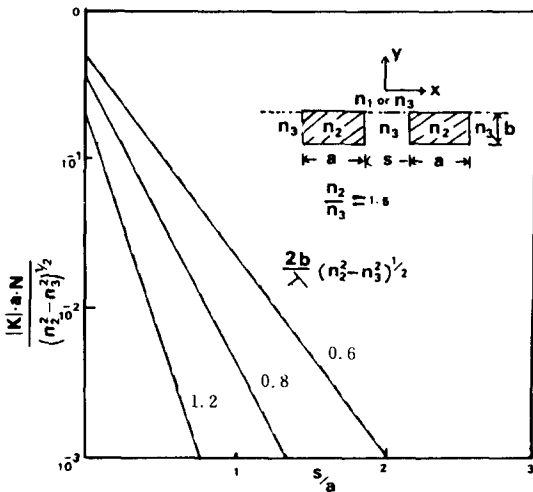


그림 10. E_{im}^x 모드의 결합계수
 — 實効, 等價 굴절율법과 결합모드 이론에 의한 해
 --- Marcatili의 해

Fig. 10. Coupling constant for E_{im}^x modes.

항의 조건들은 별 영향을 미치지 못하고 있음이 확인되었다. (17)식의 결과식은 대부분의 경우에 있어서 Marcatili의 결과와 근접함을 보이고 있다.

IV. 結 論

光導波路의 해석에 있어서 기존에 쓰여오던 채널영역에서의 實効 굴절율 (effective index) 개념 외에 클래드 영역에 等價 굴절율 (equivalent index) 개념을 도입하였다. 修正된 實効 굴절율법은 그 해석방법에 있어서 實効 굴절율법과 같이 간단하면서도 그동안 實効 굴절율법이 보이고 있던 오차문제를 補完하였다. 즉 기존의 simple field distribution, circular harmonic analysis, 변분법, 유한요소법등의 어느 近似해석보다도 그 해석방법이 매우 간단하면서도 이들과 잘 일치하는 만족스러운 결과를 얻을 수 있었다. 等價 굴절율 개념은 實効 굴절율 개념과 더불어 光導波路 해석뿐만아니라 方向性 結合器의 해석에도 정밀한 결과를 보여주는 有用한 가설이 될 수 있음을 보였다. 계단형 및 언덕형 屈折率 分布를 갖는 여러 형태의 光導波路가 앞으로는 等價 굴절율 개념에 의하여 補完 해석되어질 것이 기대된다.

參 考 文 獻

- [1] E.A.J. Marcatili, "Dielectric Rectangular Waveguide and Directional Coupler for Integrated Optics", *B.S.T.J.* vol. 48, pp. 2071-2102, Sept. 1969.
- [2] J.E. Goell, "A Circular Harmonic Computer Analysis of Rectangular Dielectric Waveguides," *B.S.T.J.* vol. 48, pp. 2133-2160, Sept. 1969.
- [3] R.M. Knox and P.P. Toullos Proceeding of the MRI Symposium on Submillimeter Waves, J. Fox, Ed., Polytechnic Press, Brooklyn, pp. 490-516, 1970.
- [4] H. Furuta, H. Nada, and A. Ihaya, "Novel Optical Waveguide for Integrated Optics", *Applied Optics* vol. 13, no. 2, pp. 322-326, Feb., 1974.
- [5] G.B. Hocker, and W.K. Burns, "Mode In Diffused Optical Waveguides of Arbitrary Index Profile" *IEEE J. Quantum Electron*, vol. QE-11, no. 6, pp. 270-276, June 1975.
- [6] T. Suhara, Y. Handa, H. Nishihara and J. Koyama, "Analysis of Optical Channel Waveguides and Directional Couplers with Graded-Index Profile", *J. opt. Soc. Am*, vol. 69, no. 6, pp. 807-815, June 1979.
- [7] C. Yeh, H. Ha, S.B. Dong, and W.P. Brown, "Single-Mode Optical Waveguides", *Applied Optics* vol. 18, no. 10, pp. 1490-1504, May 1979.
- [8] U. Jain, A. Aharma, K. Thyagarajan, and A.K. Ghatak, "Coupling Characteristics of a Diffused Channel Waveguide Directional Coupler" *J. Opt. Soc. Am.* vol. 72, no. 11, pp. 1545-1549, Nov., 1982.
- [9] T. Tamir, Ed., *Integrated Optics*, Springer-Verlag Berlin, pp. 140-200, 1979.
- [10] A. Yariv, "Coupled-Mode Theory for Guided-Wave Optics" *IEEE J. of Quantum Electronics*, vol. QE-9, no. 9, September 1973.
- [11] S.E. Miller, "Coupled Wave Theory and Waveguide Applications", *B.S.T.J.* vol. 33, no. 3, pp. 661-719, May, 1954.
- [12] M.J. Adams, *An Introduction to Optical Waveguides*, John Wiley & Sons Ltd., pp. 91-97, 145-155, 1981.