

論文2000-37SD-4-7

직사각형 다중 양자 우물 도파관의 모드 특성 분석 : Scanning angle method를 사용한 새로운 접근

(Modal Analysis of Rectangular MQW Waveguide : A Novel Approach using Scanning Angle Method)

林 延 燮 * , 崔 永 完 *

(Youn-Sub Lim and Young-Wan Choi)

요 약

본 논문에서는 직사각형 다중 양자 우물 광 도파관의 간단하고 효율적인 분석을 위한 새로운 모의 실험 방법을 제시한다. 우선적으로 2 차원 도파관 구조는 유효 굴절률 법을 사용하여 1 차원 도파관 구조로 변형되고 이렇게 얻어진 등가의 평면 다중 양자 우물 도파관의 도파 특성 행렬은 새롭게 제시된 각도 스캔법 (scanning angle method)에 의하여 분석된다. 직사각형 다중 양자 우물 도파관의 유효 굴절률, 모드 전장 세기, 광 구속 인자는 이 방법을 사용하여 효율적으로 얻을 수 있다. 모의 실험결과는 유한 요소 법에 기초된 해와 거의 정확한 일치치를 보인다. 또한 직사각형 다중 양자 우물 도파관의 분석을 위한 두 가지의 근사 해석 방식을 새롭게 도입하고 그 방식들의 유효성을 검증하였다. 퍼터베이션 분석(perturbation analysis)을 사용하여 직사각형 다중양자 우물 도파관에서 전송되는 모드의 전력 손실 계수를 새롭게 유도하고 평면 다중 양자 우물 도파관 근사를 사용한 전형적인 방법의 결과와 비교하였다.

Abstract

We present a novel method for simple and efficient analysis of the rectangular MQW waveguide. Preferentially two-dimensional structure is transformed into one-dimensional structure by using the effective index method. Then, the characteristic matrix of the resultant planar MQW waveguide is analyzed by scanning angle method. The effective index, modal intensity, and optical confinement factor of rectangular MQW waveguide can be effectively obtained by this method. Our simulation results show excellent agreement with the accurate solutions based on the finite element method. We also introduce the approximation methods for the analysis of rectangular MQW waveguide and investigate their validity. By using perturbation approach, modal power loss of guided wave in rectangular MQW waveguide is newly investigated and compared with the conventional method using the approximation of planar MQW waveguide.

* 正會員, 中央大學校 電子工學科

(Department of Electronic Engineering, Chung-Ang University)

※ 본 연구는 정보통신부 선도과제, 정보통신부 정보통신우수대학원 지원사업 및 과기부 중점국가과제지원에 의하여 연구되었음.

接受日字:1999年4月20日, 수정완료일:2000年3月24日

I. 서 론

반도체 레이저, 전계 흡수 변조기, 광학 필터, 전계 광학 소자 등과 같은 광전 소자의 개발에 있어서 다중 양자 우물 도파관의 정확한 모드 분석과 전송 특성의 분석은 위 소자들의 디자인과 최적화의 관점에서 매우 중요한 과제로 이에 따른 많은 연구들이 진행 되어오고 있다. 다중 양자 우물 구조를 가진 소자의 도파관

구성은 도파 거리에 걸친 전송 장의 구축에 기인한 비선형 광학 효과의 고양과 고속 스위칭 능력, 높은 변조 효율을 제공하면서 마이크로 파와 광 파가 동시에 도파되는 진행파 구조로의 가능성, 그리고 집적화된 광전 소자로서의 적합성 등과 같은 이점을 제공한다^[1]. 이와 같은 구조를 가진 소자의 광전송 특성의 이론적인 분석을 위한 많은 연구들이 진행되어 왔으나 그와 같은 노력의 대부분은 평면 다중 층 도파관의 분석에 집중된 것이었다^[2-14]. 최근에 직사각형 다중 층 도파관의 분석을 위한 시도가 Zhao 등^[5]과 Osman 등^[6]에 의하여 수행되었다. 그러나 이러한 방법들은 정확한 결과를 도출해 내기 위하여 많은 요소의 수에 기인한 복잡성과 상대적으로 긴 계산시간의 단점을 가진 유한 요소 법 (finite element method, FEM)에 기초된 것이었다.

본 논문에서는 직사각형 다중 양자 우물 구조를 가진 도파관의 효율적인 분석을 위한 간단하면서도 정확한 모의 실험 방법이 제시된다. 먼저 유효 굴절률 법 (effective index method, EIM)을 사용하여 2 차원 도파관 문제를 1 차원 도파관 해석의 문제로 변형하였다 (그림 1). 다음에 등가 평면 다중 양자 우물 도파관의 분석을 위하여 새롭게 정의하여 시도한 각도 스캔 방법 (scanning angle method, SAM)에 기초하여 광의 도파 특성으로부터 얻어낸 특성 행렬의 수치적인 분석을 수행하는 방법을 사용하였다. 이 새로운 방법의 적용으로 도파관 내에 존재하는 모드 해는 한꺼번에 정확하고 효율적으로 얻어질 수 있다. EIM과 SAM의 결합 (EIM-SAM)에 의하여 얻어진 결과들은 Zhao 등^[5]에 의하여 얻어진 결과들과의 비교를 통하여 독립적으로 그 유효성이 검증된다.

직사각형 다중 양자 우물 도파관은 전자기파에 의하여 유도된 평균 다이폴 모멘트가 다중 양자 우물에 수직과 수평 방향으로 서로 다르므로 편광 의존성을 가지는 것으로 알려져 있다. EIM-SAM을 사용하여 이러한 직사각형 다중 양자 우물 도파관에서의 E_{mn}^y 그리고 E_{mn}^x 모드의 전송 상수 사이의 차이를 조사하고 각 모드에 있어서의 광 구속인자와 모드 전장 형태의 특성을 도파관의 구조와 다중 양자 우물의 수를 변화시키면서 모의 실험하고 그 결과를 분석하였다. 뿐만 아니라 EIM과 평균 굴절률 근사 (mean refractive index approximation, MIA) (EIM-MIA), EIM와 제곱평균 제곱근 굴절률 근사 (root mean square refractive

index approximation, RMSA) (EIM-RMSA)를 결합한 직사각형 다중 양자 우물 도파관의 분석을 위한 새로운 근사 방법을 제시하고 그 유효성을 검증하였다. 비록 EIM-SAM은 도파관 해석에 있어서 복소 굴절률의 영향을 포함하고 있지는 않지만 다중 양자 우물 활성 도파관에서의 모드 장 분포는 활성영역 물질 복소 굴절률의 허수 부분이 실수 부에 비하여 일반적으로 상당히 작기 때문에 비 활성 도파관에서의 모드 장 분포와 매우 유사하다고 가정할 수 있다. 그러므로, 직사각형 다중 양자 우물 도파관의 모드 전력 손실의 계산을 위한 퍼터베이션(perturbation) 접근 방법^[7]이 이용될 수 있다. EIM-SAM에 의하여 얻어진 도파 특성변수들은 퍼터베이션 결과의 간략화를 위하여 사용된다. 실제적인 다중 양자 우물 전계 흡수 변조기(electro-absorption modulator, EAM)에 있어서 위의 방식과 평면 다중 양자 우물 도파관의 근사에 기초된 전형적인 방식 사이의 모드 전력 손실의 차이를 조사한다.

II. 유효 굴절률 법

직사각형 도파관의 스칼라 파동 근사에서 모드 장 패턴 $\Psi(x, y)$ 과 대응하는 전송 상수는 다음과 같은 스칼라 파동 방정식의 해로부터 유도된다.

$$\frac{\partial^2 \Psi(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi(x, y)}{\partial y^2} + [k_0^2 n_k^2(x, y) - \beta^2] \Psi(x, y) \quad (1)$$

여기서 k_0 는 자유 공간 파동 벡터, $n_k(x, y)$ 는 k 층의 굴절률, β 는 구하고자 하는 전송 상수이다. $\Psi(x, y) = X(x)Y(y)$ 로 변수 분리하고 y 방향으로 EIM의 분석방식^[8]을 적용하면 (1)식을 다음과 같은 x, y 각각에 의존하는 파동 방정식 성분으로 분리해 낼 수 있게 된다.

$$\frac{1}{Y(y)} \frac{d^2 Y(y)}{d y^2} + [k_0^2 n_k^2(x, y) - \beta_{y,k}^2] = 0 \quad (2)$$

$$\frac{1}{X(x)} \frac{d^2 X(x)}{d x^2} + [k_0^2 (\frac{\beta_{y,k}}{k_0})^2 - \beta^2] = 0, \quad (3)$$

여기서 $\beta_{y,k}/k_0$ 는 k번째 층의 유효 굴절률 ($n_{eff,k}$)이다. TE 모드에 대하여 방정식 (2)의 각 층 경계(y 방향)에서의 경계조건은

$$E_{x,i} = E_{x,i+1}, \frac{\partial E_{x,i}}{\partial x} = \frac{\partial E_{x,i+1}}{\partial x} \quad (4)$$

와 같이 주어지게 되고 TM 모드에 있어서의 경계조건은 다음과 같은 식을 만족시킨다.

$$n_i^2 E_{y,i} = n_{i+1}^2 E_{y,i+1}, \frac{\partial E_{y,i}}{\partial x} = \frac{\partial E_{y,i+1}}{\partial x} \quad (5)$$

일단 $n_{eff,k}$ 의 값이 방정식 (2)로부터 얻어지면 그림 1(a)에 보이는 직사각형 다중 양자 우물 도파관 구조는 그림 1(b)에 보여진 바와 같이 등가의 평면 다중 양자 우물 도파관 구조로 변형되어진다.

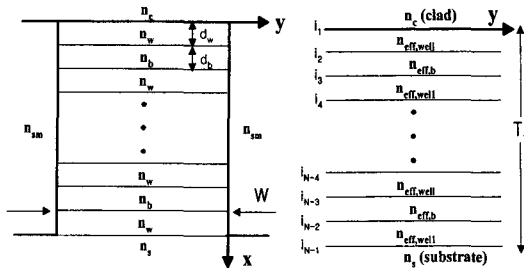


그림 1. (a)직사각형 다중 양자 우물 도파관 구조 (b)EIM에 의하여 변형된 등가 평면 다중 양자 우물 도파관 구조

III. 도파 특성 행렬식의 수치적인 분석 (SAM)

다중 양자 우물에 수직인 방향 (x 방향)에 따른 등가 평면 다중 양자 우물 도파관의 결과적인 굴절률 분포는 그림 1(b)에 보여진 바와 같다. 여기서 T_i 는 도파 영역의 전체 층 두께, W 는 도파 영역의 전체 너비, N 은 전체 층의 수, d_w 는 각 우물 영역의 두께, d_b 는 각 장벽 영역의 두께, 그리고 i_k 는 k 와 $k+1$ 번째 층의 경계이다. 평면 다중 양자 우물 도파관에 대한 방정식 (3)의 일반 해는 다음 식과 같이 기술되어진다.

$$E_{y,k}(x) = A_k \exp(j T_k(x - i_{k-1})) + B_k \exp(-j T_k(x - i_{k-1})), \quad (6)$$

여기서 $T_k = \sqrt{k_0^2 n_{eff,k}^2 - \beta^2}$ 이다. 도파 모드에서 클래드(clad)와 기판(substrate) 영역에서의 장 성분은 다중 양자 우물 영역으로부터 벗어남에 따라 지수적으로 감쇠된다. 결과적으로 각 층에 있어서의 파동 방정

식은 다음과 같이 간결하게 표현 될 수 있다.

$$\text{클래드 영역 : } E_{y,1}(x) = A_1 \exp(j T_1(x - i_0))$$

$$\text{도파 영역 : } E_{y,k}(x) = A_k \exp(j T_k(x - i_{k-1})) + B_k \exp(-j T_k(x - i_{k-1}))$$

$$\text{기판 영역 : } E_{y,N}(x) = B_N \exp(-j T_N(x - i_{N-1})) \quad (7)$$

여기서 첫 번째 층 (클래드 영역)에 대하여 $B_1=0$, $i_0=i_1=0$ 그리고 마지막 층 N (기판 영역)에 대하여 $A_N=0$ 이 도파 조건의 만족을 위하여 가정되었다.

$E_{x,m}$ 모드의 경우에 (7)의 일반 해에 각 층 경계에서의 경계 조건을 적용하면 다음과 같이 k 번째 층에 대한 특성 행렬식을 간단히 얻어낼 수 있다.

$$\begin{bmatrix} A_{k+1} \\ B_{k+1} \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \times \left[\left(\left(\frac{n_{eff,k}}{n_{eff,k+1}} \right)^2 + \frac{T_k}{T_{k+1}} \right) e^{T d_k} \left(\left(\frac{n_{eff,k}}{n_{eff,k+1}} \right)^2 - \frac{T_k}{T_{k+1}} \right) e^{-T_k d_k} \right] \begin{bmatrix} A_k \\ B_k \end{bmatrix} \quad (8)$$

해석을 쉽게 하기 위하여 여기서 A_1 을 1로 정규화 하고 도파 다중 양자 우물 영역과 기판사이의 경계에서의 전기장 크기를 B_N 으로 표현하였다. 그러면 전체 도파 특성 행렬 M 은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{bmatrix} 0 \\ B_N \end{bmatrix} = M_{N-1} M_{N-2} \cdots M_2 M_1 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad M = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \quad (9)$$

위의 관련으로부터 $|m_{11}| = 0$ 은 직사각형 다중 양자 우물 도파관의 공극적인 모드 분산 방정식이 된다. slab 도파관에서의 도파 모드는 선 광학(ray optics)의 관점에서 미세한 차이의 입사 각도를 가지고 진행하는 이산적인 광선으로써 분석될 수 있고 광의 지그-재그 식 전송 특성은 β 를 예측할 수 있게 한다. 이와 마찬가지로의 관계를 평면 다중 양자 우물 도파관의 경우로 확장하여 적용하게 되면 $\beta = k_0 n_{eff,well} \sin \theta$ 의 표현으로부터 파동 벡터 $k_0 n_{eff,well}$ 의 z 방향 성분을 얻어낼 수 있게 된다. 잘 알려진 회파 공진 조건으로부터 전송되어지는 클래드 또는 기판으로 입사되어지는 각 θ 의 어느 이산적인 집합만이 도파 모드에 대응하는 해로 주어지게 되며^[9] 도파관 내에서 손실 없는 전송을 위한

최소의 가능한 입사각은 전반사를 위한 임계 각에 의하여 제한된다. 그러므로 θ 의 허용되는 영역은 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\sin^{-1} \frac{n_{\text{lower}}(n_e \text{ 또는 } n_s)}{n_{\text{eff, well}}} < \theta < 90^\circ \quad (10)$$

$T_k = k_0(n_{\text{eff, k}}^2 - n_{\text{eff, well}}^2 \sin^2 \theta)^{1/2}$ 의 관계를 사용하고 (10)의 허용된 범위의 각을 scan함에 의하여 $\partial m_{\text{eff}}/\partial \theta$ 의 값이 (-)에서 (+)로 변하는 θ 의 값을 찾아냄으로써 도파 영역에 존재하는 고유치 값들을 간단하고 효율적으로 얻을 수 있다. 이처럼 EIM-SAM은 매우 짧은 계산 시간과 간단한 프로그램 절차뿐만 아니라 V 장에서 보여질 바와 같은 결과에 있어서의 정확성을 보유하고 있다.

IV. 다중 양자 우물 도파관의 분석을 위한 두 가지 근사 해석 방법

EIM에 의하여 얻어진 등가 평면 다중 양자 우물 도파관은 또한 MIA, RMSA^[4]와 같은 근사 방식들에 의하여 분석되어질 수 있다. EIM-MIA에 있어서 도파 영역의 등가 굴절률은 다음에 보여지는 바와 같이 단순히 다중 양자 우물 층 굴절률의 대수적인 평균에 의하여 주어진다.

$$n_{\text{eq}} = \frac{\sum_k n_{\text{eff, k}} d_k}{T_t} \quad (E_{mn}^y \text{ 모드인 경우}) \quad (11)$$

$$n_{\text{eq}} = \frac{T_t}{\sum_k d_k / n_{\text{eff, k}}} \quad (E_{mn}^x \text{ 모드인 경우}) \quad (12)$$

EIM-RMSA의 경우에 있어서는 다중 양자 우물 영역의 물질은 그 물질들의 제곱 평균 제곱근 등가 값에 의하여 단일한 균일 물질로 대체되어진다. 결과적인 등가 굴절률 값은 E_{mn}^y 모드에 대하여

$$n_{\text{eq}}^2 = \frac{N_w d_w n_{\text{eff, well}}^2 + N_b d_b n_{\text{eff, b}}^2}{N_w d_w + N_b d_b} \quad (13)$$

E_{mn}^x 모드에 대해서는

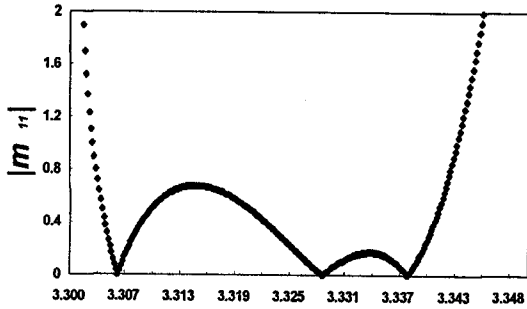
$$n_{\text{eq}}^2 = \frac{N_w d_w + N_b d_b}{N_w d_w / n_{\text{eff, well}}^2 + N_b d_b / n_{\text{eff, b}}^2} \quad (14)$$

이 된다. 여기서 N_w, N_b 는 각각 도파 영역내의 우물과 장벽 각각의 전체 수이고 $n_{\text{eff, well}}, n_{\text{eff, b}}$ 는 EIM 분석으로부터 얻어진 우물 영역 물질, 장벽 영역 물질 각각의 유효 굴절률이다. 이렇게 얻어진 다중 양자 우물 층의 등가 굴절률 값을 가지고 세 개의 층을 가진 slab 도파관 분석을 통하여 구하고자 하는 직사각형 다중 양자 우물 도파관의 근사 유효 굴절률 값이 얻어진다.

V. 수치적인 결과와 비교

1. 비교 및 검토

EIM-SAM 방식을 논증하기 위하여 Zhao 등의 결과^[5]들과 본 연구에 의한 결과들을 비교하였다. 이 작업에서 직사각형 다중 양자 우물 도파관의 분석을 위한 모든 파라미터 값들은 참고 문헌 [5]에서 사용된 것과 같은 변수 값들인 $n_w = 3.5, n_b = 3.2, n_{\text{sm}} = 3.15, n_c = n_s = 3.3, W = 1 \mu\text{m}, \lambda = 1.15 \mu\text{m}$ 을 사용하였다. 또한 [5]에서처럼 $d_w = d_b$ 로 가정하였다. $T_t = 2 \mu\text{m}$ 그리고 장벽(barrier)의 수 (N_b) = 5 에 대하여 그림 2에 보인 것처럼 E_{mn}^y 모드에 있어서의 EIM-SAM 분석에 의한 결과적인 모드 분산 곡선을 얻었다. 그림 1에 보여진 도파관의 좌표계로부터 참고문헌 [5]에서의 $E_{mn}^y(E_{mn}^x)$ 모드는 본 논문에서의 $E_{mn}^x(E_{mn}^y)$ 모드에 대응한다. 주어진 N_b 와 다중 양자 우물 영역의 두께의 변화에 대한 유효 굴절률 값들은 표 I에 정리되어 있다. 이 결과들은 Zhao 등에 의하여 보고된 결과들과 특히 직사각형 다중 양자 우물 도파관의 일반적인 구조인 T_t/W 가 1 보다 작은 경우에 있어서 훌륭하게 일치되는 결과를 보임을 알 수 있다. 이와 같이 EIM-SAM 방식의 중요한 귀결은 도파관 내에 존재하는 모드를 한꺼번에 쉽게 얻어낼 수 있고 매우 짧은 계산 시간(80586에 기초된 개인용 컴퓨터에서 10초 이내의)을 요구한다는 것이다. 그림 3은 N_b 의 변화에 따른 $T_t = W = 2 \mu\text{m}$ 의 도파관에 있어서의 각 모드의 편광 의존도를 보인다. 결과적인 모든 모드의 유효 굴절률은 N_b 의 증가에 따라 감소하고 E_{mn}^y 모드와 E_{mn}^x 모드의 유효 굴절률 사이의 차이는 모드의 치수가 증가함에 따라 증가됨을 알 수 있다.



Effective Index

그림 2. E_{1n}^y 모드에 있어서의 $|m_{11}|$, 유효 굴절률 분산 곡선([5]의 E_{1n}^x 모드에 대응됨).
 $W=1.0 \mu\text{m}$, $T_t = 2 \mu\text{m}$, $N_b = 5$, $d_b = d_w$.)

표 1. Zhao 등의 방식^[5]과 EIM-SAM에 의하여 얻어진 결과의 비교. [5]의 E_{11}^x (E_{11}^x) 모드는 현 방식에 있어서 E_{11}^x (E_{11}^y) 모드에 대응한다. *는 벡터 FEM의 결과^[5]를 표시 한다. 모든 데이터는 $W = 1 \mu\text{m}$ 에 대한 것이다.)

T_t (μm)	E_{11}^x 모드		E_{11}^y 모드	
	our method	reference ^[5]	our method	reference ^[5]
2	3.3287	3.3275	3.3376	3.3353(3.3355*)
1.5	3.3217	3.3215	3.3305	3.3301
1	3.3148	3.3146	3.3228	3.3226
0.5	3.3068	3.3068	3.3116	3.3116

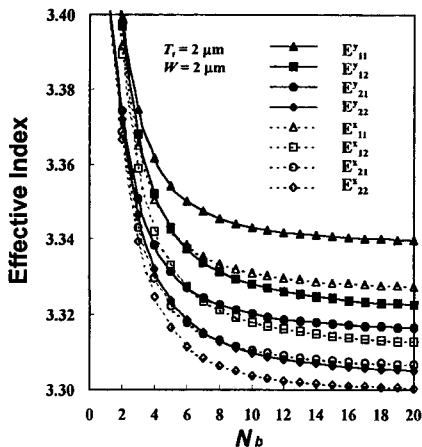


그림 3. 다양한 모드의 N_b 변화에 따른 유효 굴절률의 변화 곡선. $W = 2.0 \mu\text{m}$, $T_t = 2 \mu\text{m}$, $d_b = d_w$)

또한 EIM-MIA와 EIM-RMSA와 같은 방식에 의하

여 얻어진 직사각형 다중 양자 우물 도파관의 분석을 위한 새로운 근사 해석 방식들의 유효성을 그림 4에 보여진 바와 같이 조사하였다. N_b 가 5 이하인 경우에 EIM-MIA, EIM-RMSA에 의하여 얻어진 유효 굴절률 값은 정확한 EIM-SAM 결과들과 큰 차이를 보임을 알 수 있는데 N_b 가 10 이상의 상대적으로 큰 다중 양자 우물 수를 가진 경우에 있어서 EIM-RMSA 방식은 E_{mn}^y 과 E_{mn}^x 모드 모두에 대하여 좋은 근사 해를 얻을 수 있으나 그에 반하여 EIM-MIA 방식은 단지 E_{mn}^y 모드에 있어서만 그 결과가 유효함을 확인할 수 있다.

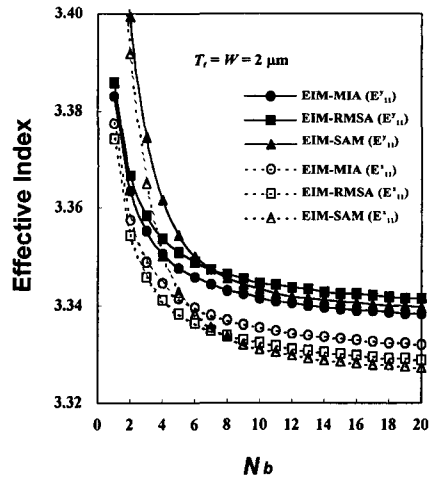


그림 4. E_{11}^x 모드와 E_{11}^y 에 대한 EIM-SAM과 두 가지 근사 해석방식에 의한 유효 굴절률 분산곡선 $W = 2.0 \mu\text{m}$, $T_t = 2 \mu\text{m}$, $d_b = d_w$)

2. 모드 장 세기 분포와 광 구속인자

그림 5는 EIM-SAM에 의하여 얻어진 모드 장 세기의 surface plot과 contour plot을 보인다. $N_b = 5$, $T_t = 2 \mu\text{m}$, $W = 1 \mu\text{m}$ 에 대하여 x 방향으로 6 개의 우물 영역에 대응하는 field 특성으로 모드 장 세기의 6 개의 피크가 나타남을 알 수 있으며 n_{sm} 의 굴절률을 가진 측면 물질 영역으로의 모드 장의 스며드는 특성이 두드러지게 드러난다 (그림 5(a)). 그러나 W 를 $2 \mu\text{m}$ 로 증가시킨 경우에 모드 장 세기는 보다 도파 영역 안에 잘 구속되며 측면 물질 영역으로 스며드는 장의 세기는 상대적으로 작아짐을 알 수 있다 (그림 5(b)).

또한 임의의 크기의 직사각형 코어를 가진 다중 양자 우물 도파관에 있어서의 광 구속 인자 값을 N_b 와 W 의 함수로 모의 실험하고 그 결과를 분석하였다. 기

본적으로 광 구속인자의 값은 전체 모드 전력의 값에

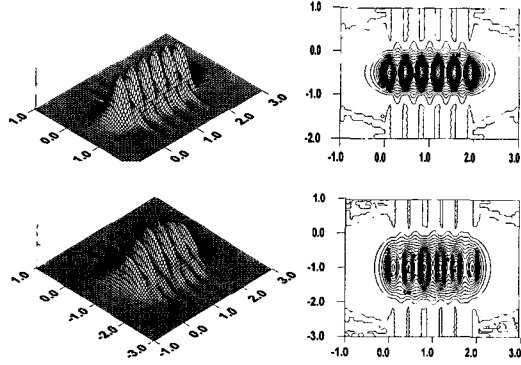


그림 5. E_{11}^y 모드에 대한 모드 광 세기의 surface plot과 contour plot. (a) $W = 1.0 \mu\text{m}$, $T_i = 2 \mu\text{m}$, $N_b = 5$. (b) $W = 2.0 \mu\text{m}$, $T_i = 2 \mu\text{m}$, $N_b = 5$.)

대한 우물 영역에 구속된 모드 전력의 비로써 주어지게 된다. EIM-SAM에 의하여 얻어진 광 구속인자의 계산 결과들은 FEM 분석에 기반을 둔 Osman 등의 결과들과 그림 6에 보인 바와 같이 잘 일치함을 알 수 있다. N_b 가 증가함에 따라 고정된 도파 영역에 대한 광 구속 인자의 값은 감소되며 E_{11}^y 모드와 E_{11}^x 모드의 광 구속 인자 값 사이의 분리를 쉽게 확인할 수 있다. 그림 7은 E_{11}^y 모드에 있어서 $T_i = 2 \mu\text{m}$ 에서 N_b 와 W 의 변화에 따른 광 구속 인자의 변화를 보여 주고 있다. W 가 증가함에 따라 광 구속 인자의 값은 동일한 N_b 에 대하여 증가하게 되는데 이것은 모드 장 세

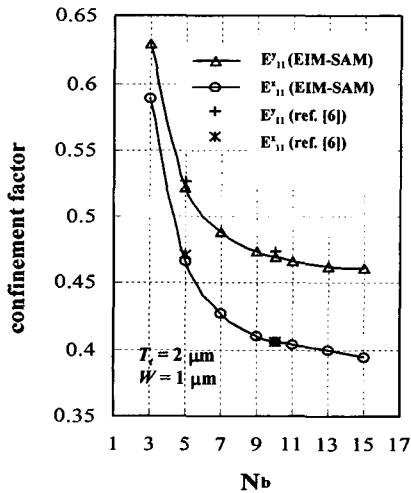


그림 6. E_{11}^x 모드와 E_{11}^y 모드에 대한 N_b 에 따른 광 구속인자 값의 변화

기가 도파 영역의 증가에 기인하여 그림 5의 경우에서 보여진 것처럼 도파 영역에 잘 구속되는 특성으로 설명되어질 수 있다. 이러한 특성은 E_{11}^x 모드의 경우에 있어서도 유사하게 기술되어진다.

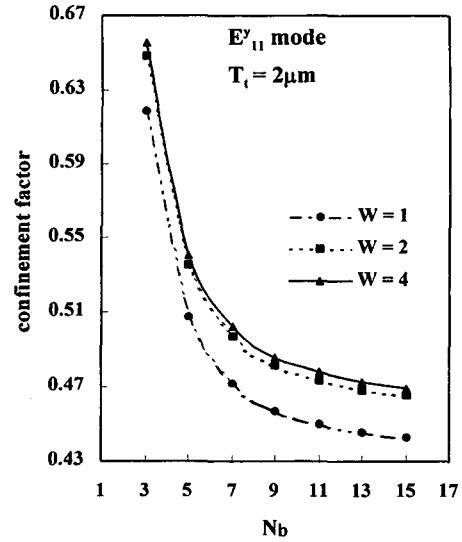


그림 7. N_b 의 변화에 있어서 광 구속인자 값의 W 의 변화에 의한 영향

VI. 직사각형 다중 양자 우물 도파관의 모드 장 전력 손실 분석

직사각형 다중 양자 우물 도파관에서의 모드 전력 손실(modal power loss)의 영향을 포함시키기 위하여 우물 층의 복소 유전율을 $\epsilon_k = \epsilon_{r,k} - j\epsilon_{i,k}$, 복소 전송 상수를 $\beta_c = \beta - j\alpha$ 라 놓았다. 여기서 $\epsilon_{r,k} = n_{r,k}^2 - n_{i,k}^2$, $\epsilon_{i,k} = 2n_{r,k}n_{i,k}$ 그리고 α 는 감쇄 계수이다. 우물 영역 물질 굴절률의 허수 부분은 일반적으로 실수 부에 비하여 상당히 작은 값을 갖기 때문에 손실을 가진 도파관에서의 모드 장 분포는 손실이 없는 도파관의 모드 장 분포와 크게 다르지 않다고 가정할 수 있다. 그러므로 직사각형 다중 양자 우물에서 모드장의 손실 특성은 퍼터베이션 분석^[7]으로부터 계산 되어질 수 있다. 비록 위의 방법에 의한 평면 다중 층 도파관의 모드 장 손실에 관한 연구들^[10,11]이 있었지만 본 논문에서는 광 구속인자의 함수로써 직사각형 다중 양자 우물을 통하여 전송되는 광파의 α 를 새롭게 유도하였다. E_{mn}^y 모드에 대하여 α 는 (15)식에 의하여 주어지고

$$\alpha(E_{mn}^y) = \frac{\omega}{2} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_{i,k} (|E_y(x,y)|^2 + |E_z(x,y)|^2) dx dy}{\text{Re}[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_y(x,y) \times H_x^*(x,y) \cdot z' dx dy]} \quad (15)$$

$$H_x^*(x,y) = -\frac{\beta_c^*}{\omega \mu_0} E_y^*(x,y) \quad \text{그리고} \quad |E_y(x,y)|^2 \gg |E_z(x,y)|^2 \text{의 관계를 사용하면}$$

$$\begin{aligned} \alpha(E_{mn}^y) &= \frac{k_0}{n_{er}} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} n_{r,k} n_{i,k} |E_y(x,y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E_y(x,y)|^2 dx dy} \\ &= \frac{k_0 n_{r,k} n_{i,k}}{n_{er}} \Gamma(E_{mn}^y), \end{aligned} \quad (16)$$

이 얻어진다. 여기서 $n_{er} = \beta/k_0$ 는 $n_{i,k} = 0$ 에서 EIM-SAM에 의하여 얻어진 유효 굴절률의 실수 부분이고 Γ 는 EIM-SAM에 의하여 얻어진 광 구속인자이다. 결과적인 모드 전력 손실계수(α_p)는 2α 가 된다.

E_{mn}^x 모드의 경우에는 다음과 같은 유사한 분석을 사용할 수 있다.

$$\alpha(E_{mn}^x) = \frac{\omega}{2} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_{i,k} (|E_x(x,y)|^2 + |E_z(x,y)|^2) dx dy}{\text{Re}[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_x(x,y) \times H_y^*(x,y) \cdot z' dx dy]} \quad (17)$$

$$H_y^*(x,y) = \frac{\omega \epsilon_k^*}{\beta_c^*} E_x^*(x,y),$$

$|E_x(x,y)|^2 \gg |E_z(x,y)|^2$, $\beta \epsilon_{r,k} \gg \alpha \epsilon_{i,k}$ 그리고 $\beta^2 \gg \alpha^2$ 의 관계를 사용하면

$$\begin{aligned} \alpha(E_{mn}^x) &= \frac{\beta}{\epsilon_{r,k}} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} n_{r,k} n_{i,k} |E_x(x,y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E_x(x,y)|^2 dx dy} \\ &= \frac{k_0 n_{er} n_{i,k}}{n_{r,k}} \Gamma(E_{mn}^x), \end{aligned} \quad (18)$$

이 얻어진다. 그림 8은 평면 다중 양자 우물 도파관을 고려한 $2k_0 n_{i,k} \Gamma_{planar}$ 의 관계에 의하여 계산된 전형적인 근사 결과들과 현 방식에 의하여 얻어진 결과들 사이의 비교를 보인다. 여기서 Γ_{planar} 는 평면 다중 양자 우물 도파관 분석으로 얻어진 광 구속인자이다. 1.55 μm In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y} / InP 다중 양자 우물 EAM이 위의 모의 실험을 위하여 사용되었다. 사용된 물질의 굴절률의 실수 부분은 InGaAsP 우물에 대하여 3.633, InP 장벽에 대하여 3.165로 가정되었고 d_n 는 8 nm 그리고 d_b 는 13nm이다. 적용된 전기장 하에서 InGaAsP 우물

에 대응하는 굴절률의 허수 부분은 1000 cm^{-1} 의 흡수 계수로부터 계산되어진 0.0123으로 가정되었다. E_{11}^y 모드의 경우에 현 방식과 전형적 근사방식 사이의 α_p 차이는 상대적으로 작음($\approx 5 \text{ dB/mm}$) 반면에 E_{11}^x 모드의 경우에 있어서의 α_p 차이는 N_b 의 증가에 따라 심각하게 커짐을 알 수 있다.

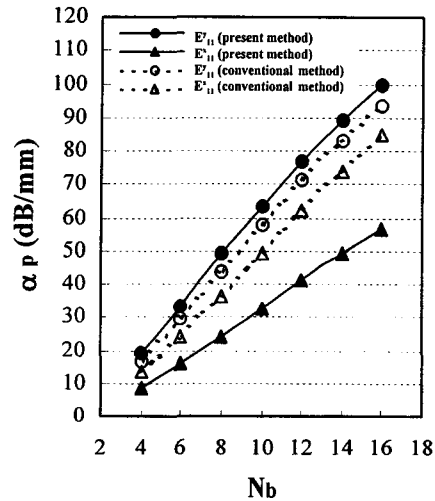


그림 8. E_{11}^y 와 E_{11}^x 모드의 N_b 의 변화에 따른 α_p . (전형적 근사 방법과 현 방법과의 비교)

VII. 결론

EIM과 SAM의 결합에 기초된 직사각형 다중 양자 우물 도파관의 분석을 위한 새로운 모의 실험 방법을 제안하고 그 결과를 검증하였다. 유효 굴절률, 모드 장 분포, 광 구속인자는 EIM-SAM에 의하여 효율적으로 얻어진다. EIM-SAM의 주요한 이점들은 간단한 프로그래밍 절차와 빠른 계산시간 그리고 그 정확성에 있다. 또한 EIM-SAM은 임의의 모양의 코어 영역과 임의의 굴절률 분포를 가진 직사각형 도파관의 분석을 위해서도 높은 효율과 처리 속도를 가지고 이용되어질 수 있다. 상대적으로 큰 N_b 의 경우에 있어서 EIM-RMSA는 비교적 좋은 근사 방법인 반면에 EIM-MIA는 E_{mn}^y 모드에 대해서만 유효한 결과를 보여줌을 알 수 있으며 N_b 가 감소함에 따라 위의 두 가지 근사 방식들로부터 얻어진 유효 굴절률의 EIM-SAM으로부터 얻어진 정확한 결과와의 차이가 심각하게 된다. EIM-SAM에 의하여 얻어진 광 구속 인자의

값은 N_b 의 증가에 따라 고정된 도파 영역에 대하여 감소되는 특성을 보이며 W 의 증가에 따른 도파 영역의 증가는 도파 영역 내의 모드 장의 구속을 크게 해주고 결과적으로 광 구속인자의 증가로 귀결된다. 또한 직사각형 다중 양자 우물 도파관의 α_p 는 퍼터베이션 분석에 의하여 정확하고 효율적으로 계산될 수 있다. EIM-SAM에 의하여 얻어진 도파 특성 변수들은 위의 계산에서 이용되어진다. 모드 전력 손실의 계산을 위한 전형적인 근사 방식은 E_{nm}^* 모드의 경우에 있어서 특히 큰 오차를 보임을 확인하였다.

참 고 문 헌

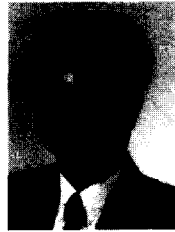
[1] T. H. Wood, "Multiple quantumwell (MQW) Waveguide modulators," *J. Lightwave Technol.*, vol.6, no. 6, pp. 743-757, 1988.
 [2] L. M. Walpita, "Solutions for planar optical waveguide equations by selecting zero elements in a characteristic matrix," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 2, no. 4, pp. 595-602,1985.
 [3] S. Ohke, T. Umeda and Y. Cho, "Optical waveguides using GaAs-AlxGa1-xAs Multiple quantum well," *J. Optics Communications*, vol. 56, no. 4, pp. 235-239,1985.
 [4] Mamta Saini and Enakshi K. Sharma, "Equivalent refractive index of MQW Waveguides," *IEEE J. Quantum electronics.*, vol. 32, no. 8, pp 1383-1390, 1996.

[5] A. P. Zhao, S. R. Cvetkovic, and MPunjani, "Analysis of stripe multilayer waveguides with effective index and finite element methods," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, pp. 573-579, 1992.
 [6] Nabil Osman, Masanori Koshiba, "A comprehensive analysis of multilayer channel waveguides," *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, no. 5, pp. 821-826, 1994.
 [7] David M. Pozar, *Microwave Engineering*, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 110, 1993.
 [8] G. B. Hocker and W. K. Burns, "Mode dispersion in diffused channel waveguides by effective index method," *Appl. Opt.*, vol. 16, pp.113-118, 1977.
 [9] Pollock, *Fundamentals of optoelectronics*. Richard D. Irwin, INC., 1995, pp. 59.
 [10] V. L. Gupta and Enakshi K.Sharma, "Metal-clad and absorptive multilayer waveguides: an accurate perturbation analysis," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 9, 953-956, 1992.
 [11] Enakshi K. Sharma, Mukesh P. Singh, "Multilayer waveguide devices with absorbing layers: an exact analysis," *J. Opt. Commun.* vol. 14, 134-137, 1993.

저 자 소 개



林 延 燮(正會員)
 1968년 7월 8일생. 1977년 : 중앙대학교 전자공학과(공학사). 1999년 : 중앙대학교 전자공학과(공학석사). 1999년~현재 : 현대전자 시스템 IC 연구소 연구원. 주관심분야 : 광통신, 광 스위칭 시스템 및 소자



崔 永 完(正會員)
 1962년 5월 30일생. 1985년 : 서강대학교 전자공학과(공학사). 1987년 버팔로 뉴욕주립대 (SUNY at Buffalo), 전기 및 컴퓨터공학과(공학석사). 1992년 버팔로 뉴욕주립대 (SUNY at Buffalo), 전기 및 컴퓨터공학과(공학박사). 1992년~1995년 : 한국전자통신연구원(ETRI). 1995년~현재 : 중앙대학교 전자공학과 부교수. 주관심분야 : 광전자, 광통신, 병렬 광접속, Microwave- Photonics, Optical-CDMA