

論文95-32A-12-10

반도체 레이저 다이오드의 횡방향 1차모드의 특성 해석

(An analysis of the lateral first-order mode characteristics for the semiconductor laser diodes)

金 炯 來 *, 郭 桂 達 *

(Hyeong Rae Kim and Kae Dal Kwack)

요 약

본 논문에서는 2차원 수치해석법을 이용하여 반도체 레이저 다이오드의 횡방향 1차모드의 특성에 대해 해석하였다. 횡방향 1차모드의 특성을 해석하기 위해서 우리는 Helmholtz 파동방정식을 두번 해석하여 횡방향 기본모드의 해와 횡방향 1차모드의 해를 구하였으며, 모드이득과 총손실 및 유도방출에 의한 재결합율도 각 모드에 대해 독립적으로 고려하였다. 이러한 과정을 통해 굴절율도파형 구조에서 스트라이프 폭이 넓은 경우에는 횡방향 1차모드가 쉽게 도파될 수 있으며, 횡방향 1차모드로 방출되는 광출력이 횡방향 기본모드로 방출되는 광출력의 절반정도에 이르면 전체적인 빛의 세기 분포는 오히려 횡방향 1차모드에 의해 지배되는 것처럼 보이게 됨을 알 수 있었다. 이 결과는 횡방향 기본모드만 도파되는 소자의 구조 설계시 유용하게 사용될 수 있을 것이라 생각된다.

Abstract

This paper represents the lateral first-order mode characteristics for the semiconductor laser diodes using a two-dimensional numerical simulator. In order to analyze the lateral first-order mode characteristics, Helmholtz wave equation is solved twice for the lateral fundamental and the first-order mode considering the mode gain, total losses, and the recombination rate due to the stimulated emission radiation for the each mode independantly. Through this procedure, we find that the lateral first-order mode was easily guided as increasing the stripe width for the index-guiding structures, and that the lateral first-order mode seems to be dominated in the distribution of total light intensity when its output power reaches nearly half of that of the lateral fundamental mode. This results may be used to design the device structure which guides only the lateral fundamental mode.

I. 서 론

반도체 레이저 다이오드의 기술이 발달함에 따라 그 응용범위는 점차 확대되고 있으며, 특성을 해석하기 위한 2차원 수치해석 시뮬레이터의 개발도 널리 진행되고 있다^[1-8]. 초기에 개발된 반도체 레이저 다이오드

의 구조는 이득도파형(gain-guiding)이 널리 사용되었으나 이득도파형의 구조는 횡방향 빛의 세기가 불안정할 뿐만 아니라 L-I(광출력-전류) 특성곡선에 비선형성이 존재하는 등 문제점이 있다^[9]. 따라서 최근 개발된 반도체 레이저 다이오드는 방출광의 횡방향 특성을 효율적으로 제어하기 위해 주로 굴절율도파형(index-guiding)의 구조를 채용하고 있다^[10].

소자의 구조가 굴절율도파형으로 되었을 때 발생하는 한가지 문제는 소자의 횡방향으로 기본모드(fundamental mode)외에 고차모드(higher-order

* 正會員, 漢陽大學校 電子工學科.

(Elec. Engineering Dept., Hanyang Univ.)

接受日字: 1995年4月15日, 수정완료일: 1995年11月24日

mode)가 도파될 가능성이 커진다는 점이다¹⁹⁾. 일반적으로 발진개시전류(threshold current)근방의 바이어스에서는 횡방향 기본모드만 도파된다. 그러다가 바이어스가 차츰 증가하면 광출력도 증가하고 이에 따른 유도방출에 의한 재결합률이 증가하게 된다. 횡방향 기본모드로 도파되고 있을 때, 유도방출에 의한 재결합은 스트라이프 중앙부에서 가장 강하게 일어나며, 공간적인 "홀버닝(hole-burning)"이 일어날 정도로 강한 재결합이 발생하면 스트라이프 중앙부의 캐리어 농도가 오히려 줄어들며 이로인해 스트라이프 중앙부의 국소이득이 적어지는 현상이 발생한다. 따라서 횡방향 고차모드의 광이 도파되게 된다. 횡방향 고차모드중에서 가장 쉽게 도파되는, 즉, 가장 낮은 발진개시전류를 갖는 것은 횡방향 1차모드(the lateral first-order mode)이다. 횡방향 1차모드가 도파되고 횡방향 1차모드에 대한 광출력이 증가하게 되면, 방출되는 빛의 세기분포는 스트라이프 중앙부에 하나의 피크를 가지지 못하고 두개의 피크를 가지는 분포로 변한다. 하나의 레이저 다이오드로부터 방출되는 빛에 두개의 피크가 존재하게 되면 광통신, CD(Compact Disk) 등 여러 응용에서 효율적으로 사용할 수 없다. 따라서 횡방향으로 1차모드 및 그 이상의 고차모드는 도파되지 않고 기본모드만 도파될 수 있는 소자를 설계할 필요가 있다. 지금까지 횡방향 1차모드에 대해 연구한 것은 거의 해석적인 방법이나 1차원 수치해석법이며, 활성층의 두께와 스트라이프 폭에 대한 비율로 횡방향의 1차모드를 비롯한 고차모드가 도파되기 시작하는 임계점(critical point)을 제시하여 설계에 도움을 주는 정도가 고작이다¹⁹⁾.

이전에 우리는 반도체 레이저 다이오드의 특성을 해석할 수 있는 2차원 수치해석 시뮬레이터를 발표한 바 있다¹¹⁾. 이 시뮬레이터는 미국 TMA사의 상업용 반도체 소자 시뮬레이터인 MEDICI를 반도체 레이저 다이오드를 시뮬레이션할 수 있도록 확장한 것이다. 그러나 이것은 횡방향 기본모드의 특성에 대해 주안점을 두고 개발하였기 때문에 횡방향 1차모드의 특성은 해석하지 못하였다. 본 논문에서는 횡방향으로 기본모드 외에 1차모드의 특성을 해석할 수 있도록 이 시뮬레이터를 확장하였다. 따라서 이 시뮬레이터를 이용하여 횡방향 1차모드를 비롯한 고차모드는 도파하지 않으면서 횡방향 기본모드만 도파하는 소자의 구조를 설계할 수 있게 되었다.

본 논문은 제1장 서론에 이어 제2장에서는 이론적

배경을 다루고, 제3장에서는 시뮬레이션 결과에 대해 논의하며, 마지막으로 제4장에서는 결론을 기술한다.

II. 이론적 배경

횡방향 1차모드의 도파특성을 해석하기 위해서는 기본적으로 Helmholtz 파동방정식의 기본모드 해 및 1차모드 해를 구해야 한다. 각 모드에 대한 Helmholtz 파동방정식은

$$\nabla^2 \bar{E}_p(x, y) + (k_0^2 \bar{n}^2 - \beta_p^2) \bar{E}_p(x, y) = 0 \quad (1)$$

로 주어지며, 여기서 p는 모드를 나타내는 지수로 본 논문에서는 횡방향 기본모드와 횡방향 1차모드를 고려하고 있기 때문에 0 또는 1의 값을 가지게 된다. 또한, $\bar{E}_p(x, y)$ 는 복소값(complex)으로 주어지는 p모드의 광학적 전계(optical electric field)이고, k_0 는 진공에서의 파수(wavenumber)로 $(2\pi/\lambda_0)$ 이며, \bar{n} 는 복소 굴절율(complex refractive index)로 캐리어농도에 선형적인 의존성을 갖는 벌크굴절율(bulk refractive index)로부터 선폭확대계수(linewidth enhancement factor), 국소이득(local gain), 및 자유캐리어 흡수(free carrier absorption) 등을 고려하여 계산하였으며, β_p 는 p모드에 대한 전파상수(propagation constant)이다. 식 (1)을 살펴보면 Helmholtz 파동방정식은 고유치문제(eigen value problem)로 주어짐을 알 수 있다. 고유치문제는 일의적인(unique) 해가 존재하지 않으며, 복수개의 해가 존재한다. 이러한 해들은 모드란 개념을 사용하여 구분지어줄 수 있다. 일반적으로 우리가 관심을 가지는 모드는 횡방향 기본모드이다. 그러나 본 논문에서는 횡방향 1차모드의 특성을 해석하여 1차모드가 도파되지 않는 소자의 최적 구조를 설계하기 위한 시뮬레이터를 개발하고자 하기 때문에 횡방향 1차모드를 해석하여야 한다.

이미 발표한 바 있는 반도체 레이저 다이오드용 2차원 수치해석 시뮬레이터에서 Helmholtz 파동방정식을 해석하기 위해 도입한 방법은 RQIIM(Rayleigh Quotient Inverse Iteration Method)^[5,12]이었다. 이 방법은 광학적 전계가

$$\bar{E}_p(x, y)^{new} = \bar{E}_p(x, y)^{old} + \Delta \bar{E}_p(x, y)^{new} \quad (|\Delta \bar{E}_p| \ll |\bar{E}_p|) \quad (2)$$

를 만족한다고 가정하고, 초기치를 이용하여

$\Delta \bar{E}_p(x, y)^{new}$ 를 구한다. 이어 식 (2)를 이용하여 $\bar{E}_p(x, y)^{new}$ 를 구한다. 그러면 p모드에 대한 새로운 전파상수 β_p 를 Rayleigh 몫(quotient)을 이용하여 계산할 수 있다. 이 과정을 원하는 수렴조건이 만족될 때까지 반복·수행한다. 특히 $\Delta \bar{E}_p(x, y)^{new}$ 를 구하는 과정은 지금까지 널리 사용해왔던 유효굴절율법(effective index method)^[13] 등과는 달리 소자의 2차원 구조에 대해 직접 2차원적으로 수치해석하는 방법을 취하였다. 따라서 Helmholtz 파동방정식의 1차 모드에 대한 해를 구한다고 하여도 해석하여야 할 식이 달라지지는 않는다. 다만 Helmholtz 파동방정식을 해석하는 데 있어 필요한 초기치를 바꾸어 줌으로써 원하는 모드에 대한 해를 구할 수 있다. 식 (1)을 해석하는데 있어 필요한 초기치는 p모드에 대한 전파상수 β_p 와 p모드에 대한 광학적 전계 $\bar{E}_p(x, y)$ 에 대한 것이다. 본 논문에서는 수직방향에 대한 광학적 전계의 분포는 3층 슬랩도파관에 대한 해석적 모델^[14]로 구한 값을 이용하고, 횡방향에 대한 광학적 전계의 분포는 기본모드에 대해 cos 함수의 분포를, 1차모드에 대해 sin 함수의 분포를 가진다고 가정하여 초기치를 설정하였으며, 전파상수에 대한 초기치는 해석적 모델^[14]로 구한 값을 사용하였다. 결국 횡방향 기본모드의 횡방향 1차모드의 특성을 고려하기 위해서 각각의 모드에 대해 Helmholtz 파동방정식을 해석할 수 있도록 프로그램을 수정하여야 하는데, 이는 초기치를 바꾸어 주고 파동방정식의 횡방향 기본모드 및 1차모드에 대한 해를 수용할 수 있도록 프로그램을 확장함으로써 고려할 수 있었다.

한편 모드이득(mode gain) G_m , 클래딩층에서의 광손실 α_{cl} 및 활성층에서의 광손실 α_{act} 등은 평균값의 개념으로 다음 식으로부터 구할 수 있다^[11].

$$A = \frac{\int \int A(x, y) |\bar{E}_p(x, y)|^2 dx dy}{\int \int |\bar{E}_p(x, y)|^2 dx dy} \quad (3)$$

여기서 A 는 구하고자 하는 평균값이고, $A(x, y)$ 는 국소점에서의 값이며, $\bar{E}_p(x, y)$ 는 p모드의 광학적 전계, 즉, p모드의 Helmholtz 파동방정식의 해이다. 횡방향 1차모드에 대한 광학적 전계 $\bar{E}_1(x, y)$ 는 횡방향 기본모드의 광학적 전계 $\bar{E}_0(x, y)$ 와는 전혀 다른 분포를 가지게 된다. 따라서 1차모드에 대한 모드이득은 기본모드에 대한 모드이득과 다르며, 1차모드에 대한

총손실은 기본모드에 대한 총손실과는 다른 값을 가지게 된다. 특히, 모드이득의 변화가 크게 일어나며, 이로 인해 모드의 도파특성이 결정되게 된다.

또한 발진개시전류 이상의 바이어스가 인가될 때 주된 재결합기구인 유도방출에 의한 재결합율도 기본모드와 1차모드에 대해 독립적으로 고려해줄 필요가 있다. 유도방출에 의한 재결합율은

$$R_{st} = \sum_p \frac{c_0}{n_{eff p}} g(x, y) I_p(x, y) S_p \quad (4)$$

로 나타낼 수 있으며, 여기서 R_{st} 는 유도방출에 의한 재결합율, c_0 는 진공에서의 빛의 속도, $n_{eff p}$ 는 p모드에 대한 유효굴절율(effective refractive index), $g(x, y)$ 는 국소이득(local gain), S_p 는 p모드로 방출되는 광자의 수, $I_p(x, y)$ 는 p모드로 방출되는 정규화된 빛의 세기로 다음과 같이 주어진다.

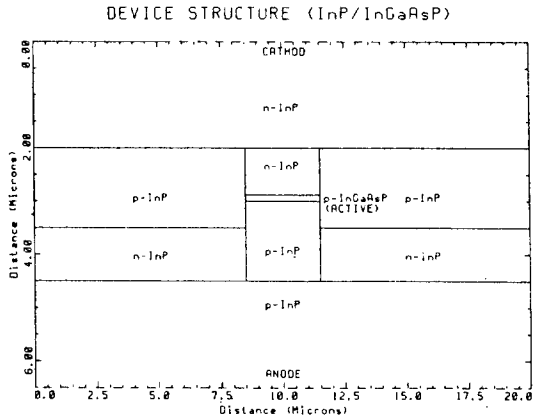
$$I_p(x, y) = \frac{|\bar{E}_p(x, y)|^2}{\int \int |\bar{E}_p(x, y)|^2 dx dy} \quad (5)$$

즉, 유도방출에 의한 재결합율은 횡방향 기본모드로 방출되는 빛에 의한 재결합율과 횡방향 1차모드로 방출되는 빛의 재결합율의 합으로 주어지게 된다.

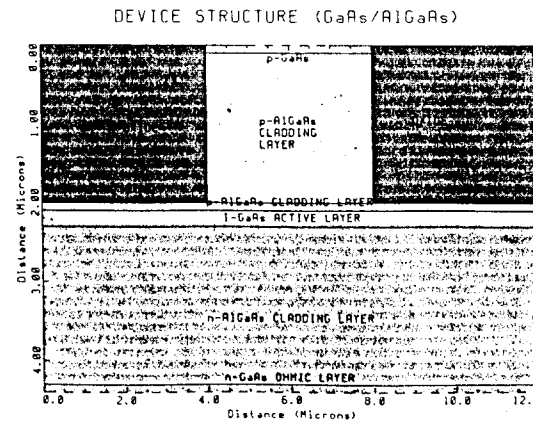
III. 시뮬레이션 결과 및 검토

본 논문에서는 고성능의 광통신용 광원으로 널리 사용되고 있는 InGaAsP/InP 강굴절율도파형 레이저 다이오드(방출광의 파장 : $\sim 1.3 \mu\text{m}$)와 CD(Compact Disk) 등의 광원으로 널리 사용되고 있는 GaAs/AlGaAs 약굴절율도파형 레이저 다이오드(방출광의 파장 : $\sim 0.9 \mu\text{m}$)에 대해 1차모드의 특성을 해석하였다. 시뮬레이션에 필요한 물질상수는 참고문헌^[11]과 같다.

그림 1은 시뮬레이션한 소자의 구조를 나타내고 있다. 그림 1(a)는 약 $1.3 \mu\text{m}$ 정도의 파장을 갖는 빛을 방출하는 InGaAsP/InP 레이저 다이오드이다. 이 구조는 활성층으로 사용되는 InGaAsP가 InP로 완전히 둘러싸인 매립형 이중접합구조(BH : Buried Heterostructure)이다. InP는 밴드갭이 InGaAsP보다 크며, 굴절율은 InGaAsP보다 적다. 따라서 캐리어를 활성층에 효과적으로 집속할 수 있으며, 또한 굴절율차에 의해 빛을 활성층에 효과적으로 집속할 수 있다. 이를 강굴절율도파형(strongly index-guiding) 구조라 한다.



(a)



(b)

그림 1. 시뮬레이션한 소자의 구조 (a) InGaAsP/InP 매립형 이중접합구조 레이저 다이오드 (b) GaAs/AlGaAs 약굴절율도파형 레이저 다이오드

Fig. 1. The simulated device structures. (a) InGaAsP/InP Buried Heterostructure laser diode. (b) GaAs/AlGaAs weakly index-guiding laser diode.

이 구조에 대해서 우리는 활성층의 두께를 $0.12 \mu\text{m}$ 로, 활성층과 n-InP 전류차폐층 사이의 간극은 $0.5 \mu\text{m}$ 로 고정시키고, 스트라이프 폭, 즉 활성층의 폭을 변화시키면서 1차모드가 도파되는 특성을 관찰하였다. 또한 소자의 구조에 있어 클래드층 및 전류차폐층의 도핑농도는 $1 \times 10^{18} / \text{cm}^3$ 로, p-InGaAsP 활성층의 도핑농도는 $5 \times 10^{17} / \text{cm}^3$ 으로 고정시켰다. 값을 고정시킨 이유는

이 구조에서 소자를 통해 흐르는 누설전류(current leakage)가 최소로 된다고 알려져 있기 때문이다^[6]. 그림 1(b)는 약 $0.9 \mu\text{m}$ 정도의 파장을 갖는 빛을 방출하는 GaAs/AlGaAs 레이저 다이오드이다. 이 소자의 스트라이프 폭은 SiO_2 층 사이의 전류가 흐르는 층의 폭으로 정의한다. 활성층은 소자의 횡방향으로 전영역에 걸쳐 있지만 SiO_2 층의 굴절율이 매우 낮으며, 이 굴절율이 Helmholtz 파동방정식의 해에 영향을 주게 되어 결국 횡방향 빛의 세기 분포가 영향을 받는다. 이를 약굴절율도파형(weakly index-guiding) 소자라 한다. 이 구조에서 활성층의 두께는 $0.2 \mu\text{m}$ 로, 활성층과 SiO_2 층 사이의 클래드층 두께는 $0.1 \mu\text{m}$ 로 고정시키고, 스트라이프 폭을 변화시키면서 횡방향 1차모드의 도파특성을 관찰하였다. 소자의 도핑농도는 클래드층에 $1 \times 10^{18} / \text{cm}^3$ 으로, 그리고 p-GaAs 활성층에 $1 \times 10^{16} / \text{cm}^3$ 으로 두었다.

L-I characteristics

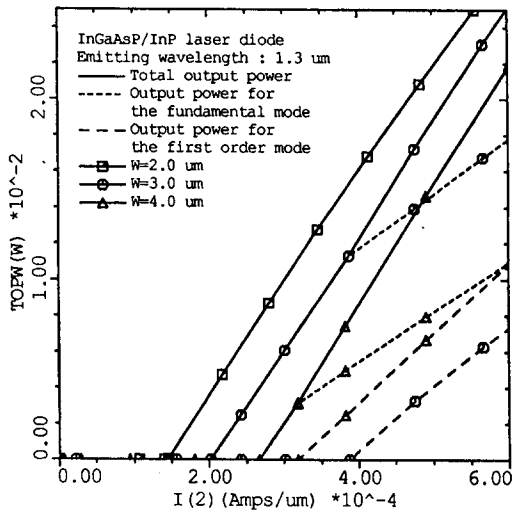


그림 2. InGaAsP/InP BH 레이저 다이오드의 L-I 특성곡선

Fig. 2. The L-I characteristics for the InGaAsP/InP BH laser diodes.

그림 2는 InGaAsP/InP BH 레이저 다이오드의 L-I(광출력-전류) 특성곡선을 보여주고 있다. 여기서 □로 연결된 선은 스트라이프 폭이 $2 \mu\text{m}$ 인 경우이고, ○로 연결된 선은 스트라이프 폭이 $3 \mu\text{m}$ 인 경우이며, △로 연결된 선은 스트라이프 폭이 $4 \mu\text{m}$ 인 경우를 나타

낸다. 또한 실선은 횡방향 기본모드와 횡방향 1차모드로 방출되는 광출력의 합을 나타내며, 점선은 횡방향 기본모드로 방출되는 광출력을, 파선은 횡방향 1차모드로 방출되는 광출력을 나타낸다. 우선 스트라이프 폭이 2 μm 인 경우를 보면 시뮬레이션한 전체 전류의 영역에서 횡방향 기본모드만 도파되며, 횡방향 1차모드에 대한 광출력은 나타나지 않는다. 그러나 스트라이프 폭이 3 μm 로 증가하면 횡방향 1차모드가 도파된다. 또한 기본모드에 대한 발진개시전류는 스트라이프 폭이 증가함에 따라 커지고 있음을 알 수 있다. 횡방향 1차모드에 대한 발진개시전류는 횡방향 기본모드에 대한 발진개시전류의 약 2배에 가까운 값을 보인다. 한편 외부(혹은 미분)양자효율(external or differential quantum efficiency)은

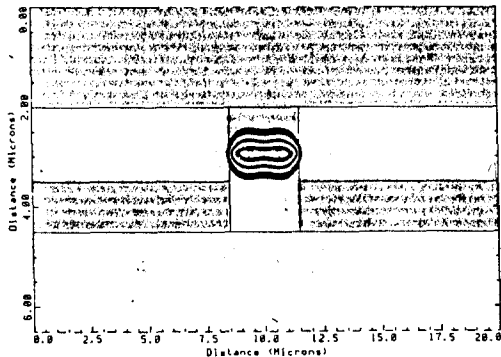
$$\eta_D = \eta_i \frac{\text{photon escape rate}}{\text{photon generation rate}} \quad (6)$$

로 정의되며^[10], 여기서 η_i 는 주입된 캐리어가 얼마만한 비율로 광자로 변환되는가를 나타내는 것으로 내부양자효율(internal quantum efficiency)이라 한다. 외부양자효율을 실험적으로 구할 때에는 소자의 L-I(광출력-전류) 특성곡선의 기울기로부터 다음 식을 이용하여 계산한다.

$$\eta_D = \frac{2q}{h\nu} \frac{dP_{out}}{dI} \quad (7)$$

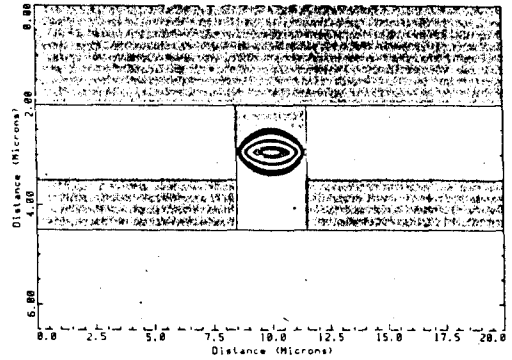
여기서 q 는 전자의 전하량, h 는 Plank 상수, ν 는 진동수, P_{out} 는 한쪽 벽개면 거울(cleaved facet mirror)을 통하여 방출되는 광출력, I 는 소자를 통하여 흐르는 전류이다.

2D.CONTOUR OF NORMALIZED LIGHT INTENSITY (V=2.0V)



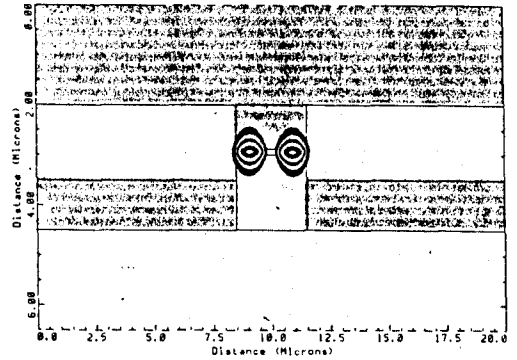
(a)

IR-LD : 2D.CONTOUR OF NORMALIZED LIGHT INTENSITY



(b)

IR-LD : 2D.CONTOUR OF NORMALIZED LIGHT INTENSITY



(c)

그림 3. 인가된 전압이 2.0 V일 때 InGaAsP/InP BH 레이저 다이오드의 정규화된 빛의 세기 분포 (a) 횡방향 기본모드와 횡방향 1차모드로 방출되는 빛의 세기의 합 (b) 횡방향 기본모드로 방출되는 빛의 세기 분포 (c) 횡방향 1차모드로 방출되는 빛의 세기 분포

Fig. 3. The normalized light intensity distributions for the InGaAsP/InP BH laser diodes at applied voltage 2.0 V. (a) The summation of the lateral fundamental mode and the lateral first-order mode, (b) the normalized light intensity distribution for the lateral fundamental mode, and (c) the normalized light intensity distribution for the lateral first-order mode.

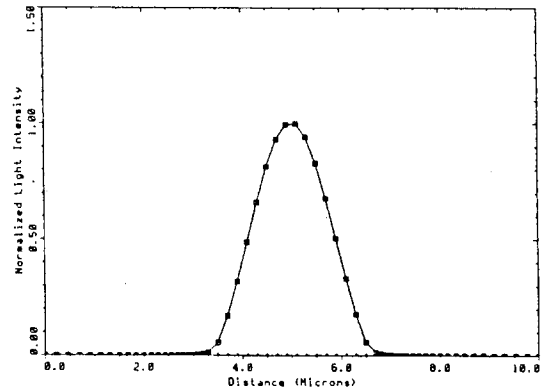
따라서 시뮬레이션한 결과 얻어진 L-I 특성곡선으로부터 외부양자효율을 추정할 수 있는데, L-I 특성곡선의 기울기가 클수록 외부양자효율은 증가하게 된다. 스트

라일 폭이 $3\ \mu\text{m}$ 인 경우, 횡방향 기본모드에 대한 외부양자효율과 횡방향 1차모드에 대한 외부양자효율은 거의 같은 값을 보인다. 따라서 인가된 바이어스 전류가 훨씬 증가하여도 횡방향 1차모드로 방출되는 광출력이 횡방향 기본모드로 방출되는 광출력을 넘어서기가 어려울 것이다. 그러나 스트라이프 폭이 더욱 증가하여 $4\ \mu\text{m}$ 에 이르면, 횡방향 기본모드에 대한 발진개시전류는 더욱 증가하고 횡방향 1차모드에 대한 발진개시전류는 감소한다. 즉, 인가된 바이어스 전류가 횡방향 기본모드의 발진개시전류보다 약간만 증가하더라도 쉽게 횡방향 1차모드가 도파됨을 알 수 있으며, 횡방향 1차모드에 대한 발진개시전류는 횡방향 기본모드에 대한 발진개시전류의 약 1.2배에 불과하다. 또한 횡방향 1차모드에 대한 외부양자효율이 횡방향 기본모드에 대한 외부양자효율보다 매우 크기 때문에 인가된 바이어스 전류가 매우 커지는 경우에는 횡방향 1차모드로 방출되는 광출력이 오히려 횡방향 기본모드로 방출되는 광출력을 넘어서게 될 것이다. 즉, 스트라이프 폭이 증가할수록 횡방향 1차모드가 도파되기 쉬우며, 횡방향 1차모드로 방출되는 광출력이나 횡방향 1차모드에 대한 외부양자효율이 증가하게 된다.

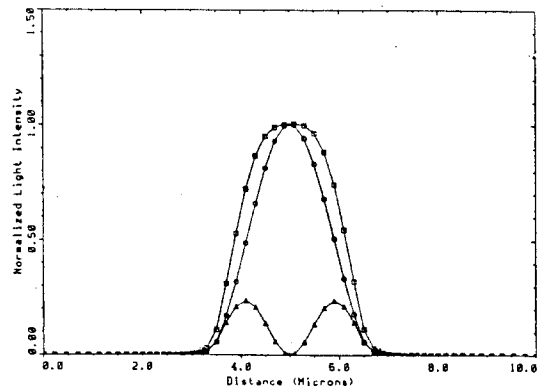
그림 3은 스트라이프 폭이 $3\ \mu\text{m}$ 이고 양극에 인가된 전압이 $2.0\ \text{V}$ 인 경우의 정규화된 빛의 세기 분포를 나타내고 있다. 그림 3 (a)는 기본모드와 1차모드로 방출되는 빛을 합성한 그림이고, 그림 3 (b)는 기본모드로 방출되는 빛의 세기 분포를 나타내며, 그림 3 (c)는 1차모드로 방출되는 빛의 세기 분포를 나타내고 있다. 이 전압에서는 그림 (a)에서 알 수 있듯이 가장 강한 빛이 방출되는 위치는 스트라이프 중앙이 아니라 1차모드의 영향으로 스트라이프 중앙에서 약간 벗어난 1차모드의 빛의 세기가 가장 강하게 나타나는 지점이다.

그림 4는 그림 3에 나타난 바 있는 정규화된 빛의 세기 분포가 어떠한 변화모습을 보이는지를 확인하기 위하여 인가된 전압에 따라 활성층의 횡방향에 따른 빛의 세기분포를 1차원으로 나타낸 것이다. 이 그림들에 있어서 □로 연결된 선은 횡방향 기본모드와 횡방향 1차모드로 방출되는 빛을 합성한 것이고, ○로 연결된 선은 횡방향 기본모드로 방출되는 빛의 세기 분포를 횡방향에 따라 나타낸 것이며, △로 연결된 선은 횡방향 1차모드로 방출되는 빛의 횡방향 세기분포를 나타낸 것이다.

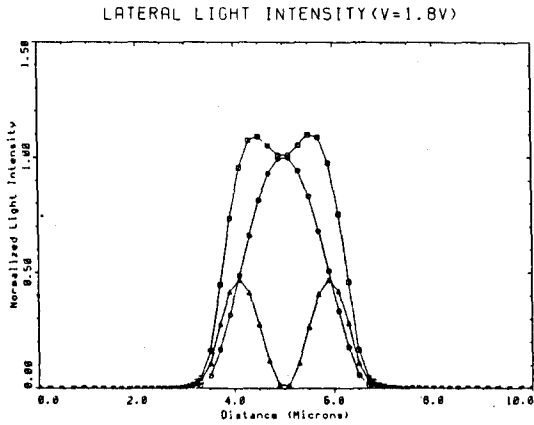
그림 4 (a)는 양극에 인가된 전압이 $1.5\ \text{V}$ 일 때의 분포이다. 이 전압에서는 횡방향 기본모드에 대한 발진개시전류보다는 많은 전류가 흐르지만 횡방향 1차모드에 대한 발진개시전류에는 도달하지 못한 상태이다. 따라서 횡방향 1차모드에 대한 빛의 세기분포는 전체 영역에서 0의 값을 가지며, 전체 빛의 세기분포는 횡방향 기본모드의 분포로 결정된다. 그림 4 (b)는 양극에 인가된 전압이 $1.6\ \text{V}$ 일 때의 분포이다. 이 전압에서 흐르는 전류는 횡방향 기본모드에 대한 발진개시전류와 횡방향 1차모드에 대한 발진개시전류를 이미 넘어선 상태이다. 따라서 횡방향 기본모드와 횡방향 1차모드에 대한 빛이 모두 방출된다. 그러나 이 전압에서 횡방향 1차모드로 방출되는 광출력은 횡방향 기본모드로 방출되는 광출력에 비해 매우 작은 상태이며, 전체적인 빛의 세기분포는 스트라이프 중앙에 하나의 피크를 가지는 형태로 방출되며, 다만 횡방향으로의 폭이 약간 늘어나는 효과를 보인다.

LATERAL LIGHT INTENSITY ($V=1.5\ \text{V}$)

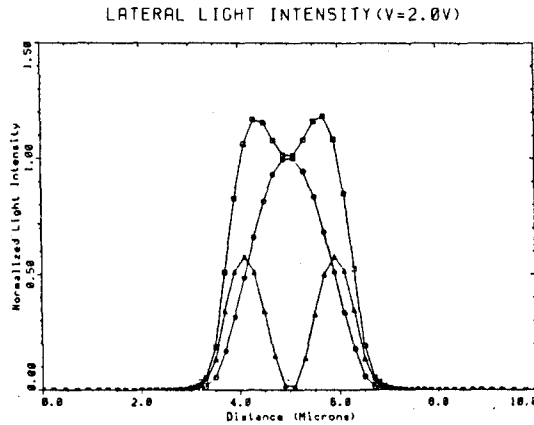
(a)

LATERAL LIGHT INTENSITY ($V=1.6\ \text{V}$)

(b)



(c)



(d)

그림 4. InGaAsP/InP BH 레이저 다이오드의 활성층에서 횡방향으로의 빛의 세기 분포 (a) 인가전압이 1.5V일 때, (b) 인가전압이 1.6V일 때 (c) 인가전압이 1.8V일 때 (d) 인가전압이 2.0V 일 때

Fig. 4. The lateral light intensity distributions of the active layer for the InGaAsP/InP BH laser diodes with the applied voltage (a) 1.5V, (b) 1.6V, (c) 1.8V, and (d) 2.0V.

그림 4 (c)와 그림 4 (d)는 각각 양극에 인가된 전압이 1.8V 및 2.0V일 때의 분포를 나타내고 있다. 이 경우 횡방향 1차모드로 방출되는 광출력이 횡방향 기본모드로 방출되는 광출력의 거의 절반에 이르게 된다. 이 경우 횡방향 기본모드의 피크가 횡방향 1차모드의 피크보다 크어도 불구하고 전체적인 빛의 세기분포는 횡방향 1차모드의 피크가 존재하는 위치에서 피크값을

보이게 된다. 따라서 외부적으로 볼 때에는 오히려 횡방향 1차모드가 주된 것처럼 보이게 된다. 또한 스트라이프 폭이 3 μm 인 경우에는 횡방향 기본모드와 횡방향 1차모드에 대한 외부양자효율이 거의 같은 값을 갖기 때문에(그림 3 참고), 인가전압이 2.0V인 경우나 인가전압이 1.8V인 경우나 정규화된 빛의 세기분포는 별로 큰 차이를 보이지 않는다.

L-I characteristics

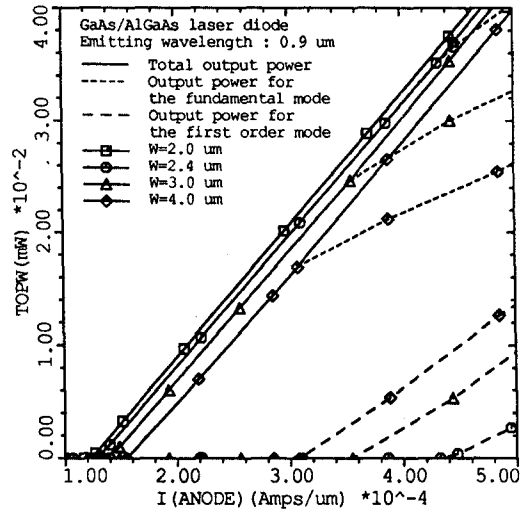


그림 5. GaAs/AlGaAs 약굴절율도파형 레이저 다이오드의 L-I 특성곡선

Fig. 5. The L-I characteristics for the GaAs/AlGaAs weakly index-guiding laser diodes.

그림 5는 그림 1 (b)에 나타난 GaAs/AlGaAs 약 굴절율도파형 레이저 다이오드에 대한 L-I 특성곡선이 다. 여기서 □로 연결된 선은 스트라이프 폭이 2.0 μm 일 때의 특성곡선을, ○로 연결된 선은 스트라이프 폭이 2.4 μm 일 때의 특성곡선을, △로 연결된 선은 스트라이프 폭이 3.0 μm 일 때의 특성곡선을, 그리고 ◇로 연결된 선은 스트라이프 폭이 4.0 μm 일 때의 특성곡선을 나타내고 있다. 또한 이 그림에서 실선은 횡방향 기본모드와 횡방향 1차모드로 방출되는 광출력의 합을 나타내며, 점선은 횡방향 기본모드로 방출되는 광출력을, 파선은 횡방향 1차모드로 방출되는 광출력을 나타낸다. 스트라이프 폭이 2.0 μm 인 경우에는 시뮬레이션한 전체 전류의 영역에서 횡방향 1차모드는 도파되지 않고 횡

방향 기본모드만 도파된다. 그러나 스트라이프 폭이 증가함에 따라 횡방향 기본모드에 대한 발전계시전류는 증가하는 경향을 보이는 반면 횡방향 1차모드의 발전계시전류는 감소한다. 또한 스트라이프 폭이 증가할수록 횡방향 1차모드에 대한 외부양자효율도 증가한다. 따라서 스트라이프 폭이 증가할수록 횡방향 1차모드가 도파되기 쉽다. 이와같은 약굴절율도파형의 구조에서는 활성층과 SiO₂층 사이의 클래드층 두께가 변하면 빛의 세기분포에 대한 SiO₂층의 굴절율에 의한 영향이 달라지기 때문에 클래드층의 두께에 따라 횡방향 1차모드가 도파되는 스트라이프 폭이 달라질 것이다.

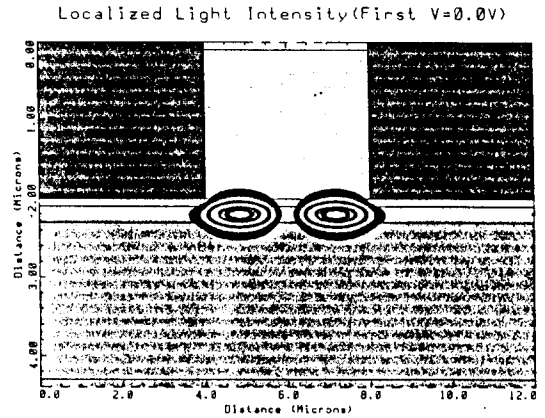
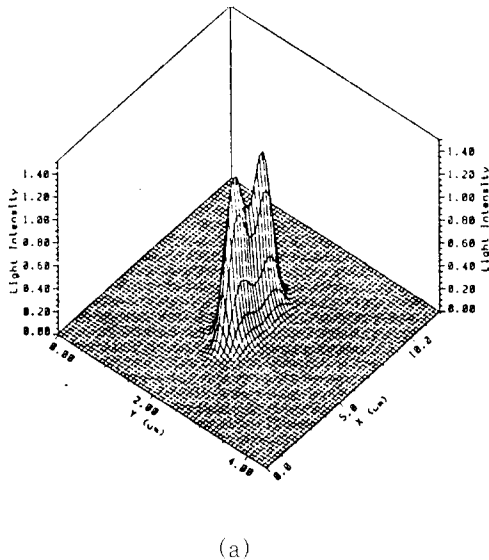
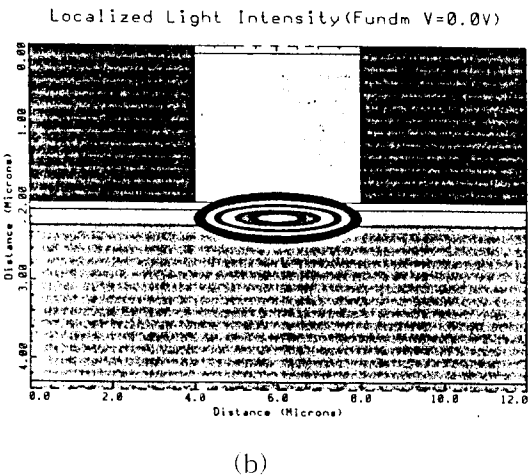


그림 6. GaAs/AlGaAs 약굴절율도파형 레이저 다이오드의 빛의 세기 분포.

- (a) 횡방향 기본모드와 횡방향 1차모드로 방출되는 빛의 세기의 합.
- (b) 횡방향 기본모드로 방출되는 빛의 세기 분포.
- (c) 1차모드로 방출되는 빛의 세기분포.

Fig. 6. The normalized light intensity distributions for the GaAs/AlGaAs weakly index-guiding laser diodes. (a) The summation of the lateral fundamental mode and the lateral first-order mode, (b) The normalized light intensity distribution for the lateral fundamental mode, (c) The normalized light intensity distribution for the lateral first-order mode.



두 층 사이의 클래드층의 두께가 두꺼워질수록 소자의 구조가 이득도파형에 가까워지며 따라서 보다 넓은 스트라이프 폭에서 횡방향 1차모드가 도파될 것이다. 활성층과 SiO₂층 사이의 클래드층 두께를 0.1 μm로 고정시킨 본 논문의 결과를 보면 횡방향 1차모드가 도파되지 않는 최소의 스트라이프 폭은 2.0 μm 와 2.4 μm 사이의 어떤 값을 가지게 될 것이다.

그림 6은 GaAs/AlGaAs 약굴절율도파형 레이저 다이오드의 정규화된 빛의 세기 분포를 나타내고 있다. 스트라이프 폭은 4.0 μm 이고 인가전압은 2.2V이다. 이 구조에서 활성층과 SiO₂층 사이에 있는 클래드층의 두께는 상당히 작고, SiO₂ 층의 굴절율은 GaAs나

AlGaAs에 비해 아주 작다. 따라서 SiO₂ 층의 굴절율이 빛의 세기분포에 많은 영향을 미치게 되어 빛의 세기 분포가 스트라이프 근방에서만 존재한다. 즉, 이득도 파형에 비해 횡방향으로의 빛의 세기 분포가 매우 좁아지게 된다. 따라서 이 소자는 약굴절율도파형으로 작용한다. 그림 6 (a)는 기본모드와 1차모드로 방출되는 빛을 합성한 것이고, 그림 6 (b)는 기본모드로 방출되는 빛의 세기 분포를 나타내고 있으며, 그림 6 (c)는 1차모드로 방출되는 빛의 세기 분포이다. 이 그림에서도 1차모드로 방출되는 빛의 출력은 기본모드로 방출되는 광출력보다 작지만 실제 합성된 빛의 모양은 1차모드가 피크값을 가지는 위치에서 가장 강한 빛이 발생함을 알 수 있다.

IV. 결 론

본 논문에서는 우리가 개발한 바 있는 반도체 레이저 다이오드용 2차원 수치해석 시뮬레이터를 수정하여 반도체 레이저 다이오드의 횡방향 1차모드를 해석할 수 있도록 확장하였다.

횡방향 1차모드를 고려하기 위해서는 Helmholtz 파동방정식을 두 번 해석하여 횡방향 기본모드와 횡방향 1차모드에 대한 파동방정식의 해를 구하고, 이를 이용하여 각 모드에 대한 모드이득, 총손실 등의 변화를 계산하였으며, 유도방출에 의한 재결합율도 각 모드에 대해 독립적으로 고려해 주었다. 이러한 과정을 통해 횡방향 1차모드가 도파되는 특성을 해석할 수 있었다. 스트라이프 폭이 매우 작아지는 경우 1차모드는 도파되지 않는다. 그러나 스트라이프 폭이 커지는 경우에는 1차모드가 쉽게 도파될 수 있음을 알 수 있었다. 또한 스트라이프 폭이 작은 경우에는 횡방향 1차모드에 대한 발전개시전류는 횡방향 기본모드에 비해 훨씬 크지만 스트라이프 폭이 증가함에 따라 횡방향 기본모드에 대한 발전개시전류와 횡방향 1차모드에 대한 발전개시전류는 별로 차이가 나지 않는다. 그리고 스트라이프 폭이 증가함에 따라 횡방향 1차모드의 외부양자효율이 횡방향 기본모드에 대한 외부양자효율보다 커지는 경우가 발생하기 때문에 스트라이프 폭이 아주 큰 경우에는 많은 전류가 흐를때 오히려 횡방향 1차모드로 방출되는 광출력이 횡방향 기본모드로 방출되는 광출력보다 커지게 될 수도 있음을 알 수 있었다. 또한 이 시뮬레이터를 이용하여 횡방향 1차모드가 방출되는 경우 인가되

는 바이어스에 따라 방출되는 빛의 세기분포가 달라지는 모습을 관찰할 수 있었다. 결론적으로 우리가 개발한 시뮬레이터를 이용하여 횡방향 1차모드를 비롯한 고차모드는 도파되지 않고 횡방향 기본모드만 도파될 수 있도록 소자의 구조를 최적 설계할 수 있게 되었다.

이 연구결과는 미국 TMA사의 상업용 반도체소자 시뮬레이터인 MEDICI의 다음 버전에 채택될 예정이다.

참 고 문 헌

- [1] T.Ohtoshi, K.Yamaguchi, C.Nagaoka, T.Uda, Y.Murayama, and N.Chinone, "A Two-Dimensional Device Simulator of Semiconductor Lasers," *Solid State Elec.*, vol.30, pp.627-638, 1987.
- [2] G.Hatokoshi, M.Kurata, E.Iwasawa, and N.Moteji, "General Two-Dimensional Device Simulator for Laser Diodes," *Trans. IEICE*, vol.E-71, pp.923-925, 1988.
- [3] K.B.Kahen, "Two-Dimensional Simulation of Laser Diodes in the Steady-State," *IEEE J. Quan. Elec.*, vol. QE-24, pp.641-651, 1988.
- [4] M.Ueno, S.Asada, and S.Kumashiro, "Two-Dimensional Numerical Analysis of Lasing Characteristics for Self-Aligned Structure Semiconductor Lasers," *IEEE J. Quan. Elec.*, vol.QE-26, pp.972-981, 1990.
- [5] G.L.Tan, N.Bewtra, K.Lee, and J.M.Xu, "A Two-Dimensional Nonisothermal Finite Element Simulation of Laser Diodes," *IEEE J. Quan. Elec.*, vol. QE-29, pp.822-836, 1993.
- [6] T.Ohtoshi, K.Yamaguchi, and N.Chinone, "Analysis of Current Leakage in InGaAsP/ InP Buried Heterostructure Lasers," *IEEE J. Quan. Elec.*, vol.QE-25, no.6, pp.1369-1375, 1989.
- [7] S.Seki, T.Yamanaka, and K.Yokoyama, "Two-dimensional numerical analysis of current blocking mechanism in InP buried heterostructure lasers", *J. Appl.*

- Phys.*, vol.71, no.7, pp.3572-3577, 1992.
- [8] M.Gault, P.Mawby, A.R.Adams, and M.Towers, "Two-Dimensional Simulation of Constricted-Mesa InGaAsP/InP Buried-Heterostructure Lasers," *IEEE J. Quan. Elec.*, vol.QE-30, pp.1691-1700, 1994.
- [9] 伊藤良一, 中村道治, 半導體レーザー[基礎と應用]培風館, 1989.
- [10] G.P.Agrawal and N.K.Dutta, *Semiconductor Lasers*, Van Nostrand Reinhold, 1993.
- [11] 김형래, 광계달, "반도체 레이저 다이오드의 2원 수치해석," *대한전자공학회 논문지*, 제 32권, A편 제 11호, 1995
- [12] W.Kerner, "Large-Scale Complex Eigenvalue Problems," *J. Comp. Phys.*, vol.85, pp.1-85, 1989.
- [13] J.Buus, "The Effective Index Method and Its Application to Semiconductor Lasers," *IEEE J. Quan. Elec.*, vol. QE-18, no.7, pp.1083-1089, 1982.
- [14] 이상선, 윤대원, 김득영, 신동호, 김형래, "설계 및 특성 분석에 의한 가지광 반도체 레이저의 최적화," *현대전자산업개발주식회사 연구보고서*, 1993

 저 자 소 개

金 炯 來(正會員) 第 32卷 A編 第 11號 參照
 현재 한양대학교 대학원 전자공
 학과 박사과정

郭 桂 達(正會員) 第 27卷 第 7號 參照
 현재 한양대학교 공과대학 전자공
 학과 교수