### 공학석사 학위논문

## 저전류 동작을 위한 Ridge Waveguide MQW Laser Diode의 최적 설계 및 제작에 관한 연구

A Study on Optimum Design and Fabrication of Ridge Waveguide MQW Laser Diode for Low Threshold Current Operation

## 지도교수 김 기 문

#### 2004년 2월

한국해양대학교 대학원

#### 전자통신공학과

정 인 식

## 목 차

제 1 장 서 론 •••••••••••••••	1
제 2 장 RWG MQW LD의 설계·····	5
2.1 반도체 레이저 및 일반적인 RWG MQW LD의 구조・・・・	5
2.2 InGaAsP/InP RWG MQW LD의 모델링 · · · · · · · · ·	6
2.3 MQW 활성층 설계 •••••	9
2.4 모드해석 • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	10
2.5 측방향 유효굴절률차에 따른 동작특성・・・・・・・・・	33
2.6 결과 및 검토 • • • • • • • • • • • • • • • • • •	38
제 3 장 RWG MQW LD의 제작 및 특성 · · · · · · ·	41
3.1 RWG MQW LD의 제작·····	41
3.2 RWG MQW LD의 전기·광학적 특성 ····	45
3.3 결과 및 검토 · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	53
제 4 장 결론 •••••	54
참고문헌 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	56

## 표 차 례

<표	2-1>	설계 파라메타 • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	18
<표	2-2>	1.3µm InGaAsP/InP계 레이저의 파라메타값 · · · · ·	25
<표	3-1>	제작된 RWG MQW LD의 특성측정 결과····	53

# 그림차례

<그림	2-1>	대표적인 RWG LD의 구조······	7
<그림	2-2>	RWG MQW LD의 구조 · · · · · · · · · · · · · · ·	8
<그림	2-3>	RWG LD의 이론해석을 위한 모델링 · · · · · ·	8
<그림	2-4>	7층 평판도파로 구조의 굴절률 분포·····	13
<그림	2-5>	buffer층 두께에 따른 측방향 유효굴절률차 ····	18
<그림	2-6>	측방향 캐리어 분포 • • • • • • • • • • • • • •	24
<그림	2-7>	활성층의 굴절률 분포 • • • • • • • • • • • •	27
<그림	2-8>	굴절률 분포의 미소분할 · · · · · · · · · · · ·	28
<그림	2-9>	Ridge 폭에 따른 등가굴절률의 변화 •••••	29
<그림	2-10>	선폭퍼짐계수 a에 따른 전계분포 ·····	31
<그림	2-11>	측방향에서 단일모드로 발진하기 위한 ridge 폭의	
		최대값 • • • • • • • • • • • • • • • • • • •	32
<그림	2-12>	측방향 유효굴절률차(⊿n <sub>L</sub> )에 따른 임계전류의 변화·	34
<그림	2-13>	도파메카니즘 변화에 대한 ridge 폭의 의존도 · · ·	36
<그림	2-14>	Ridge 폭에 따른 임계전류의 변화 ••••••	37
<그림	3-1>	MQW DH wafer성장을 위한 온도 profile · · · ·	41
<그림	3-2>	성장된 MQW DH wafer의 단면사진 •••••	43
<그림	3-3>	에칭에 의한 ridge형성·····	44
<그림	3-4>	제작된 RWG MQW LD의 단면사진 ·····	44
<그림	3-5>	I-L 및 스펙트럼 측정을 위한 장치 구성도 ····	45
<그림	3-6>	제작된 RWG MQW LD의 I-V 특성 ·····	46
<그림	3-7>	온도에 따른 전류 대 광출력 특성 •••••	48
<그림	3-8>	온도에 따른 임계전류의 변화와 특성온도 • • • •	49
<그림	3-9>	RWG MQW LD의 I-L특성 및 주입전류에 따른	
		스펙트럼 특성 •••••	50
<그림	3-10>	RWG MQW LD의 온도에 따른 스펙트럼 특성 · ·	51
<그림	3-11>	RWG MQW LD의 Far Field Pattern · · · · · ·	52

- ii -

#### ABSTRACT

Ridge waveguide MQW LD is widely used 10, 100, 150Mbps light source of optical communication systems. But the accurate theoretical analysis is insufficient due to having an intermediate characteristics between gain-guide and index-guide in the structure.

Therefore, in this thesis, the optimal waveguide structure of ridge waveguide LD was modeled and calculated by the theoretical analysis to operate index-guide, low current and single mode. Ridge waveguide MQW LD was fabricated by vertical LPE equipment based on the calculated data, and the fabricated LD was measured.

The lateral index step of ridge waveguide MQW LD was calculated to operate index-guided LD according to thicknesses of upper cladding and buffer layers. As a result, critical index step is about 14  $\times 10^{-3}$ .

In order to operate single mode, index-guide and low threshold current, the maximum width of ridge was calculated according to the index steps. The results show that the width of ridge must be less than  $3\mu$ m.

On the basis of designed values, MQW DH wafer was grown to fabricate ridge waveguide MQW LD by vertical LPE apparatus and the ridge shape was formed by photolithography and wet etching processes to 3µm ridge width and the electrode was deposited.

When the cavity length was  $300\mu$ m, the measured results of the electrical and optical characteristics were as follows : the threshold current was 17mA, the differential efficiency was about 23%, the

- iii -

characteristic temperature was 42K, the temperature dependence of the lasing wavelength was 5.84Å/°C, far-field-pattern is  $17^{\circ} \times 36.5^{\circ}$ 

When it was compared measurement with numerical analysis, we obtained similar results, compared with the commercial RWG MQW LD confirmed to operate index guide, low threshold current, single mode.

### 제 1 장 서론

반도체 레이저는 GaAs, InP, InGaAsP와 같은 직접천이형 물질을 이 용하여 반도체 접합을 구성하고, 순방향 전류를 흘려 전자와 정공이 재 결합하면서 반도체 구성으로 결정되는 밴드갭 에너지에 대응한 파장의 빛이 발생, 발진하는 레이저를 말한다.

반도체 레이저는 주입형 레이저(injection laser), 레이저 다이오드(LD ; Laser Diode, Diode Laser)라고도 하는데, 이는 전자의 경우 pumping 메카니즘에 있어서 전자 혹은 정공을 주입하는 방식을 취하기 때문이고, 후자의 경우 형태상 p-n 접합 다이오드로 되어 있기 때문에 이와 같이 명명된다.

반도체 레이저는 1962년 GE<sup>[1]</sup>, IBM<sup>[2]</sup>, MIT<sup>[3]</sup>의 각 연구팀에서 독립적 으로 실험에 성공한 이래 40년이 지난 지금 눈부신 발전을 거듭하고 있 다. 최초의 구조는 p형과 n형의 동일한 물질을 접합시킨 동종접합 (homojunction)의 p-n 다이오드 구조로서 전자와 정공이 확산되는 접합 영역 부근에서만 재결합이 일어났기 때문에 그 효율이 매우 낮았다.

초기의 반도체 레이저는 저온에서 펄스로만 작동하였으므로 실용성의 한계는 있었지만 고속 변조의 실증이나 모드제어, 이종접합(heterojunction) 의 도입으로 저 전류화의 가능성 등이 나타나므로 그 중요성이 인식되었 다. 이듬해, 이중 이종접합(DH ; double heterojunction) 구조의 개념이 제안되었고, 1968년 Alferov 그룹은 AlGaAs/GaAs 물질로 상온 펄스동 작을 보고하였고, 1970년 5월 마침내 상온 연속동작을 성공시켰다<sup>[4]</sup>.

한편, 1970년 미국 코닝사가 당시로는 놀라운 20dB/km인 광섬유를 개 발, 실용화함으로써 반도체 레이저는 광섬유와 더불어 광통신의 핵심소 자로 각광받게 되었고, 오늘날에 와서는 광전자산업 분야의 핵심적인 소 자가 되었다.

1970년대 반도체 레이저와 광섬유의 개발이래 1980년대에 이르러 본격

- 1 -

적으로 실용화되기 시작한 광통신 기술은 이후 20여년만에 가장 널리 이 용되고 있는 통신기술로서, 현존하는 통신 기술 중에서 가장 짧은 기간 내에 중요한 위치를 차지한 것이다.

미래의 광통신기술은 위치, 기간, 거리등의 물리적인 제한 없이 모든 형태의 정보를 사용자간에 원활하게 상호 소통케 하는 기능을 담당할 것 이다. 이러한 멀티미디어 시대를 효과적으로 대비하기 위하여 최근 세계 각국에서는 모든 산업에 지대한 영향을 미치게 될 통신분야에서 기술적 우위를 확보하여, 자국의 국가 경쟁력을 높이기 위해 대규모의 자본과 인적자원을 투입하고 있다.

우리나라의 경우도 93년 6월 "초고속정보통신망구축 기본계획"을 수립 한 이래, "21세기 세계 최고 수준의 지식정보산업 강국으로의 도약"을 목 표로 2001년 6월 "초고속정보통신망 고도화 계획"을 발표, 추진중에 있 다<sup>[5]</sup>.

광통신 시스템은 정보를 광신호로 변환하는 송신부, 전송부, 수신된 광 신호를 전기신호로 변환하는 수신부로 나뉘어 지는데 이를 수행하는데 있어, 광소자와 광섬유가 가장 중요한 요소이다. 광소자는 소형이며 신뢰 성과 효율을 보장받을 수 있고 대량생산이 가능한 LD가 사용된다.

LD는 광의 도파 메카니즘에 따라 이득 도파형(gain-guided) LD, 강한 굴절률 도파형(strongly index-guided) LD, 약한 굴절률 도파형(weakly index-guided) LD가 있다. 본 논문에서 설계 및 제작, 측정한 LD는 약 한 굴절률 도파형 LD에 속한다<sup>[6]</sup>. 도파 메카니즘에 따라 각각 장단점이 있으나, 제작의 측면에서 약한 굴절률 도파형 LD는 1회의 결정성장만으 로 소자의 제작이 가능하다는 큰 이점을 가지고 있어, 저가형 광원으로 각광받고 있다.

한편, 이득 도파형 LD와 굴절률 도파형 LD에 대한 연구는 많이 진행 되어 왔으나, 그 중간적 특성을 갖는 약한 굴절률 도파형 LD의 경우 이 론석 해석이 충분치 않은 실정이다. 그리고, 저전류 동작 및 측방향에서

- 2 -

의 단일모드로 동작하는 ridge형 반도체 레이저의 도파로 규격을 이론적 으로 계산하는 것은 LD의 설계·제작에 크게 도움을 줄 수 있을 것으로 판단된다.

따라서, 본 논문에서는 InGaAsP/InP 재료계의 ridge waveguide 다중 양자우물 레이저 다이오드(RWG MQW LD ; Ridge WaveGuide Multiple Quantum Well Laser Diode)의 구조를 최적화 설계하고, 설계 를 바탕으로 소자를 제작하였고, 제작된 RWG MQW LD의 특성측정을 통해 수치해석된 값과 이론값을 비교하였다. 또한, 기존의 RWG MQW LD와도 그 특성을 비교하여 제작된 소자의 성능을 확인하였다.

본 논문은 목적은 아래와 같다.

첫째, 이론해석을 통해 도파로의 두께(d)와 ridge 폭(w) 등의 구조변수 가 특성에 미치는 영향을 살펴보고, 소자 제작시 구조의 변수를 결정하 여 최적화 설계를 함에 있어서 지표를 제공하고자 한다.

둘째, 해석된 결과를 기본설계조건으로 하여 InGaAsP/InP RWG MQW LD를 제작, 그 특성을 다른 논문에서 발표된 RWG LD와 비교하여 보다 나은 LD제작을 위한 자료를 만들고자 한다.

본 논문의 구성은 아래와 같다.

제 2 장은 RWG MQW LD설계로서, 먼저 반도체 레이저와 일반적인 RWG LD의 구조에 대해 간단히 기술한 후 제안된 RWG MQW LD의 수치해석을 위하여 모델링 하였다. 굴절률의 조화평균값을 이용하여 RWG LD의 MQW 활성층을 설계하고, 모드해석을 통해 측방향 유효굴 절률차에 따른 임계전류특성을 해석하였다. 마지막으로 수치해석에서 얻 어진 결론을 정리하였다.

제 3 장은 제작 및 특성측정으로서, 제 2 장에서의 설계를 바탕으로 수직형 LPE 장비를 사용하여 에피웨이퍼를 성장하고, 이를 에칭하여 ridge를 생성, 전극을 증착한 후 소자를 제작하였다.

그리고, 제작된 소자의 전기 • 광학적 특성을 측정하여 측정의 결과와

- 3 -

수치해석을 통해 얻은 값 및 이론치를 비교하였고, 기존의 RWG LD와 도 그 특성을 비교하여 제작된 소자의 성능을 검증하였다.

제 4 장은 결론으로 본 연구에서 설계 및 제작된 결과를 정리하였다.

### 제 2 장 RWG MQW LD의 설계

#### 2.1 반도체 레이저 및 일반적인 RWG MQW LD의 구조

LD는 광의 도파 메카니즘에 따라 크게 3가지의 형태로 나눌 수 있다. 첫째, 굴절률에 의해서 광의 도파가 일어나는 것이 아니라 주입된 캐 리어에 의해 발생되는 이득에 의해 도파되는 이득 도파형 LD가 있다. 일반적으로 스트라입(stripe)형 LD가 이에 속한다.

둘째, 활성층의 상하 및 좌우에 에너지 갭이 큰 재료로 둘러 싸여 캐 리어 및 광이 활성층으로 가두어지는 구조를 가지는 강한 굴절률 도파형 LD가 있는데 대표적인 구조로 매립형 구조(BH ; Buried Heterostructure) 를 들 수 있다.

셋째, 접합면의 평행한 방향에 대한 활성층 자체가 굴절률의 불연속성 을 가지지 않으나, 횡방향 도파모드에 의해 굴절률차가 생기는 약한 굴 절률 도파형 LD가 있다. 이러한 구조를 가지는 LD의 대표적인 구조는 Ridge waveguide와 Rib waveguide 구조이다.

본 논문에서 설계 및 제작하고자 하는 Ridge waveguide LD는 이득 도파형 LD의 구조와 유사하나, 굴절률차에 따라 굴절률 도파형 LD와 같은 동작 특성을 갖는다. 즉, 매립형 구조로 대표되는 강한 굴절률 도파 형 LD가 활성층의 횡방향에 따른 불연속성을 가지는 반면, RWG LD는 이득 도파형 LD와 같이 활성층의 불연속성을 가지고 있지는 않지만 도 파모드에 의해 ridge 영역과 ridge 외부 영역간에 측방향 유효굴절률차 가 생겨 강하지는 않지만 굴절률 도파형으로 동작<sup>[7]</sup>하는 두 구조의 중간 적인 형태이다.

이와 같이 약한 굴절률 도파형 LD는 횡방향 도파모드에 관련된 필드 에 대해 폭방향으로 다른 환경을 도입한 것으로 이와 같은 원리를 이용 한 구조의 LD가 많이 연구되었다<sup>[8]-[15]</sup>.

- 5 -

이 중 본 논문에서 설계 및 제작한 RWG LD의 구조는 굴절률 도파 에 의한 단일모드 형성, 낮은 발진임계전류(≤20mA), 높은 변환효율(≥0.2 mW/mA), 고출력(≥10mW), 작은 직렬저항(≤5Ω), 좁은 발진 스펙트럼, 넓은 변조 대역폭 등의 요건을 만족시킬 수 있고, 매립형 LD에 비해 제작이 용이하여 가격면에서 유리하다<sup>[16]</sup>.

최초의 RWG LD는 1976년 Kawaguchi와 Kawakami에 의해 제안되고 제작되었다<sup>[17]</sup>. 이 소자의 ridge 폭은 9µm이고, 활성층은 단일층이고, LPE로 제작되었으며, 각층의 두께가 0.2µm이상이었다. 따라서, 임계전류 는 135mA, 출력은 170mA에서 5mW에 불과하였다. 현재는 새로운 이론들과 우수한 장비로 인해 그 특성이 많이 향상되었다.

<그림 2-1>은 대표적인 RWG LD의 구조이다. 두 구조는 ridge를 형성하는 방법의 차이에 의해 나타나는데, (a)의 경우는 한번의 에피성장으로 사진식각(photolithography) 공정을 통해 ridge구조를 만든 것이고,
(b)의 경우는 클레드층까지 에피성장시키고, ridge 층을 성장시키기 위한 사진식각 공정 후, 2차 성장으로 ridge 구조를 형성시킨 것이다.

<그림 2-1>과 같은 구조를 갖는 RWG LD는 제작공정이 간단하여 저 가형 50, 100, 155Mbps용 광원으로 널리 사용되고 있다. 그러나 이득 도 파형과 굴절률 도파형의 중간적 특성으로 인하여 그 이론해석이 충분치 않은 실정이다. 따라서, 수치해석을 통해 도파로 규격에 따른 측방향 유 효굴절률차를 구하고 이에 따른 RWG MQW LD의 도파 메카니즘의 동 작 특성을 해석하였다.

#### 2.2 InGaAsP/InP RWG MQW LD의 모델링

<그림 2-2>는 제작하고자 하는 RWG MQW LD의 구조이다. 광 가둠 을 좋게 하기 위해 upper cladding 층을 두었고, upper cladding 층을 성 장시키기 위해 buffer층을 두었다. 이 buffer층은 etch stop 층의 역할도

- 6 -



- (a) Ridge waveguide LD의 구조
- (a) Structure of Ridge waveguide LD



(b) Ridge-overgrowth LD의 구조

(b) Structure of Ridge-overgrowth LD

- <그림 2-1> 대표적인 RWG LD의 구조
- <Fig. 2-1> Structure of general RWG LD





<Fig. 2-2> The structure of RWG MQW LD



<그림 2-3> RWG LD의 이론해석을 위한 모델링 <Fig. 2-3> The modeling of RWG LD for theoretical analysis 하게 된다. 활성층은 MQW로 설계되었다. 이와 같은 구조를 정확하게 해석하는 것은 매우 어려운 일이다.

왜냐하면, 도파로의 층 구조가 복잡하여 각각의 층에 대한 모드분포를 구하는 일이 상당히 번거롭고, 활성층을 본 소자와 같이 MQW로 설계한 경우, 이것에 대한 모드해석 또한 어렵다. 이러한 이유로 이론해석을 간 단히 하기 위해서 <그림 2-2>를 <그림 2-3>과 같이 간단한 형태로 모 델링하였다<sup>[18]</sup>.

여기서  $d_i$ ,  $n_i$ 는 각층의 두께와 굴절률을 나타낸다. 활성층의 두께는 MQW층 전체의 두께로 하였으며, 이때 활성층의 굴절률은 식 (2-1)을 이용하여 단순화 시켰다<sup>[19]</sup>.

$$n_{MQW}^{2} = \frac{d_{barrier} n_{barrier}^{2} + d_{well} n_{well}^{2}}{d_{barrier}^{2} + d_{well}}$$
(2-1)

여기서 *dbarrier*, *nbarrier*는 장벽층의 두께와 굴절률, 그리고 *dwell*, *nwell*은 우물층의 두께와 굴절률을 나타낸다. A영역과 B영역은 각각 ridge 영역과 ridge 외부 영역으로서 수치해석시 구분을 위하여 나누었다. 이와 같은 모델링 은 모든 약한 굴절률 도파형 LD에 적용이 가능하다.

#### 2.3 MQW 활성층 설계

본 연구에서는 <그림 2-2>에서 보는 바와 같이 활성층을 MQW로 설 계하였다. 양자우물 LD는 활성층의 두께를 de Broglie 파장(λ=h/p)이하 로 줄여 에너지 밴드의 구조에서 캐리어의 에너지 레벨이 수직 방향으로 양자화되는 양자사이즈 효과(quantum size effect)를 이용한 LD이다. 양 자사이즈 효과는 1950년대 J. R. Schrieffer가 반도체 표면에서의 케리어 이동현상을 제안한 것이 시초이며<sup>[20]</sup>, 실제 이 현상을 실험적으로 관찰하

- 9 -

게 된 것은 원자층 정도의 두께 제어가 가능한 성장방법이 개발된 1970 년대에 들어서야 가능하게 되었다<sup>[21]~[24]</sup>.

이러한 양자 사이즈 효과는 반도체 소자의 고속 동작의 한계 성질인 입자성을 뛰어 넘어 파동적 성질을 나타냄으로써 초고속 소자의 제작이 가능하며, 양자우물 LD에서는 낮은 임계전류<sup>[25]~[27]</sup>, 높은 특성온도 T<sub>o</sub>, 높은 공진주파수, 발진파장 조절과 chirping의 감소와 같은 우수한 동작 특성을 가지게 된다<sup>[28]~[30]</sup>.

1.3µm 파장을 갖는 활성층을 만들기 위해 다중양자우물의 우물층은 굴 절률이 3.52인 1.3µm InGaAsP, 장벽층은 굴절률이 3.33인 1.1µm InGaAsP 를 사용하였고, 두께는 각각 100Å, 200Å으로 하여 well이 4개인 MQW 를 사용하였다. 식 (2-1)을 이용하면 활성층의 전체 굴절률은 3.3945, 전 체 두께는 0.1µm가 되도록 설계하였다.

#### 2.4 모드해석

측방향 유효굴절률차를 구하기 위해서는 2차원 도파문제의 해를 구해 야 하는데, 이는 파동방정식으로부터 구할 수 있다. 횡방향 및 측방향의 파동방정식은 다음과 같이 주어진다<sup>[31]</sup>.

$$\frac{d^2 E_x(y)}{dy^2} + \left\{ k_0^2 n_i^2 - \beta^2(x) \right\} E_x(y) = 0$$
(2-2)

$$\frac{d^2 E_x(y)}{dx^2} + \left[ k_0^2 \left\{ n_{eq}^2(x) + \Delta n_{eq}(x) \right\}^2 - \beta^2(x) \right] E_y(x) = 0$$
(2-3)

식 (2-2)와 (2-3)은 각각 횡방향(transverse) 및 측방향(lateral) 파동방 정식으로서, 식 (2-2)에서 *ni*는 각 층의 굴절률을 나타낸다. 그리고, β(*x*) 는 횡방향에서 도파모드의 전파정수로서 다음과 같이 정의된다.

- 10 -

$$\beta(x) = k_o n_{eq}(x)$$

여기서  $k_o=2\pi/\lambda$ 로서, 진공 중의 파수를 나타낸다. 그리고  $n_{eq}(x)$ 는 횡방향 의 도파모드가 느끼는 등가굴절률로 도파영역에 따라 다음과 같이 정의 된다.

$$n_{eq}(x) = \begin{cases} n_{eq} + \Delta n_L & |x| \le W/2 & (A^{\mathfrak{G}} \mathfrak{A}) \\ n_{eq} & |x| > W/2 & (B^{\mathfrak{G}} \mathfrak{A}) \end{cases}$$
(2-5)

여기서,  $\Delta n_L$ 은 식 (2-2)에서 도파로 영역의 내부(그림 2.3의 A영역)와 외 부(그림 2.3의 B영역)에서 각각의 도파로 문제를 풀면 얻어지는 유효굴 절률의 측방향차로 상세한 내용은 뒤쪽에서 다루도록 하겠다.

식 (2-3)에서 △n<sub>eq</sub>(x)는 주입된 캐리어의 개수 N에 의해 x방향으로 발생하는 굴절률 변화를 나타내는 것으로 다음과 같이 정의된다.

$$\Delta_{\mathcal{N}_{eq}}(x) = \frac{\Gamma_T}{2n_{eq}(x)} \left[ j \frac{n_3}{k_o} \frac{1 - \Gamma_T}{\Gamma_T} \mathfrak{a}_c - j \frac{n_5}{k_o} \left\{ (aN - b) - \mathfrak{a}_{fc}N - ja\mathfrak{a}N \right\} \right]$$
(2-6)

식 (2-6)에서 우변의 첫 번째 항은 p형 클래드층의 흡수에 의한 활성층 의 굴절률 변화를 나타내는 것으로 n<sub>3</sub> 및 α<sub>c</sub>는 각각 p형 클래드층의 굴 절률 및 흡수계수이며, Γ<sub>T</sub>는 횡방향 광가둠계수로 다음과 같이 정의된 다.

$$\Gamma_{T} = \frac{\int_{0}^{d_{5}/2} |E_{x}(y)|^{2} dx}{\int_{0}^{\infty} |E_{x}(y)|^{2} dx}$$
(2-7)

여기서  $d_5$ 은 활성층의 두께를 나타낸다. 식 (2-6)의 두번째 항은 주입캐 리어 밀도 변화에 따른 활성층의 굴절률 변화로서 *j*는 허수를 나타내며,

- 11 -

n5는 활성층의 굴절률, a는 이득계수, b는 투명 임계이득, ak는 자유캐리 어의 흡수계수라 한다.

그리고, a는 선폭퍼짐계수(linewidth enhancement factor or linewidth broadening factor)<sup>[32]</sup>라 하여, 주입캐리어에 의한 이득변화에 따른 굴절 률의 변화로 정의되고, 일명 antiguiding 파라메타라고도 한다. 이 값의 측정방법은 chirp-power ratio(CPR)<sup>[33],[34]</sup>, chirp-halfwidth product(CHP)<sup>[35]</sup>, FM 변조 또는 고속펄스변조를 걸어서 측정하는 방법, 발진파장의 선폭 이나 잡음을 측정하여 추정하는 방법<sup>[36],[37]</sup>등 여러 가지 간접적인 방법들 이 제안되어 있으나, 이들 측정방법에 따라 많은 오차를 가진다.

선폭퍼짐계수는 일반적으로 2~8의 값을 가지며, strained MQW는 2~3, MQW는 3~5, bulk형은 5~8의 값을 가진다. 따라서 본 연구에서 는 MQW의 선폭퍼짐계수 a값을 3~5로 하였다<sup>[38]</sup>.

마지막으로 β<sub>2</sub>는 전파모드의 종방향(longitudinal) 전파정수를 나타내는 것으로 다음과 같이 정의된다.

$$\beta_z = k_o n + j \frac{\overline{a}}{2} \tag{2-8}$$

여기서 *n*와 a는 두께가 *d*<sub>5</sub>이고 폭이 w인 직각 도파로에 의해 주어지는 등가굴절률과 흡수계수이다. 일반적으로 모드해석은 임계전류값 이상에 서 다루게 되며, 이때 LD가 발진을 하는 영역에서 이득이 흡수보다 훨 씬 큰 값을 가지므로 흡수계수 a는 무시할 수가 있다.

<그림 2-3>의 모델링과 같이 7개의 도파로를 사용하여 횡모드 해석을 하였다<sup>[17],[39]</sup>. 횡모드 해석을 행하기 앞서 모델링한 <그림 2-3>의 굴절 률 분포가 <그림 2-4>와 같은 분포를 하고 있다고 가정을 하였다. 7층 도파로 해석을 이용하면 7층 이하의 경우, 그 두께를 0으로 하여 해석하 면 6층, 5층 도파로 문제로 전환시킬 수 있다. <그림 2-4>의 도파로 구 조에서 파동방정식은 7층 평판도파로의 해로서 식 (2-9)와 같이 주어진다.

- 12 -





이때, 파동방정식은 ridge층의 영역과 그 외의 영역으로 분리된다. 그러 나 ridge 층 영역(<그림 2-3>의 A영역)의 파동방정식만 해석하는 경우 그 외의 영역(<그림 2-3>의 B영역)은  $d_2=0$ ,  $d_1=d_{1b}$  그리고  $n_1=n_{1b}$ 로 하 면 자동적으로 해석되어진다.

고유치 방정식을 구하기 위해서 각층의 전계분포와 그 도함수의 경계 조건을 사용한다. 전계분포는 식 (2-9)와 같다.

$$E_1 = A_1 e^{h_1(y - y_1)} \qquad (y_1 \le y \le y_2) \qquad (2-9a)$$

 $E_2 = A_2 \cos h_2 y + B_2 \sin h_2 y \qquad (y_2 \le y \le y_3) \tag{2-9b}$ 

$$E_3 = A_3 e^{h_3(y - y_3)} + B_3 e^{-h_3(y - y_3)} \quad (y_3 \le y \le y_4) \tag{2-9c}$$

$$E_4 = A_4 \cos h_4 y + B_4 \sin h_4 y \qquad (y_4 \le y \le y_5) \tag{2-9d}$$

$$E_5 = A_5 \cos h_5 y + B_5 \sin h_5 y \qquad (y_5 \le y \le y_6) \tag{2-9e}$$

- 13 -

$$E_{6} = A_{6} \cos h_{6} y + B_{6} \sin h_{6} y \qquad (y_{6} \le y \le y_{7})$$

$$E_{7} = A_{7} e^{-h_{7}(y-y_{6})} \qquad (y_{7} \le y \le y_{8})$$

$$(2-9f)$$

$$(2-9g)$$

$$h_{i} = k_{o} \sqrt{n_{eq}^{2} - n_{i}^{2}} \qquad (i = 1, 3, 7)$$

$$h_{i} = k_{o} \sqrt{n_{i}^{2} - n_{eq}^{2}} \qquad (i = 2, 4, 5, 6)$$
(2-10a)
(2-10b)

식 (2-9)의 도함수는 다음과 같다.

$$\frac{dE_1}{dy} = h_1 A_1 e^{h_1(y-y_1)}$$
(2-11a)

$$\frac{dE_2}{dy} = -h_2 A_2 \sin h_2 y + h_2 B_2 \cos h_2 y$$
(2-11b)

$$\frac{dE_3}{dy} = h_3 A_3 e^{h_3(y-y_3)} - h_3 B_3 e^{-h_3(y-y_3)}$$
(2-11c)  
dE

$$\frac{dE_4}{dy} = -h_4 A_4 \sin h_4 y + h_4 B_4 \cos h_4 y$$
(2-11d)

$$\frac{dE_5}{dy} = -h_5 A_5 \sin h_5 y + h_5 B_5 \cos h_5 y$$
(2-11e)

$$\frac{dE_6}{dy} = -h_6 A_6 \sin h_6 y + h_6 B_6 \cos h_6 y$$
(2-11f)

$$\frac{dE_7}{dy} = -h_7 A_7 e^{-h_7(y-y_6)}$$
(2-11g)

경계면 y<sub>i</sub>에서 E(y) = E(y+1)이고, dE(y)/dy = dE(y+1)/dy이 라는 경계조건을 각 식에 대입하여 정리하면 다음과 같다.

$$A_2A + B_2B = 0 (2-12a)$$

$$A_{2}C_{2} + B_{2}S_{2} = A_{3}e^{-} + B_{3}e^{+}$$
(2-12b)
$$A_{2}C_{2} + A_{3}C_{2} = A_{3}e^{-} + B_{3}e^{+}$$
(2-12c)

$$-h_2A_2S_2 + h_2B_2C_2 = h_3A_3e^- - h_3B_3e^+$$
(2-12c)

$$D_3 + F_3 = A_4 C_4 + B_4 S_4 \tag{2-12d}$$

$$h_3 D_3 - h_3 F_3 = -h_4 A_4 \overline{S_4} + h_4 B_4 \overline{C_4}$$
(2-12e)

$$A_4C_4 + B_4S_4 = A_5C_5 + B_5S_5 \tag{2-12f}$$

$$-h_{4}A_{4}S_{4} + h_{4}B_{4}C_{4} = -h_{5}A_{5}S_{5} + h_{5}B_{5}C_{5}$$

$$A_{5}C_{5} + B_{5}S_{5} = A_{6}\overline{C_{6}} + B_{6}\overline{S_{6}}$$
(2-12g)

$$-h_{5}A_{5}S_{5} + h_{5}B_{5}C_{5} = -h_{6}A_{6}\overline{S_{6}} + h_{6}B_{6}\overline{C_{6}}$$
(2-12i)  
$$A_{6}C + B_{6}D = 0$$
(2-12j)

여기서 정의된 기호식은 다음과 같다.

 $A = h_1 \overline{C_2} + h_2 \overline{S_2} \tag{2-13a}$ 

$$B = h_1 \overline{S_2} - h_2 \overline{C_2} \tag{2-13b}$$

$$C = h_7 C_6 - h_6 S_6 \tag{2-13c}$$

$$D = h_7 S_6 + h_6 C_6 \tag{2-13d}$$

$$C_i = \cos h_i y_i$$
 (*i*=2,4,5) (2-13e)

$$C_i = \cos h_i y_{i-1}$$
 (*i*=4,5,6) (2-13f)

$S_i = \sinh_i y_i$	(i=2,4,5)	(2-13g)
$\overline{S}_i = \sin h_i y_{i-1}$	(z=4,5,6)	(2-13h)
$e^+ = e^{h_3 d_3},  e^- = e^{h_3 d_3}$	$\frac{1}{2} - h_3 d_3$	(2-13i)

식 (2-12)를 재정리하면 다음과 같은 행렬식으로 나타낼 수 있다.

	Α	В	0	0	0	0	0	0	0	0		$A_2$	
	$\mathcal{C}_2$	$S_2$	$-e^{-}$	$-e^+$	0	0	0	0	0	0		$B_2$	
	$-h_{2}$	$S_2 h_2 C$	$f_2 - h_3 e^{-1}$	$h_{3}e^{+}$	0	0	0	0	0	0		$A_3$	
	0	0	1	1	$-\overline{C_4}$	$-\overline{S_4}$	0	0	0	0		$B_3$	
	0	0	$h_3$	$-h_{3}$	$h_4\overline{S_4}$	$-h_4\overline{C_4}$	0	0	0	0		$A_4$	
	0	0	0	0	$C_4$	$\mathcal{S}_4$	$-\overline{C_5}$	$-\overline{S_5}$	0	0		$B_4$	
	0	0	0	0	$-h_4S_4$	$h_4S_4$	$h_5\overline{S_5}$	$-h_5\overline{C_5}$	0	0		$A_5$	
	0	0	0	0	0	0	$C_5$	$\mathcal{S}_5$	$-\overline{C_6}$	$-\overline{S_6}$		$B_5$	
	0	0	0	0	0	0	$-h_5S_5$	$h_5 C_5$	$h_6S_6$	$-h_6\overline{C_6}$		$A_6$	
	0	0	0	0	0	0	0	0	С	D		$B_6$	
_	=												
	L	0 ]									(2	2-14)	)

식 (2-14)에서 A<sub>i</sub>, B<sub>i</sub>가 의미있는 값을 가지기 위해서는 정방행렬의 행 렬식이 0이 되어야 한다. 그러므로 이와 같은 전제조건을 이용하면 식

- 16 -

(2-15)과 같은 고유치 방정식이 얻어진다.

$$h_6 g(X) (\overline{DS_6} + \overline{CC_6}) + g(Y) (-\overline{DC_6} + \overline{CS_6}) = 0$$
(2-15)

$$\stackrel{\text{\tiny cd}}{=} \stackrel{\text{\tiny 7}}{\xrightarrow{}} \stackrel{\text{\tiny A}}{\xrightarrow{}}, \ g(X) = k_5 f(X) (S_5 \overline{S_5} + C_5 \overline{C_5}) + f(Y) (S_5 \overline{C_5} + C_5 \overline{S_5})$$
(2-16a)

$$g(Y) = h_5^2 f(X) (-C_5 \overline{S_5} + S_5 \overline{C_5}) + h_5 f(Y) (C_5 \overline{C_5} + S_5 \overline{S_5})$$
(2-16b)

$$f(X) = h_4 X (S_4 \overline{S_4} + C_4 \overline{C_4}) + Y (-S_4 \overline{C_4} + C_4 \overline{S_4})$$
(2-16c)

$$f(Y) = h_4^2 X(-C_4 \overline{S_4} + S_4 \overline{C_4}) + h_4 Y(C_4 \overline{C_4} + S_4 \overline{S_4})$$
(2-16d)

$$X = -Uh_{3}\cosh(h_{3}d_{3}) + V\sinh(h_{3}d_{3})$$
(2-16e)

$$Y = h_3 [ Uh_3 \sinh(h_3 d_3) - Vh_3 \cosh(h_3 d_3) ]$$
(2-16f)

$$U = AS_2 - BC_2 \tag{2-16g}$$

$$V = -(Ah_2C_2 + Bh_2S_2)$$
(2-16h)

<그림 2-2>와 같은 구조를 가지는 LD에서 β는 |x|= W/2를 경계로 하여 n<sub>1</sub>, n<sub>2</sub>가 달라지기 때문에 두개의 영역으로 분리된다. A, B영역에서 식 (2-16)의 고유치 방정식을 주어진 n<sub>i</sub>와 d<sub>i</sub>에 대해서 풀면 유일한 미지 수인 β값을 각각 구할 수 있고, 이를 k<sub>o</sub>로 나누면 두 영역의 유효굴절 률을 구할 수 있다. 따라서 유효굴절률의 측방향차는 다음과 같이 구해 진다.

$$\Delta n_L = n_{eq}(A^{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}) - n_{eq}(B^{\mathfrak{S}} \mathfrak{S})$$
(2-18)

여기서, 
$$n_{eq}(A^{cd}, \mathfrak{q}) = \frac{\beta_A}{k_o}, \quad n_{eq}(B^{cd}, \mathfrak{q}) = \frac{\beta_B}{k_o}$$

이다. βA과 βB는 <그림 2-3>에서 각각 A영역과 B영역의 전파정수를 나타낸

- 17 -

다. 따라서 A영역과 B영역에 대한 전파정수를 구하면 유효굴절률의 측방향차 를 구할 수 있다.

<표 2-1>에 주어진 LD의 파라메타 값을 이용하고, 식 (2-1)의 관계식
을 통해 활성층의 굴절률을 구하고, 식 (2-15)의 고유치 방정식을 풀어
A, B 두 영역의 전파상수를 구한 후 식 (2-18)에 대입하면 A, B 두 영
역의 측방향 유효굴절률차를 계산할 수 있다. 그 결과는 <그림 2-5>와
같다. <그림 2-5>는 ridge영역(<그림 2-3>의 A영역)과 외부 영역간의
유효굴절률차를 크게 하여 광 가둠을 좋게 하는 upper clad 층인 d2층의
두께 변화와 buffer층인 동시에 etch stop층인 d3층의 두께 변화에 따른
유효굴절률의 측방향차를 나타내었다. 여기서, 각층의 굴절률은 MSEO
(Modified Single Effective Oscillator)<sup>[40]</sup> 방법으로 계산하였다. 이 때 well
의 개수는 4개, barrier의 개수는 3개로 하였으며, 각각의 두께는 100Å, 200Å
로 하였다.

계산된 결과를 통해 buffer층의 두께가 작을수록, upper clad층의 두께가

	Ž o		층 구조	굴	절률	두께(µm)	
	Ridge		p-InP		22	1	.5
$ X  \leq W/Z$	Upper Clad	InGaAsP(1.1µm)		3.33		변수	
x  > w/2	절연층		SiN <sub>x</sub>	1.9		2	
Buffer		p-InP		3.22		변수	
(	Clad	InGaAsP(1.1µm)		3.33		0.1	
Active		Well InGaAsP(1.3µm)		2.2045	3.52	0.1	100Å
		Barrier InGaAsP(1.1µm)		3.3940	3.33	0.1	200 Å
Substrate		n-InP		3.22		10	

<표 2-1> 설계 파라메타 값 <Table 2-1> Parameters for design



d<sub>4</sub>=d<sub>6</sub>(waveguide layer)=0.1µm, d<sub>5</sub>(active layer)=0.1µm MQW : InGaAsP(well : 1.3µm)/InGaAsP(barrier : 1.1µm) <그림 2-5> buffer층 두께에 따른 측방향 유효굴절률차 <Fig. 2-5> Effective refrective index step of lateral direction with buffer layer thickness

두꺼울수록 측방향 유효굴절률차가 크게 나타남을 알 수 있다. 이는 buffer층의 두께가 감소함에 따라 도파모드가 클래드 외부 즉 A영역은 InP층으로, B영역은 SiNx층으로 더 많이 퍼지게 된다. 따라서, A영역 및 B영역에의 전파상수, 등가굴절률은 감소하게 된다.

그러나 상대적으로 굴절률이 작은 B영역의 등가굴절률이 A영역의 등 가굴절률 보다 더 큰 폭으로 감소하게 되므로 측방향에서의 유효 굴절률 차는 증가하게 된다. Upper clad층이 A영역에만 존재하므로, 이 층의 두 께가 증가하면 A영역의 유효굴절률이 B영역보다 상대적으로 큰 폭으로 증가하여 유효굴절률차도 증가하게 된다. 이와 같이 RWG MQW LD의 경우 유효굴절률의 측방향차를  $d_2$ ,  $d_3$ 층의 두께로 적절히 조절할 수 있 음을 확인하였다.

- 19 -

이러한 측방향 유효굴절률차에 따라 RWG LD는 이득 도파형 혹은 굴절률 도파형로 동작하게 되는데 일반적으로 활성층이 bulk형인 경우에 5×10<sup>-3</sup> 정도일 때 굴절률 도파형 LD로 동작하는 것으로 알려져 있다<sup>[41]</sup>.

한편 RWG LD의 도파메카니즘을 결정짓는 요소는 도파모드의 회절, 주입캐리어에 의한 모드의 defocusing, 그리고 유효굴절률차에 따른 모 드의 focusing 작용이다. 식 (2-6)에서 이득계수 a값이 defocusing 작용 에 큰 영향을 미침을 알 수 있다. Bulk형과 MQW형의 이득계수 a값에 차이가 있으므로, RWG MQW LD가 굴절률 도파형 LD로 동작하기 위한 유효굴절률의 측방향차의 값은 bulk형과 다를 것으로 생각된다. 따라서 유효굴절률의 측방향차 Δn<sub>L</sub>값에 따른 파동방정식을 풀어 RWG MQW LD의 동작특성을 이론적으로 해석하여 보았다.

식 (2-3)을 해석하기 위해서는 캐리어 분포에 따른 굴절률 분포를 알 아야 하며, 캐리어 분포는 확산방정식으로부터 구할 수 있다. 따라서 측 방향 모드해석을 하기 앞서 확산방정식으로부터 캐리어 분포를 구하여 보았다<sup>[42]</sup>.

활성층 내의 주입 캐리어 밀도 N은 접촉된 수동층(보통 p층의 조합) 에서의 전류 퍼짐과 활성층내에서의 캐리어 전달에 의해 결정된다. 전류 퍼짐의 정확한 묘사는 2차원 Poisson 방정식의 해<sup>[43]</sup>를 필요로 하지만, 전류퍼짐의 문제를 해석적으로 구하기 위해서 1차원으로 모델링하여 간 편화를 도모하였다<sup>[44][45]</sup>. 따라서, 활성층 내에서 캐리어 밀도 변화에 대 한 확산방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있다<sup>[46]</sup>.

$$D\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} = -\frac{A(x)}{qd_5} + \frac{N}{\tau_{nr}} + BN^2 + CN^3 + \frac{g(N)}{\hbar \omega d_5} \int_{-\frac{d_5}{2}}^{\frac{d_5}{2}} |E|^2 dy \qquad (2-19)$$

여기서 D는 유효확산계수<sup>[45]</sup>, J(x)는 주입전류 밀도, T<sub>nr</sub>은 비발광재결합 시간, B는 자연방출 재결합계수, d<sub>5</sub>는 활성층 두께이며, C는 Auger 재결

- 20 -

합계수이다. 그리고 마지막 항은 유도재결합을 나타내는 식이다.

비발광 Auger 재결합은 장파장 InGaAsP계 레이저에서 중요한 역할을 하기 때문에 이 식에서 생략하지 않고 포함시켰다. 여기에 사용된 모델 에서 주입전류 밀도 J(x)는 다음과 같이 주어진다<sup>[44]</sup>.

$$\mathcal{J}(x) \simeq \begin{cases} \frac{V_0 - V_F(N)}{p(d_1 + d_2 + d_3 + d_4) + R_c} & |x| \le W/2 \quad (A^{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}) \\ \frac{p}{(d_3 + d_4)} \frac{d^2 V_F(N)}{dx^2} & |x| > W/2 \quad (B^{\mathfrak{S}} \mathfrak{S}) \end{cases}$$
(2-20)

여기서 V<sub>o</sub>은 접촉전압<sup>[46]~[49]</sup>, p는 p층의 고유저항, R<sub>c</sub>는 접촉저항이다. 그리고 활성층과 클래드층 접합면에서의 Fermi 전압은 다음과 같다.

$$V_{F}(N) = \frac{k_{B}T}{q} \left\{ 2 \ln \left(\frac{N}{N_{i}}\right) + A_{1} \left(\frac{1}{N_{c}} + \frac{1}{N_{v}}\right) N \right\}$$
(2-21)

여기서  $k_B T/q$ 는 열전압,  $N_i$ 는 진성캐리어 농도,  $N_c$ 와  $N_v$ 는 각각 전도대 와 가전자대의 상태밀도, 그리고  $A_1$ 은 축퇴된 반도체레이저에서 Fermi-Dirac 보정계수이다.

식 (2-19)을 해석적으로 풀어내기란 매우 힘든 일이다. 따라서 이 식 을 간편하게 해석하기 위해서 식 (2-19)의 유도재결합 항을 무시하였다. 그 이유는 일반적으로 레이저에 대한 해석은 임계전류값 부근에서 행하 므로 유도재결합 항의 영향은 다른 항에 비해 아주 작기 때문이다.

식 (2-19)과 식 (2-20)로부터 B영역에서의 확산방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{-d^2 Y(N)}{dx^2} = \frac{R(N)}{D}$$
(2-22)

- 21 -

$$R(N) = \frac{N}{\tau_{nr}} + BN^2 + CN^3 \tag{2-24}$$

이다. 식 (2-22)의 초기조건은 x가 무한대일 때, N=0, dY/dx=0이다. 그리 고 이 식의 좌변에 2(dY/dx)dx를 곱하고, 우변에 2(dY/dN)dN을 곱하여 정리하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{dN}{dx} = -f_{b}(N) = -\left(\frac{dY}{dN}\right)^{-1} \sqrt{\frac{2}{D}} \int_{0}^{N} R(N) \left(\frac{dY}{dN}\right) dN \qquad (2-25)$$

fb(N)은 식 (2-23)과 식 (2-24)로부터 구할 수 있으며, 다음과 같다.

$$f_{b}(\mathcal{N}) = \frac{N}{(\mathcal{N}+\xi)\sqrt{\zeta D}} \sqrt{\frac{2\xi}{\tau_{nr}}} \mathcal{N} + \left(\xi B + \frac{1}{\tau_{nr}}\right) \mathcal{N}^{2} + \frac{2}{3} (\xi C + B) \mathcal{N}^{3} + \frac{1}{2} C \mathcal{N}^{4}$$
(2-26)

$$\alpha = 1 + \frac{k_B T(d_3 + d_4) A_1}{q^2 d_5 \rho D} \left( \frac{1}{N_c} + \frac{1}{N_v} \right)$$
(2-27)

$$\xi = 2k_B T \frac{(d_3 + d_4)}{\zeta_q^2 \rho d_5 D}$$
(2-28)

이다. 식 (2-26)은 다음과 같은 적분형태로 다시 쓸 수 있다.

$$x - \frac{W}{2} = \int_{N}^{N_e} \frac{dN}{f_b(N)}$$
(2-29)

Ne는 ridge 가장자리 즉, A 및 B영역의 경계면에서의 캐리어 밀도를 나 타낸다. 한편, A영역에 대한 확산방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{-d^2N}{dx^2} = -\frac{V_0 - V_F(N)}{pD} + \frac{R(N)}{D}$$
(2-30)

$$(2-31) p = qd_5 \left\{ p(d_1 + d_2 + d_3 + d_4) + R_c \right\}$$

- 22 -

이다. 식 (2-30)의 초기조건은 x=0(ridge 중앙)에서 N=N<sub>0</sub>, dN/dx=0이며, N<sub>0</sub>는 ridge 중앙에서 캐리어 밀도를 나타낸다. B영역에서 전개한 방법과 동일하게 이 식의 좌변에 2(dY/dx)dx를 곱하고, 우변에 2(dY/dN)dN을 곱하여 정리하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{dN}{dx} = -f_u(N) = -\sqrt{\frac{2}{D}} \times \sqrt{\left(N_0 - N\right) \frac{V_0}{p}} + \int_{N_0}^N \left(R + \frac{V_F(N)}{p}\right) dN \quad (2-32)$$

$$f_{u}(\mathcal{M}) = \sqrt{\frac{2}{D}} \left\{ \mu(N_{0}) - \mu(\mathcal{M}) \right\}$$

$$(2-33)$$

$$(2-33)$$

$$(2-33)$$

$$(2-33)$$

$$\overline{\mathcal{M}}(\mathcal{M}) = \overline{\mathcal{M}}(\mathcal{M})\mathcal{N} - \mathcal{A}\frac{\mathcal{M}^{2}}{2} - \mathcal{B}\frac{\mathcal{M}^{3}}{3} - \mathcal{C}\frac{\mathcal{M}^{4}}{4}$$

$$\overline{\mathcal{M}}(\mathcal{M}) = \frac{1}{p} \left\{ V_{0} - \frac{2k_{B}T}{q} \left[ ln\left(\frac{\mathcal{M}}{N_{i}}\right) - 1 \right] \right\}$$

$$\mathcal{A} = \frac{1}{\tau_{nr}} + \frac{k_{B}T\mathcal{A}_{1}}{qp} \left( \frac{1}{N_{c}} + \frac{1}{N_{v}} \right)$$

이다. 식 (2-32)을 식 (2-29)처럼 적분형태로 바꾸면 다음과 같이된다.

$$x = \int_{N}^{N_0} \frac{dN}{f_u(N)}$$
(2-34)

식 (2-29)과 (2-35)은 임계치 부근에서 식 (2-19)을 다르게 표현한 것 이다. N<sub>0</sub>와 N<sub>e</sub>의 값들은 경계영역 x=±W/2에서 N과 dN/dx가 연속이라 는 조건을 사용하여 구할 수 있으며, 연속조건은 다음과 같이 주어진다.

$$\int_{N_e}^{N_0} \frac{dN}{f_u(N)} = \frac{W}{2}$$
(2-35)

- 23 -

식 (2-35)에서 N=N<sub>0</sub>일 때, f<sub>u</sub>(N)는 0이 되므로 이 식의 적분 문제를 풀 수가 없게 된다. 그러므로 다른 조건이 요구되는데, 경계면에서 전류 가 연속이라는 조건으로부터 다른 하나의 조건을 얻을 수 있다. 즉, 식 (2-20)을 각각의 영역에 대해 풀어 x=±W/2에서 J(x)를 서로 같게 놓으 면 캐리어 밀도의 초기값이 구해진다. 그 결과식은 다음과 같다.

$$\mathcal{J}(W|2) = \frac{2kT(d_3 + d_4)}{q^0} f_b(N_e) \left[ \left\{ \frac{2}{N} + A_1(1/N_c + 1/N_b) \right\} \frac{df_b(N_e)}{dN} - \frac{f_b(N_e)}{N_e^2} \right] \\ = \frac{V_0 - V_F(N_e)}{\rho(d_1 + d_2 + d_3 + d_4) + R_c}$$
(2-37)

식(2-36)와 식 (2-37)로부터 캐리어 밀도에 대한 초기값을 구하고, 이 값으로부터 식 (2-29)과 식 (2-34)를 풀면 활성층으로 주입되는 캐리어 의 분포를 얻을 수 있다. 이와 같이 계산한 결과를 <그림 2-6>에 나타 내었다. 여기서 계산에 사용된 각 파라메타의 값들을 <표 2-2>에 정리 하여 나타내었다.

<표 2-2>의 파라메타 값들은 활성층이 단일층인 1.3µm InGaAsP/InP 계 레이저의 값이지만, 이득계수 a, b를 제외한 나머지 값들은 이론해석 에 크게 영향을 미치지 않기 때문에 bulk형의 값을 그대로 사용하였다. 이론해석에 영향을 끼치는 a, b는 다음절에서 다루게될 측방향 도파모드 해석과 LD의 동작특성에 크게 영향을 미치는 값들이므로 1.3µm InGaAsP/InP MQW LD에 대한 값<sup>[50]</sup>으로 하였다. 그리고 나머지 값들은 이론적인 계산으로 구할 수 있는 값들로 여러 참고문헌<sup>[51]~[53]</sup>에 잘 나와 있으므로 구체적인 내용은 생략하였다.

다른 연구결과<sup>[54]~[56]</sup>들에 의하면 측방향 캐리어 분포가 Gaussian 혹은 Jacobian 타원형 분포를 가지고 있다. 그러나 <그림 2-6>은 ridge 폭이

- 24 -





<표 2-2> 1.3µm InGaAsP/InP계 레이저의 파라메타값<sup>[50],[57]</sup> <Table 2-2> Parameter of 1.3µm InGaAsP/InP laser

변수	변 수 명	값	변수	변 수 명	값
D	유효확산계수	10cm <sup>2</sup> /s	L	공진기의길이	300 <i>µ</i> m
В	자연(이분자)재결합계수	1×10 <sup>-10</sup> cm <sup>3</sup> /s	$V_o$	접촉전압	0.88V
С	Auger재결합계수	3×10 <sup>-29</sup> cm <sup>3</sup> /s	$k_B T/q$	열전압	0.0258V
$ au_{nr}$	전자의비발광수명	10ns	Ni	활성층의진성캐리어농도	$1.8 \times 10^{10} \mathrm{cm}^{-3}$
$R_c$	접촉고유저항	$1 \times 10^{-5} \Omega$ -cm <sup>2</sup>	N <sub>c</sub>	전도대의 상태밀도	$3.3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$
			$N_v$	가전자대의 상태일도	8.4×10 <sup>10</sup> cm <sup>3</sup>
ρ	p층의저항	0.2Ω−cm	$A_1$	숙퇴된반노체레이저의 Fermi-Dirac보정계수	$1/\sqrt{8}$
a <sub>c</sub>	클래드층의흡수계수	30cm <sup>-1</sup>	а	이득계수	$3.5 \times 10^{-16} \text{cm}^2$
a <sub>íc</sub>	자유캐리어의흡수계수	$5 \times 10^{-18} \text{cm}^3$	b	투명이득계수	400cm <sup>-1</sup>

그 이유는 캐리어의 확산이 ridge층 중앙부분 보다는 가장자리 부분에서 많이 일어나고 또한 중앙부분은 계속되는 캐리어의 공급으로 캐리어 확 산에 의해서 빠져나간 캐리어 양만큼 채워주게 된다. 따라서 캐리어 분 포는 ridge층 중앙 부분은 거의 일정한 분포를 하게되며 단지 ridge층 가장자리만 Gaussian 혹은 Jacobian 타원형 분포를 가지게 된다.

<그림 2-6>의 결과로 비추어 보아 식 (2-19)를 해석할 때, ridge 폭이 2µm보다 작은 경우에 캐리어의 분포를 Gaussian 혹은 Jacobian 타원형 분포로 가정하여도 무방하지만, ridge폭이 2µm보다 큰 경우에는 이와 같 은 가정이 맞지 않음을 알 수 있다.

횡모드 해석으로부터 얻어진 등가굴절률  $n_{eq}$ , 캐리어 분포를 사용하여 측방향에서 활성층의 굴절률 변화를 식 (2-5)과 식 (2-6)으로부터 구하 면 측모드를 해석할 수 있다.

먼저 식 (2-3)을 다시 표현하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

- 26 -

$$\frac{\partial^2 E_{\nu}(x)}{\partial x^2} - \mathbf{v}^2 E_{\nu}(x) = 0$$
(2-38)

$$\mathfrak{A}^{\gamma} \mathfrak{A}, \qquad \mathfrak{g}^2 = - \, \mathfrak{k}_o^2 \left( \begin{array}{c} \overline{n}_r^2 + j \, \overline{n}_i^2 \right) \tag{2-39}$$

$$\overline{n}_{r} = \sqrt{\left( n_{eq}^{2}(x) - \frac{n_{5}}{k_{o}} \Gamma_{T} a^{\alpha} \right) - \overline{n}^{2}}$$

$$(2-40)$$

$$\overline{n}_{i} = -\frac{\Gamma_{T}}{k_{o}} \left[ n_{5} \left\{ (aN - b) - a_{jc}N \right\} - \frac{1 - \Gamma_{T}}{\Gamma_{T}} n_{3}a_{c} \right]$$
(2-41)

이다. 그리고 식 (2-40)과 (2-41)는 각각 활성층에서 주입캐리어에 의한 굴절률의 변화로서 실수부의 변화 및 허수부의 변화를 나타낸다.

식 (2-38)을 해석하기 위해서 먼저 굴절률 분포를 알아야 하는데, 그 분포를 <그림 2-7>에 나타내었다. 이 그림은 <표 2-2>의 값과 식 (2-6)으로부터 얻어진 주입캐리어에 의한 굴절률 변화를 식 (2-5)에 대 입하여 계산한 결과를 나타낸 것으로 이 때, 식 (2-5)와 식 (2-18)에서 정 의되는 측방향 유효굴절률차  $\Delta n_L$ 값은 10×10<sup>-3</sup>로 하였으며, 활성층과 클래 드층 구조는 <그림 2-5>의 경우[ $d_4$ = $d_6$  (waveguide layer)=0.1 $\mu$ m,  $d_5$ (active layer)=0.1 $\mu$ m]로 하여 계산을 하였다.

식 (2-38)~식(2-41)에서 알 수 있듯이 이 식을 해석적으로 풀기란 매 우 힘든 일이다. 왜냐하면 복소 전파정수 x은 캐리어 분포에 따라 비선 형적으로 변화하기 때문이다. 따라서 굴절률 분포 형태를 <그림 2-8>처 럼 미소구간으로 나누어 해석하여 보았다. 이 미소구간 내에서 굴절률 분포가 일정하다고 가정하면 식 (2-38)을 해석적으로 풀 수 있다. <그림 2-8>처럼 굴절률 분포가 주어지면 식 (2-38)과 식 (2-39)는 다음 과 같은 형태로 나타낼 수 있다.

- 27 -



<그림 2-7> 활성층의 굴절률 분포 <Fig. 2-7> Refractive index distribution of active layer

$$\frac{\partial^2 E_{yi}}{\partial x^2} - \aleph_i^2 E_{yi} = 0$$
(2-42)

와 같이 표현 할 수 있다. 여기서 α,는 측방향 감쇄정수, β,는 측방향 전파정수이다. 그리고 *i*는 그림 2.8에서 나타낸 바와 같이 미소구간의 번 호를 나타낸다. 식 (2-42)과 식 (2-43)에서 각각의 미소구간에 대해서 복 소전파정수 *x*,가 임의의 상수값을 가지므로 이 식은 쉽게 풀어진다. 이 식의 해는 다음과 같은 파동함수로 주어진다.

$$E_{i} = A_{i}e^{\pm r_{i}x_{i}} = A_{i}\left(\cos\beta_{i}x_{i}\pm j\sin\beta_{i}x_{i}\right)e^{-\alpha_{i}x_{i}}$$
(2-44)

여기서 *x<sub>i</sub>=i*∆*x*이며, ∆*x*는 미소구간의 폭이다. 한편, *x*=∞이면 *E<sub>i</sub>=*0이므 로 식 (2-42)의 최종 해는 다음과 같이 주어진다.



<그림 2-8> 굴절률 분포의 미소분할
<Fig. 2-8> Partition of refractive index distribution

$$E_{i} = A_{i} (\cos \beta_{i} x_{i} - j \sin \beta_{i} x_{i}) e^{-\alpha_{i} x_{i}}$$

$$(2-45)$$

여기서 각각의 분할구간의 경계면, 즉 x=i-1 에서  $\operatorname{Re}[E_{i-1}] = \operatorname{Re}[E_i]$  와  $\operatorname{Re}[dE_{i-1}/dx]=\operatorname{Re}[dE_i/dx]$ 가 연속이 되어야 하므로 다음과 같은 관계식이 얻어진다.

$$\mathfrak{a}_{i-1} + \beta_{i-1} \operatorname{tan}(\beta_{i-1} \chi_{i-1}) = \mathfrak{a}_i + \beta_i \operatorname{tan}(\beta_i \chi_i)$$
(2-46)

*i*를 2에서 ∞값을 식 (2-46)에 대입하여 정리하면 측방향에서의 고유치 방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\mathfrak{a}_{1} + \sum_{i=2}^{\infty} \beta_{i-1} \operatorname{tan}(\beta_{i-1} \chi_{i-1}) = \mathfrak{a}_{2} + \sum_{i=2}^{\infty} \beta_{i} \operatorname{tan}(\beta_{i} \chi_{i})$$
(2-47)

식 (2-39)~식(2-41)을 사용하여 식 (2-47)의 고유치 방정식을 풀면 두

- 29 -

께가  $d_5$ 이고 폭이 w인 직사각형도파로에 의해 유지되는 등가굴절률을 구할 수 있다. 이와 같이 구한 ridge 폭에 따른 등가굴절률( $\overline{n}$ ) 변화의 한 예를 <그림 2-9>에 나타내었다.

이 그림에서 선폭퍼짐계수 a값이 증가하면 등가굴절률이 감소함을 알 수 있는데 이는 선폭퍼짐계수 a값이 증가함에 따라 도파모드가 굴절률 이 작은 B영역으로 더 많이 퍼져나가기 때문에 등가굴절률이 감소하게 되는 것이다. 그리고 ridge 폭이 증가할수록 ridge에 가두어 지는 광의 양이 증가하기 때문에 굴절률이 높은 A영역에 많이 가두어지게 되어 등 가굴절률이 증가하게 된다. 따라서 이러한 결과는 광도파로에 관해 일반 적으로 잘 알려진 정성적인 해석 결과와 같기 때문에 본 논문의 해석 방 법에 문제가 없었음을 입증하고 있다.

이와 같이 얻어진 등가굴절률로부터 식 (2-45)의 계수  $A_i$ 의 관계식을 구할 수 있다. 계수  $A_i$ 와  $A_{i+1}$ 의 관계는 *i*번째와 *i*+1번째의 분할경계에서



<그림 2-9> Ridge 폭에 따른 등가굴절률의 변화 <Fig. 2-9> Variation of equivalent refractive index with ridge width

- 30 -

*Ei*와 *Ei*<sup>+1</sup>이 같다는 조건으로부터 구할 수 있으며, 그 관계식은 다음과 같다.

$$A_{i}\cos\beta_{i}x_{i}e^{-\alpha_{i}x_{i}} = A_{i+1}\cos\beta_{i+1}x_{i+1}e^{-\alpha_{i+1}x_{i+1}}$$
(2-48)

따라서 식 (2-48)을 정리하면

$$A_{i+1} = A_i \left( \frac{\cos \beta_i \chi_i}{\cos \beta_{i+1} \chi_{i+1}} \right) e^{-\alpha_i \chi_1 + \alpha_i \chi_{i+1}}$$
(2-49)

되며, 식 (2-49)를 식(2-45)에 대입하면 전계 분포식을 얻을 수 있다.

$$E_{i+1} = E_i \frac{\cos\beta_i x_i}{\cos\beta_{i+1} x_{i+1}} e^{-a_i \Delta x}$$
(2-50)

식 (2-50)으로부터 측방향에 대한 전계분포를 구하여 <그림 2-10>에 나타내었다. 이때, 선폭퍼짐계수 a를 각각 3, 4, 5로 하였다. 이 그림에 서 유효굴절률차에 의해서 ridge 층 내부(A영역)로 가두어지려고 하는 모드가 선폭퍼짐계수 a값이 증가할수록 ridge층 외부(B영역)로 보다 많 이 퍼져나가는 것을 알 수 있다. 이는 선폭퍼짐계수 a값이 증가하면 주 입된 캐리어에 의한 굴절률 변화가 커지게 된다. 따라서 도파모드의 defocusing 작용이 증가되어 도파모드를 ridge 층 외부로 더 많이 퍼지 도록 하기 때문이다.

마지막으로 측방향에 있어서 광가둠계수는 식 (2-45)와 (2-49)을 사용 하면 다음과 같이 된다.

$$\Gamma_{L} = \frac{\sum_{i=1}^{N} \Delta_{x} \times A_{i}^{2} \cos^{2}(\beta_{i} \Delta_{x}) e^{-2\alpha_{i} \Delta_{x}}}{\sum_{i=1}^{\infty} \Delta_{x} \times A_{i}^{2} \cos^{2}(\beta_{i} \Delta_{x}) e^{-2\alpha_{i} \Delta_{x}}}$$
(2-51)
직접 변조를 하거나 혹은 그 외의 다른 분야에 응용함에 있어서 레이 저가 측방향 단일모드로 동작하도록 설계하는 것은 아주 중요하다. 식 (2-46)에서 삼각함수의 주기성 때문에 수많은 해가 나타난다. 허용된 도 파로 모드의 수는 α<sub>i</sub>≤0인 경우 ridge 바깥쪽 영역에서 전계분포 *E*(*x*)가 식 (2-45)에 나타난 바와 같이 지수 함수적으로 증가하여 해가 발산되는 시점으로부터 결정될 수 있다. 따라서 차단조건은 α<sub>i</sub>=0에 의해서 결정되 며 식 (2-45)의 실수부의 cosβ<sub>i</sub> *x*에서 알 수 있듯이 ridge 가장자리에서

 $\beta_N W \leq p \pi$ 

(2-52)

일 때 나타난다. 단, *p*는 정수로서 1, 2, 3, …의 값을 가진다. 그리고 β<sub>V</sub> 은 ridge 경계면에서의 전파정수이다. 단일모드로 동작하기 위해서는 *p*=1이 되어야 하므로 단일모드 발진조건은 다음과 같이 주어지게 된다.





<Fig. 2-10> Electric field distribution with linewidth brodening

fator a

- 32 -

$$W \leq \frac{\pi}{\beta_N}$$

식 (2-53)의 관계를 이용하여 <그림 2-11>에 단일모드로 동작하기 위한 유효굴절률의 측방향차에 따른 ridge 폭의 최대값을 나타내었다. 이 그 림으로부터 유효굴절률의 측방향차가 크면 클수록 단일모드로 발진하기 위한 ridge 폭이 감소함을 알 수 있다.

그리고 선폭퍼짐계수 a값은 유효굴절률의 측방향차가 작을 경우에는 큰 영향을 미치나 유효굴절률의 측방향차가 큰 영역에서는 그 영향이 감 소함을 알 수 있다. <그림 2-11> 결과로부터 유효굴절률의 측방향차를 적절히 조절한다면 3µm의 ridge 폭을 가지며 단일모드로 동작하는 LD제 작이 가능함을 알 수 있다.



<그림 2-11> 측방향에서 단일모드로 발진하기 위한 ridge 폭의 최대값 <Fig. 2-11> Maximum ridge width of lateral single mode lasing with lateral effective refractive index step

- 33 -

## 2.5 측방향 유효굴절률차에 따른 동작특성

지금까지 계산 결과들은 RWG MQW LD가  $\Delta n_L$ 값에 따른 동작특성을 설명하는데 사용된다. 그러나 <표 2-2>에서 사용된 소자의 파라메타 값 에는 다소 불확실성이 존재하고, 또한 에피특성에 따라 이들 값들이 변 하기 때문에 동작특성을 정확하게 설명하기에는 다소 어려운 점이 있다. 그러나 앞에서도 설명했듯이 도파로 메카니즘 변화에 대한 정성적인 특 성은 LD 공진기 내부의 측모드에 의한 회절, focusing, 그리고 defocusing의 상호작용으로부터 기인하는 것이므로 이러한 현상과 관련 되지 않는 파라메타에 의해 동작특성이 크게 변하지 않을 것으로 생각된 다.

먼저 각각의 선폭퍼짐계수 α에 대해 측방향 유효굴절률차 Δn<sub>L</sub>에 따른 임계전류의 변화를 <그림 2-12>에 나타내었다. 이때, 임계전류의 식은 다음과 같다<sup>[58]</sup>.

$$I_{th} = \frac{qd_5 WL}{\tau_s} N_{th} \tag{2-54}$$

여기서, *t*,는 캐리어의 수명으로서 캐리어 밀도함수이며 다음과 같이 주어진다.

$$\tau_{s}(N) = \frac{1}{A_{nr} + BN + CN^{2}}$$
(2-55)

여기서,  $A_{nr}$ 은 비발광 재결합비로 1×10<sup>-8</sup>/s이다. 그리고  $N_{th}$ 는 임계캐리어 밀도로 다음과 같다.

$$N_{th} = N_{\rho} + \frac{1}{v_{g} a^{\tau} \rho^{\Gamma}}$$
(2-56)

- 34 -

Np는 분포반전이 일어나는 캐리어의 밀도로 1×10<sup>18</sup>/cm<sup>3</sup>, τ<sub>p</sub>는 광자의 수명으로 1.6ps, Γ는 직각 도파로에 의한 광가둠계수로 횡방향 및 측방향 광가둠계수의 곱이며 횡방향 광가둠계수는 식 (2-7)로부터, 측방향 광가 둠계수는 측방향 광분포 함수를 나타내는 식 (2-50)을 식 (2-7)에 대입 함으로써 얻을 수 있다. 그리고 Vg는 군속도로서 일반적으로 1.3~1.6µm 영역에서는 약 7.5×10<sup>9</sup>cm<sup>2</sup>/s의 값을 가진다.

<그림 2-12>에서 측방향 유효굴절률차가 작은 영역에서 임계전류의 변화가 급함을 알 수 있는데, 이는 굴절률 도파형에 의한 모드의 focusing과 주입된 캐리어에 의한 defocusing의 상호작용으로 일어나는 것으로 생각된다. 그리고  $\Delta n_L$ 이 증가함에 따라 임계전류값이 빠르게 감 소한다. 어느 임계값 이상에서 그 변화 폭이 완만하게 되는데, 이때 완만 하게 변하는 지점을 이득 도파형 동작에서 굴절률 도파형 동작으로 변환 되는 임계 유효굴절률차라고 하며, 이 임계값 이상에서는 순수한 굴절률



<그림 2-12> 측방향 유효굴절률차(Δn<sub>L</sub>)에 따른 임계전류의 변화 <Fig. 2-12> Variation of threshold current with lateral effective refractive index step

- 35 -

도파형로 동작하게 된다. 이 그림으로부터 임계값은 약 14×10<sup>-3</sup>정도이다. 그리고 선폭퍼짐계수 a값에 따라 이 임계값의 크기가 변하지만 그 변 화 폭이 그리 크지 않은 이유는 굴절률 도파형 영역에서 주입된 캐리어 에 의한 측모드의 defocusing 작용이 비교적 작기 때문이다.

<그림 2-13>에 ridge 폭이 각각 3µm, 5µm, 7µm, 9µm 일 때 ridge 폭에 대한 도파로의 동작특성 변화를 나타내었다. 그림에서 알 수 있듯이 RWG MQW LD가 굴절률 도파형 LD로 동작하기 위해서는  $\Delta n_L \simeq 0.014$ 이상이 되어야 한다. 이 그림과 Agrawal<sup>[59]</sup>등이 계산한 결과(활성층이 bulk, Δn<sub>L</sub>≃7×10<sup>-3</sup>)와 비교해 볼 때, Δn<sub>L</sub>의 임계값이 2배정도 차이를 보이고 있는데, 이는 MQW와 bulk의 이득계수 값의 차이 때문이라고 생각된다. 본 논문에서 사용한 MQW의 이득계수 값으로는 bulk의 이득 계수값보 다 약 2배 정도 큰 3.5×10<sup>-16</sup>을 사용하였다. 따라서 식 (2-6) 혹은 (2-39) 에서 측모드의 defocusing의 영향이 2배 정도 증가되었다는 사실을 추정 할 수가 있다. 그리고, Δn<sub>L</sub>에 따라 임계전류가 변하는 영역과 변하지 않 는 영역이 있음을 알 수 있다. 임계전류가 변하는 영역은 이득 도파형이 주된 영역이며, 변하지 않는 영역은 굴절률 도파형이 주된 영역이다. 이 득 도파형이 주된 영역에서 임계전류가 변하는 이유는 측모드의 defocusing 작용 때문이다. 측모드의 defocusing 작용은 ridge 폭이 좁아 집에 따라 증가하게 된다. 따라서 이러한 defocusing 작용에 의한 손실 을 극복할 수 있을 정도로 임계이득이 증가되어야 하므로 발진 임계전류 값은 ridge 폭 w의 감소에 따라 증가하게 된다. 또한, AlGaAs계 레이저 와 비교해 볼 때, InGaAsP계 레이저는 고주입 영역에서 Auger 재결합 이 증가하기 때문에 발진 임계전류가 더욱 증가한다<sup>[60][61]</sup>.

그리고 gain-guide와 굴절률 도파형이 동시에 작용하는 영역에서 focusing은 측모드를 수축시키며, 임계이득은 Δn<sub>L</sub>이 증가함에 따라 감소 하기 시작한다. 이득과 모드가 중첩되고 임계전류가 포화될 때, 이득 도파 형에서 굴절률 도파형로 바뀌게 된다.

- 36 -



<그림 2-13> 도파메카니즘 변화에 대한 ridge 폭의 의존도 <Fig. 2-13> Dependence of ridge width waveguide mechanism

그림에서 굴절률 도파형로 동작하기 위한  $\Delta n_L$  값을 ridge 폭에 따라 다르게 해야 하며, ridge 폭이 작을수록  $\Delta n_L$ 값을 크게, ridge 폭이 클수록 적게 해야 함을 알 수 있다. 그리고  $\Delta n_L \simeq 14 \times 10^{-3}$ 이상일 때, ridge 폭에 따른 임계전류 변화가 거의 일어나지 않음을 알 수 있는데, 소자 설계의 관점 에서 볼 경우  $\Delta n_L$ 의 값을 이 임계값( $14 \times 10^{-3}$ )이상으로 선택한다면, 굴절 률 도파형 LD로 동작하기 위한 ridge 폭의 의존도를 배제할 수 있음을 시사한다.

<그림 2-14>는 각각의  $\Delta n_L$ 의 변화에 대해서 ridge 폭에 따른 발진 임 계전류값의 변화를 나타내었다.  $\Delta n_L$ 값이 0.01, 0.015, 0.02, 그리고 0.03일 때, ridge 폭을 각각 약 5µm, 3~3.5µm, 2.5~3µm, 그리고 2µm로 한다면 임 계전류값이 최소가 됨을 알 수 있다. 한편,  $\Delta n_L$ 에 따른 최소 임계전류값 의 변화는  $\Delta n_L$ 이 증가함에 따라 감소함을 알 수 있다. 특히 임계굴절률 차 이하의 값에서 최소 임계전류값의 변화 폭이 비교적 큰 것은  $\Delta n_L$ 이

- 37 -

증가함에 따라 모드의 focusing 작용이 커져 광이 활성층으로 더 많이 간히기 때문이다.

그러나 임계굴절률차 이상에서 최소 임계전류값의 변화는 완만한데, 이는 임계굴절률차 이상에서 굴절률차가 증가하더라도 모드의 focusing 작용에 의해 활성층내로 가두어지는 광량이 크게 변하지 않기 때문이다.

이러한 사실들을 종합하여 볼 때, 효율적으로 동작하는 RWG MQW LD를 제작하기 위해서는 제작하고자 하는 ridge 폭에 따라 측방향 유효 굴절률차 Δn<sub>L</sub>의 임계값보다 약간 크게 되도록 upper clad층과 buffer층의 두께를 제어해야 하며, 임계전류값이 최소로 되면서 측방향에서 단일모 드로 동작하도록 ridge 폭을 설계해야 한다. 예를 들어, 측방향 유효굴절 률차가 0.01정도 되는 RWG MQW LD(well : 1.3μm InGaAsP, barrier : 1.1μm InGaAsP)를 제작하고자 하는 경우, <그림 2-5>에서 알 수 있듯이



<그림 2-14> Ridge 폭에 따른 임계전류의 변화 <Fig. 2-14> Variation of threshold current with ridge width

- 38 -

buffer layer(d<sub>3</sub>)의 두께가 0.15µm라고 하였을 때, upper cladding layer(d<sub>2</sub>)의 두께를 약 0.09µm로 한다면 이 값을 충분히 얻을 수 있음을 알 수 있다.

그리고 ridge 폭은 <그림 2-12>의 측방향에서의 단일모드 발진조건과 <그림 2-15>의 ridge 폭에 따른 임계전류값의 변화로부터 3µm보다 작게 설계하면 측방향에서 단일모드로 동작함과 동시에 고출력으로 동작하는 LD를 실현시킬 수 있다.

#### 2.6 결과 및 검토

본 연구에서는 저전류 및 고출력으로 동작하고, 측방향 유효굴절률차 를 성장층의 두께로 조절이 가능한 RWG LD를 제안하였다. 또한 RWG MQW LD를 제작하기 앞서 이론해석으로부터 RWG MQW LD의 도파 로 규격에 따른 측방향 유효굴절률차와 굴절률 도파형 LD로 동작하는 임계 유효굴절률차의 값, 그리고 이러한 굴절률차에 따른 측방향에서의 단일모드 발진조건과 임계전류를 최소로 하기 위한 ridge 폭을 구하여 도파로를 설계하였다. 이러한 과정을 통해 얻은 본 연구의 결과를 정리 해 보면 다음과 같다.

RWG MQW LD의 경우 측방향 유효굴절률차를 upper clad층과 buffer층의 두께로 적절히 조절할 수 있으므로 측방향에서 단일모드로 동작하며 저전류로 동작하는 고출력 LD를 제작할 수 있는 선택의 폭이 넓다는 이점이 있음을 알 수 있었다.

본 연구의 결과, ridge 영역의 캐리어 분포가 Gaussian 분포를 하거나 Jacobian 타원형 분포를 하고 있는 다른 연구결과들과 많이 다른 분포를 하고 있다. 다른 연구가 이와 같은 분포를 가지는 이유는 확산방정식 해 의 형태를 Gaussian 혹은 Jacobian 타원형 분포로 가정하여 풀었기 때문 이다. 그러나 ridge 영역에서 캐리어 분포는 ridge 폭이 2µm보다 좁은 경

- 39 -

우에는 다른 연구결과들처럼 Gaussian 혹은 Jacobian 타원형 분포를 가지 지만 ridge 폭이 2µm보다 클 경우에는 전혀 다른 분포를 하고 있다. 그 이유는 캐리어의 확산은 ridge층 중앙 부분보다는 가장자리 부분에서 집 중적으로 일어나고 또한, 중앙 부분은 계속되는 캐리어의 공급으로 캐리 어확산에 의해서 빠져나간 캐리어 양만큼 채워주기 때문이다.

따라서 캐리어 분포는 ridge층 중앙부분은 거의 일정한 분포를 하게 되며, 단지 ridge층 가장자리에서만 Gaussian 혹은 Jacobian 타원형 분 포를 가지게 된다. ridge 폭이 2µm보다 작은 경우에 캐리어의 분포를 Gaussian 혹은 Jacobian 타원형 분포로 가정하여도 무방하지만, ridge 폭 이 2µm보다 큰 경우에는 이와 같은 가정이 맞지 않음을 알 수 있었다.

그리고 측방향 유효굴절률차가 크면 클수록 단일모드로 발진하기 위한 ridge 폭이 감소함을 알 수 있다. 그리고 선폭퍼짐계수 a값은 측방향 유효굴절률차가 작을 경우에는 큰 영향을 미치나 측방향 유효굴절률차가 큰 영역에서는 그 영향이 감소함을 알 수 있다.

ridge 폭이 4μm인 경우 각각의 선폭퍼짐계수 α에 대해 측방향 유효굴 절률차 Δn<sub>L</sub>에 따른 임계전류의 변화를 계산한 결과 측방향 유효굴절률차 가 작은 영역에서 임계전류의 변화가 급준함을 알 수 있는데, 이는 굴절 률 도파모드에 의한 focusing과 주입된 캐리어에 의한 defocusing의 상 호작용으로 일어나는 것으로 생각된다.

그리고  $\Delta n_L$ 이 증가함에 따라 임계전류값이 빠르게 감소한다. 어느 임 계값 이상에서 그 변화 폭이 완만하게 되는데, 이때 완만하게 변하는 지 점을 이득 도파형 동작에서 굴절률 도파형 동작으로 변환되는 임계 유효 굴절률차라고 하며, 이 임계값 이상에서는 순수한 굴절률 도파형로 동작 하게 된다. 계산된 임계값은 약 14×10<sup>-3</sup>정도이다.

Δn<sub>L</sub>의 변화에 대해서 ridge 폭에 따른 발진 임계전류값의 변화를 계산 한 결과 Δn<sub>L</sub>값이 0.01, 0.015, 0.02, 그리고 0.03일 때, ridge 폭을 각각 약 5 μm, 3~3.5μm, 2.5~3μm, 그리고 2μm로 한다면 임계전류값이 최소로 됨을

- 40 -

알 수 있다. 한편, Δn<sub>L</sub>에 따른 최소 임계전류값의 변화는 Δn<sub>L</sub>이 증가함에 따라 감소함을 알 수 있다.

이러한 사실들을 종합하여 볼 때, 효율적으로 동작하는 RWG MQW LD를 제작하기 위해서는 제작하고자 하는 ridge 폭에 따라 측방향 유효 굴절률차  $\Delta n_L$ 의 임계값보다 약간 크게 되도록 upper clad층과 buffer층의 두께를 제어해야 하며, 임계전류값이 최소로 되면서 측방향에서 단일모 드로 동작하도록 ridge 폭을 설계해야 한다. 그리고 측방향 유효굴절률 차를 적절히 조절한다면 3µm의 ridge 폭을 가지며 단일모드로 동작하는 LD의 제작이 가능함을 알 수 있다.

# 제 3 장 RWG MQW LD의 제작 및 특성

## 3.1 RWG MQW LD의 제작

<그림 3-1>는 MQW DH Wafer 성장을 위한 온도 profile로서, 냉각 속도는 1℃/min으로 하였고, SCH 층은 1.1µm InGaAsP로 5초간 성장하 고, MQW는 1.1µm InGaAsP와 1.3µm InGaAsP를 각각 1초씩 4회 반복하 여 성장하였다.



<그림 3-1> MQW DH Wafer 성장을 위한 온도 profile <Fig. 3-1> Temperature profile for MQW DH Wafer growth

<그림 3-2>은 성장된 MQW DH wafer의 단면사진이다. 성장된 MQW 층의 전체두께가 약 1000Å이므로 하나의 QW층 두께는 300Å정도가 된 다. 그리고 1.1µm InGaAsP와 1.3µm InGaAsP층 두께비가 약 2:1이므로 well층인 1.3µm InGaAsP의 두께는 약 100Å, barrier층의 1.1µm InGaAsP 의 두께는 약 200Å 정도임을 알 수 있다. 성장된 MQW DH 웨이퍼를 사용하여 SiNx 절연막을 형성하고, photolithography 공정을 이용하여 ridge폭이 3µm가 되도록 에칭패턴을 형성한 후 화학적 에칭을 통하여

- 42 -

ridge를 형성하였다. 그리고 다시 SiNx 절연막을 형성하였다. 단면 SEM 사진은 <그림 3-3>과 같다. ridge폭이 3µm임을 알 수 있다. ridge 영역 에만 전류가 흐르도록 하기 위해 다시 photolithography 공정을 행한 후, 웨이퍼의 p측 전극을 증착시키고, 웨이퍼의 뒷면은 lapping과 polishing 한 후 n측 전극을 증착시켰다.

<그림 3-4>는 제작이 완료된 RWG MQW LD의 SEM 단면사진이다.











<그림 3-3> 에칭에 의한 ridge 형성 <Fig. 3-3> Ridge shape formation by etching



<그림 3-4> 제작된 RWG MQW LD의 단면사진 <Fig. 3-4> Cross section of fabricated RWG MQW LD

- 45 -

## 3.2 RWG MQW LD의 전기·광학적 특성

LD를 제작한 후 I-V 특성을 조사하여 전기적인 동작상태를 확인하고, 이어서 주입전류 대 광출력 특성(I-L; Injection current - Light output power)과 발진파장 특성을 측정하여 활성영역을 구성하고 있는 재료의 종류 및 굴절률, 모드의 양상, 그리고 발진파장의 온도 및 동작전류에 대 한 의존성 등을 조사하였다. 그리고 범의 방사형태(FFP; Far-Field-Pattern)을 측정하여 제작된 소자의 전계분포 특성을 측정하였다.

LD의 I-L특성 측정에서는 활성층에서 발생하는 Joule 열의 영향을 배 제하기 위하여 펄스 주기 1ms, 펄스 폭 10µs인 전류펄스로 LD를 구동시 켰다.



<Fig. 3-5> The schemetic diagram of I-L characteristics and spectrum measurement

- 46 -

<그림 3-5>은 I-L 및 스펙트럼을 측정하기 위한 장치도이다. 그림에 서 40오은 임피던스 정합을 위하여 사용된 저항이며, 1오은 전류의 모니터 링을 위하여 직렬로 삽입하였다. 또한 온도특성을 측정하기 위하여 열전 소자와 열전소자의 온도를 제어하는 온도제어장치를 이용하였다.

I-L특성 측정에 사용된 수광소자로는 Ge-APD(직경 80mm)를 사용되었 으며, Optical Power meter(Anritsu, ML9001)를 사용하여 보정하였다. 발진파장을 측정하기 위하여 사용한 분광기는 Jarrell-Ash MonoSpec27 로서 회절자 1mm당 600 grooves이고, 600mm에서 2.0µm까지의 측정영역을 가지며, 반사경에서 출사슬릿까지의 초점거리는 275mm, 분산은 6nm/mm이 다. 출사슬릿 폭에 대한 분해능은 출사슬릿 폭과 분산의 곱으로 폭 25µm 인 슬릿을 사용하면 약 1.5Å 정도의 분해능을 얻을 수 있다.

<그림 3-6>는 본 연구에서 제작된 LD의 전기적 특성을 대표하는 I-V 특성을 나타내었다.



<그림 3-6> 제작된 MQW RWG LD의 I-V 특성 <Fig. 3-6> I-V characteristics of fabricated MQW RWG LD

- 47 -

그림에서 알 수 있듯이 순방향 임계전압이 0.85V였고, 역방향으로는 -12V까지 항복전압이 나타나지 않았다. 그리고 직렬저항이 2요으로 나타 났다. 이는 일반적인 1.3µm InGaAsP/InP LD가 가지는 일반적인 I-V특 성과 거의 같음을 확인하였다.

이어서, LD의 I-L특성을 측정하였는데 I-L특성으로부터 얻어 낼 수 있는 정보들로는 임계전류 *I*th 및 *I*th의 온도의존성, 외부양자효율 (external differential quantum efficiency)n<sub>d</sub>, 내부손실(internal loss)a *int*, 내부양자효율(internal quantum efficiency)n<sub>t</sub>등이 있다.

Ith의 온도의존성은 LD를 통신시스템에 적용할 때 중요한 파라메타로 서 이득계수 β의 온도의존성<sup>[63]</sup>이나 누설전류의 온도의존성 때문에 온 도에 따라 크게 변화하게 된다.

이러한 *I*th의 온도의존성은 캐리어의 비발광 재결합, 이종접합계면에서 의 캐리어 재결합이나 활성층에서의 Auger 재결합 등 여러 가지 원인으 로 분석되고 있으며<sup>[64]~[68]</sup>, 이와 같은 현상을 조합하여 나타낸 것이 Pankov에 의해 정의된 다음의 식이다<sup>[69]</sup>.

$$I_{th} = I_0 e^{\frac{-T}{T_0}}$$
(3-1)

여기서 *I*<sub>o</sub>는 비례상수이며, *T*<sub>o</sub>는 LD의 특성온도로서 이 값이 클수록 온도 변화에 따라 민감하게 반응하지 않으므로 좋은 특성을 나타내는 것 이다. AlGaAs/GaAs계 LD인 경우 특성온도 *T*<sub>o</sub>가 120~160K<sup>[70],[71]</sup>이고, InGaAsP/InP계 LD인 경우는 50~77K<sup>[72]~[75]</sup>정도로 알려져 있다.

이와 같은 I<sub>th</sub>의 온도의존성은 통신시스템에 적용할 경우 레이저 동작 의 불안정과 고온 동작여부를 결정하는 중요한 변수이기 때문에 LD 특 성조사에 중요한 부분이라 할 수 있다.

<그림 3-7>은 공진기의 길이가 300µm인 경우, 온도에 따른 전류 대

- 48 -

광출력 특성을 나타내었다. 25℃에서 임계전류는 17mA로 측정되었고, slop efficiency는 0.23mW/mA이었다. 임계전류가 제2장의 <그림 2-14>와 는 3mA정도의 차이를 보이는데, 여기서 제작된 소자는 광출력을 높이기 위해 AR (Anti-reflective) Coating을 하였는데, <그림 2-14>의 결과는 이를 고려치 않은것에 기인한 것으로 생각된다. <그림 3-8>는 온도에 따른 임계전류의 변화를 나타낸 그래프이다. 한편 식 (3-1)로 기술되는 Ith로 부터 특성온도를 구할 수 있으며, <그림 3-8>에서 보는바와 같이 특성온도 To는 42K인 것으로 나타났다.





<Fig. 3-7> Characteristics of injection current versus optical power with temperature

- 49 -



<그림 3-8> 온도에 따른 임계전류의 변화와 특성온도
<Fig. 3-8> Variation of threshold current with temperature and characteristic temperature

발진파장 및 파장의 온도의존성은 통신시스템 설계의 참고가 되는 LD의 중요한 규격 요소이다.

<그림 3-9>은 제작된 RWG MQW LD의 I-L특성 및 주입전류에 따 른 스펙트럼 특성을 측정한 그래프이다. 그림에서 ①은 임계전류 이하인 15mA에서 측정한 것으로 발진하기 이전에 자연방출에 의한 출력임을 알 수 있다. 스펙트럼 영역은 1250nm~1350nm으로 넓게 나타났다. ②은 발진 이후의 스펙트럼 형태를 나타내고, ③, ④, ⑤은 주입전류가 각각 1.5*I*th, 2*I*th, 2.5*I*th일때의 스펙트럼 형태를 타나낸다. 전체적인 스펙트럼을 볼 때 주입 전류가 증가할수록 이득대역이 넓어지고, 이득 최대값을 가지는 파 장의 이동으로 인해 발진모드가 증가하는 것을 알 수 있다. 그리고 주입 전류의 증가에 의하여 밴드갭 에너지가 감소하여 장파장쪽으로 이득이

- 50 -



<그림 3-9> RWG MQW LD의 I-L특성 및 주입전류에 따른 스펙트럼 특성 <Fig. 3-9> Charateristics of I-L and spectrum characteristics with injection current of RWG MQW LD

이동 하는 것을 볼 수 있다.

<그림 3-10>은 RWG MQW LD의 온도에 따른 스펙트럼 변화를 나 타낸 것으로, 주입전류는 60mA이며, 주입전류에 기인한 주울 열의 영향을 줄이기 위하여 1% duty cycle로 측정하였다. InGaAsP/InP DH 레이저의 경우, 온도변화에 의한 굴절률의 변화에 따른 발진파장의 온도 변화는 약 1Å/℃이며<sup>[76]</sup>, 밴드갭 에너지가 온도에 따라 변화하기 때문에 생기는 발진파장의 온도의존성은 약 5~9Å/℃<sup>[77]</sup> 정도로 알려져 있다. 측정결과 그림에서 보는 바와 같이 온도가 증가함에 따라 발진모드의 스펙트럼 분 포가 장파장 쪽으로 이동함을 알 수 있다. 이것은 온도가 증가할수록 밴 드갭 에너지가 감소하고 이러한 이유로 장파장 쪽으로 이득이 이동하는 것을 알 수 있다. 파장의 온도의존성은 5.8Å/℃로 InGaAsP/InP DH 레 이저의 일반적인 특성을 나타났다.

- 51 -



<그림 3-10> RWG MQW LD의 온도에 따른 스펙트럼 특성 <Fig. 3-10> The spectrum characteristics with temperature of RWG

#### MQW LD

도파관의 출력단으로부터 떨어진 면에서의 전계 분포를 Far Field Pattern이라 하며(본 논문에서는 17㎜의 간격을 두고 측정), 도파관의 출력단에서의 전계 분포를 나타내는 Near Field Pattern의 퓨리에 변환 에 의하여 얻을 수 있다. 실험적인 관점에서는 주로 LD의 광의 복사 패 턴의 특성을 측정하는 것이 된다. LD의 복사 패턴인 FFP의 특성은 LD 의 횡모드와 측모드에 관련되며, 특히 복사각도는 아주 중요한 파라메타 로 광섬유 도파관이나 기타의 광학적인 부분들과 같은 외부 광도파로와 LD 사이의 광결합 효율과 관계된다. 따라서 결합효율을 높이기 위해서 는 단일모드로 동작해야 하며, 이를 확인하기 위하여 제작된 RWG MQW LD의 FFP를 측정하여 <그림 3-11>에 나타내었다. 단일모드로 동작함을 알 수 있었고, 수직방향으로는 36.5°, 수평방향으로는 17°의 방사각을 보였다.

- 52 -



(a)수평방향 Far Field Pattern (a) Horizontal direction Far Field Pattern





- 53 -

본 장에서는 제2장에서 설계된 값을 바탕으로 수직형 LPE장치로 MQW웨이퍼를 성장하고, 이를 에칭하여 ridge를 형성하고 전극을 증착 하여 소자를 제작하였다. 그리고 <그림 3-5>에 나타낸 측정장치를 이용 하여 제작된 소자의 특성을 평가하였다. 측정의 결과를 시뮬레이션의 결 과 및 이론치와 같은 구조의 다른 논문의 결과<sup>[78]~[80]</sup>와 비교하여 <표 3-1>에 나타내었다.

구	분	시뮬레이션 결과 및 이론치	측 정	다른 논문 [78]~[80]
전기적 특성	순방향 임계전압	-	0.85V	-
	역방향 항복전압	-	-12V이상	-
광학적 특성	임계전류	<b>20</b> mA	17mA	$18{\sim}20$ mA
	기울기 효율	-	0.23W/A	0.12~0.23W/A
	특성온도 (T。)	50~77K	42K	59K
스펙트럼 특성	온도에 따른 파장 변화율	5~9Å/℃	5.8Å/℃	-
Far Field Pattern 특성	접합면에 수평방향	단일모드동작	단일모드 동작 (17°)	
(단일도드 동작여두 및 방사각)	접합면에 수직방향	단일모드동작	단일모드 동작 (36.5°)	

<표 3-1> RWG MQW LD의 측정결과 <Table 3-1> Result of the measured RWG MQW LD

< 표 3-1>에서 시뮬레이션 및 이론치와 측정결과와 다른 논문의 결과 를 비교해 본 결과 제작된 소자 경우 특성온도값이 조금 떨어지나 나머 지 값들은 우수함을 알 수 있다.

- 54 -

# 제 4 장 결론

본 논문에서는 InGaAsP/InP 계의 RWG-MQW LD의 최적화 구조설 계 및 제작을 위해 도파로의 두께 및 굴절률에 따른 측방향 유효굴절률 차와 굴절률 도파형 LD로 동작하는 임계 유효굴절률차의 값, 그리고 이 러한 측방향 유효굴절률차에 따른 측방향에서의 단일모드 발진조건과 임 계전류를 최소화 하기 위한 ridge 폭을 구하여 도파로를 설계하였다. 이 를 토대로 RWG MQW LD를 제작하여 그 특성을 측정하였다.

도파로 각층의 두께에 따라 측방향 유효굴절률차를 조절할 수 있고, 이 값에 따라 ridge 폭을 조절하여 굴절률 도파형 LD로 동작하며, 단일 모드로 발진하는 LD의 제작이 가능함을 알 수 있었다. 이때의 측방향 임계 유효굴절률차의 값은 활성층이 bulk일때의 값보다 약 2배 정도 큰 값인 14×10<sup>-3</sup>이었고, 이 값은 ridge 폭에 민감하게 변하지 않았다. ridge 의 폭은 약 3µm일 때 굴절률 도파형로 동작함을 알 수 있었다. 따라서 이 두 결과를 토대로 측방향 유효굴절률차가 약 14×10<sup>-3</sup>, ridge의 폭이 약 3µm정도이면 굴절률 도파형로 동작하여 단일모드 발진을 얻을 수 있 고, 최소의 임계전류 값을 얻을 수 있다.

최적화된 설계값을 토대로 수평형 LPE 장비를 이용하여 MQW DH 웨이퍼를 성장하고, photolithography와 화학적 에칭공정을 통하여 ridge 를 형성하고, 전극을 증착하여 RWG MQW LD를 제작하였다. 제작된 소자의 특성을 측정하여 시뮬레이션 한 값과 다른 논문의 결과와 비교하 였다.

이와같이 설계 제작된 RWG MQW LD를 통하여 얻어진 결과를 요약 하면 다음과 같다.

 RWG LD는 d<sub>2</sub>, d<sub>3</sub> 즉 upper cladding층과 buffer층의 두께를 조절하 여 측방향 유효굴절률차(Δn<sub>L</sub>)를 조절하여 측방향에서 단일모드로 동 작하며 저전류 및 고출력으로 동작하는 제어의 폭이 넓은 LD를 제

- 55 -

작할 수 있음을 확인하였다.

- 측방향 유효굴절률차(△n<sub>L</sub>)가 커짐에 따라 Ridge의 폭이 작더라도 단 일모드 동작이 가능함을 확인하였다.
- 선폭퍼짐계수 a의 값은 측방향 유효굴절률차가 작은 범위에서는 큰 영향을 미치나, 측방향 유효굴절률차가 커짐에 따라 그 영향이 감소 함을 확인하였다.
- 4. 설계를 통해 측방향 유효굴절률차가 14×10<sup>-3</sup>인 경우 ridge의 폭이 3 µm이면 단일모드로 동작하고, 임계전류가 가장 낮은 LD의 제작이 가능함을 확인하였다.
- 5. 제작된 RWG-MQW LD를 측정한 결과 임계전류 17mA, 기울기 효 율 0.23mW/mA, 특성 온도 42K, 온도에 따른 파장변화율 5.8Å, Far Field Pattern(수평×수직) 17°×36.5°의 데이터를 얻었고, 단일모드로 발진함을 알 수 있었다. 측정의 결과를 이론치와 수치해석의 결과와 비교해 볼 때 임계전류가 약 3mA 정도 차이가 나는데 이는 제작된 소자의 AR/HR Coating을 고려하지 않았기 때문이라 생각된다. 본 결과를 다른 논문에서 발표된 같은 구조의 RWG LD와 특성과 비 교해 볼 때 온도특성은 다른 논문의 결과에 비해 조금 떨어지나 임 계전류는 우수하였고, 광출력 역시 높은 것을 알 수 있었다.

이러한 결과들을 통해 설계에 따라 제작된 RWG MQW LD가 저 전류, 고출력 및 단일모드로 동작함을 확인하였다.

# 참고문헌

- M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns et al. "Stimulatied emission of radiation from GaAs p-n junction," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 1, p. 62, 1962.1
- [2] M. uist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, et al. "Semiconductor maser of GaAs," Appl. Phys. Lett., Vol. 1, p. 91, 1962.
- [3] R. N. Hall, G. H. fenner, J. D. Kingsley, et al. "Coherent light emission from GaAsjunction," *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 9, p. 336, 1962.
- [4] I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy and A. Sumski, "Junction lasers Which operate continuously at room temperature," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 17, pp. 109~111, 1970
- [5] http://www.mic.go.kr, "초고속정보통신망 고도화 계획" 2001. 6.
- [6] Govind. P. Agrawal and Niloy K. Dutta, Long-Wavelength Semicinduntor lasers, New York : Van Nostrand Reinhold Company, 1996
- [7] G. H. B. Thompson, Physics of Semiconductor Laser Devices, New York : Wiley, ch. 6, 1980.
- [8] T. P. Lee, C. A. Burrus, B. I. Miller and R. A. Logan, "AlxGa1-xAs double heterostructure rib waveguide injection laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 11, pp. 432~435, 1975.
- [9] H. Kawaguchi and T. Kawakami, "Transverse mode control in an injection laser by a stripe loaded waveguide," *IEEE J. Quantum electron.*, vol. 13, pp. 556~559, 1977.
- [10] K. Aiki, M. Nakumara, T. Kuroda and J. Umeda, "Channeled substrated planar structure (AlGa)As injection lasers," Appl.

*Phys. Lett.*, vol. 30, pp. 649~651, 1977.

- [11] M. C. Amann, "New stripe-geometry laser with simplified fabrication process," *Electron. Lett.*, vol. 15, pp. 441~442, 1979.
- [12] I. P. Kaminow, R. E. Nahory, M. A. Pollack, L. W. Stulz and J. C. Dewinter, "Single-mode CW ridge-waveguide laser emitting at 1.55µm," *Electron. Lett.*, vol. 15, pp. 763~765, 1979.
- [13] I. P. Kaminow, R. E. Nahory, L. W. Stulz and J. C. Dewinter, "Performance of an improved InGaAsP ridge waveguide laser at 1.3μm," *Electron. Lett.*, vol. 17, pp. 318~320, 1981.
- [14] M. Aoki, M.Komori, T. Tsuchiya, H. Sato, K. Uomi and T. Ohtoshi, "High performance InGaAsP/InP strained-layer MQW lasers with reversed-mesa ridge waveguide structures." *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 12, pp. 973~975, 1995.
- [15] K.-Y. Liou, W. T. Tsang, F. S. Choa, E. C. Burrows, G. Raybon and C. A. Burrus, "Low-threshold and high-temperature operation of 1.55µm self-aligned ridge-waveguide multiple-quantum-well lasers grown by chemical-beam epitaxy," *Appl. Phys. lett.*, vol. 59, no. 26, pp. 3381~3383, 1991.
- [16] T. P. Lee, "Recent advances in long-wavelength semiconductor lasers for optical fiber cummunication," *Proceedings of the IEEE* vol. 79, 79, No. 3, pp. 253–276, March 1991.
- [17] H. Kawaguchi and T. Kawakami, "Transverse-mode control in an injunction laser by a strip loaded waveguide," *IEEE J. Quantum Electron*, vol. QE-13, pp. 192-196, Aug. 1977.
- [18] J. K. Butler, "Theory of transverse cavity mode selection in homojuction and hetrojunction semiconductor laser," J. Appl. phys., vol. 42, pp. 4447~4457, 1971.
- [19] R. A. Sammut and I. M. Skinner, "Effective index models for

MQW waveguides," Optics Comm., vol. 76, pp. 213~216, 1990.

- [20] J. R. Schrieffer, "Effective carrier mobility in surface-space charg layers," Phy. Rev., Vol. 97, pp. 641~646, 1995
- [21] C. F. Lin, "Superluminescent Diodes with Angled Facet Etched by Chemically assisted Ion Beam Etching," *Electron. Lett.*, Vol. 27, pp. 968~970, 1991.
- [22] I. P. Kaminow, G. Eisenstein, and L. W. Stulz, "Measurement of the Reflectivity of an Antireflection Coating on a Superluminescent Diode," *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, pp. 493~495, 1983.
- [23] N. S. K. Kwong, K. Y. Lay, N. Bar-Chaim, I. Ury, and K. J. Lee, "High Efficiency Window Power, High Buried Superluminescent Heterostructure GaAsAl Diode with an Integrated Absorber," Appl. Phys. Lett., Vol. 51, pp. 1879~1881, 1987.
- [24] K. Tateoka, H. Naito, M. Yuri, M. Kume, K. Hamada, H. Shimizu, M. Kazumura, and I. Teramoto, "A High-Power GaAlAs Superluminescent Diode with an Antireflective Window Structure," *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-27, No. 6, pp. 156 8~1773, 1991.
- [25] T. P. Lee, C. A. Burrus, and B. I. Miller, "A Stripe-Geometry Double-Heterostructure Amplified Spontaneous-Emission (Superluminescent) Diode," *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, pp. 820~828, 1973.
- [26] H. Nagai, Y. Noguchi, and S. Sudo, "High-Power, High-Efficiency 1.3μm Superluminescent Diode with a Buried Bent Absorbing Guide Structure," Appl. Phys. Lett., Vol. 54, No. 18, pp. 1719~1721, January, 1989.
- [27] Norman S. K. Kwong and Nadav Bar-Chaim "High-Power 1.3 µm Superluminescent Diode," Appl. Phys. Lett., Vol. 54(4), 23, pp.

298~300 January, 1989.

- [28] O. Mikami, Y. Noguchi, H. Sasaka, K. Magari, and S. Kondo, "Emission Spectral Width Broadening for InGaAsP/InP Superluminescent Diodes," *IEE Proceeding-J.* vol. 138, No. 2, April, 1991.
- [29] X. Zeng, C. Liang, and Y. An, "Far-field Radiation of Planar Gaussian Source and Composition with Solutions Based on The Parabolic Approximation," *Applied Optics*, Vol. 36, No. 10, pp. 2042~2047, April, 1997.
- [30] K. Utaka, S. Akiba, K, Sakai and Y. Matsushima, "Effect of Mirror Facets on Lasing Characters of Distributed Feedback InGaAsP/InP Laser Diodes at 1.5µm Range," *IEEE. J. Quantum Electron.*, QE-20, pp. 236~245, 1984.
- [31] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, Long-Wavelength Semiconductor lasers, New York : Van Nostrand Reinhold Company, ch. 2, 1986.
- [32] M. Asada, "Theoretical linewidth enhancement factor α of GaInAsP/ InP lasers," Trans. IECE of Japan., vol. E-68, no. 8, pp. 518~520, 1985.
- [33] T. L. Koch and J. e. bowers, *Electron. Lett.*, vol. 20, p. 1038, 1984.
- [34] J. Buus, Electron. Lett., vol. 21, p. 129, 1983.
- [35] M. Osinski and J. Buss, Tech. Digest, 5th Int. Conf. Intergrat. Opt. Optical Fiber Communication, Venice Italy, p. 721, 1985.
- [36] C. H. Henry, IEEE J. Quantum Electron., vol. 19, p. 1102, 1983.
- [37] R. Schimpe and W. Harth, *Electron. Lett.*, vol. 19, p. 136, 1983.
- [38] Govind P. Agrawal, Semiconductor Lasers, AIP PRESS, ch. 6, 1994.
- [39] J. K. Butler, "Theory of transverse cavity mode selection in

- 60 -

homojuction and heterojunction semiconductor laser," J. Appl. Phys., vol. 42, pp. 4447~4457, 1971.

- [40] K. Utaka, Y. Suematsu, K. Kobayashi and H. Kawanishi "GaInAsP/ InP integrated twin-guide lasers with first-order distributed Bragg reflectors at 1.3μm wavelength," J. Appl. Phys., vol. 19, no. 2, pp. 137~140, 1980.
- [41] G. P. Agrawal, "Lateral analysis of quasi-index-guided injection lasers : transition from gain to index guiding," J. Lightwave Tech., vol. LT-2, pp. 537~543, 1983
- [42] 하홍춘, 오수환, 이석정, 박윤호, 오종환, 홍창희 "InGaAsP/InP RWG MQW LD의 최적 설계" 한국광학회지, 제 7 권 4호, pp. 37 5~385, 1996.
- [43] D. P. Wilt and A. Yariv, "A self-consistent static model of the double heterostructure," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-17, pp. 1941~1949, 1981.
- [44] W. B. Joyce, "Current-crowded carrier confinement in double-heterostructure lasers," J. Appl. Phys., vol. 51, pp. 239 4~2401, 1980.
- [45] W. B. Joyce, "Carrier transport in double-heterostructure active layers," J. Appl. Phys., vol. 53, pp. 7235~7239, 1982.
- [46] G. P. Agrawal, W. B. Joyce, R. W. Dixon and M. Lax, "Beam-propagation analysis of stripe-geometry semiconductor laser : Threshold behavior," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 43, pp. 11~ 13, 1983 and other reference cited therein.
- [47] A. Sugimura, "Band to band Auger recombination effect on InGaAsP laser threshold," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 17, pp. 627~635, 1986.
- [48] A. Haug, "Auger recombination in InGaAsP," Appl. Phys. Lett., vol. 42, pp. 512~514, 1983.
- [49] B. G. Streetman, Solid state electronic devices, Englewood Cliffs,

N. J. : Prentice Hall, 1990.

- [50] M. Asada, Y. Miyamoto and Y. Suematsu, "Gain and threshold of three- dimensional quantum-box lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 22, no. 9, pp. 1915~1921, 1986.
- [51] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, Solid State Physics, New York : Holt, Rinehart & Winston, 1976.
- [52] C. M. Wolfe, N. Holonyak and G. E. Stillman, Physical Properties of Semiconductor, Englewood Cliffs, N. J. : Prentice Hall, 1989.
- [53] Ben G. Streetman, Solid State Electronic Devices, Englewood Cliffs, N. J. : Prentice Hall, 1990.
- [54] G. P. Agrawal, "Fast-fourier-transform based beam-propagation model for stripe-geometry semiconductor lasers : Inclusion of axial effects," J. Appl. Phys., vol. 56, no. 11, pp. 3100~3109, 1984.
- [55] M. C. Amann and B. Stegmüller, "Threshold current analysis of InGaAsP-InP ridge-waveguide lasers," *IEE Proc.*, vol. 133, no.
   6, pp. 341~348, 1986.
- [56] M. Ueno, R. Lang, S. Matsumoto, H. Kawano, T. Furuse and Sakuma, "Optimum designs for InGaAsP/InP(λ=1.3μm) planoconvex waveguide lasers under lasing conditions," *IEE Proc.*, vol. 129, no. 6, pp. 218~228, 1982.
- [57] M. C. Amann and B. Stegmüller, "Threshold current analysis of InGaAsP -InP ridge-waveguide laser," *IEE Proc.*, vol. 133, no. 6, 1986.
- [58] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, Long-wavelength Semiconductor lasers, New York: Van Nostrand Reinhold Company, ch. 2, 1986.
- [59] G. P. Agrawal, "Lateral analysis of quasi-index-guided injection lasers : transition from gain to index guiding," J. Lightwave Tech., vol. LT-2, pp. 537~543, 1983.

- [60] K. Oe, S. Ando and K. Sugiyama, "GaInAsP/InP planar stripe lasers prepared by using SiO<sub>2</sub> film as a Zn diffusion mask," J. Appl. Phys., vol. 51, pp. 43~49, 1980.
- [61] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, "Effect of Auger recombination on the threshold characteristics of gain-guided InGaAsP lasers," *Electron. Lett.*, vol. 19, pp. 974~976, 1983.
- [62] W. Y. Lum and A. R. Clawson, "Thermal degradation of InP and its control in LPE growth", J. Appl. Phys., vol. 50, pp. 529 6~5301, 1979.
- [63] M. Yamada and H. Isliguro, "Gain calculation of undoped GaAs injection laser taking account of electric intra-band relaxation," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 20, pp. 1279~1288, 1981.
- [64] Y. Horikoshi and Y. Furukawa, "Temperature sensitive threshold current of InGaAsP-InP double hetrostructure lasers," Jpn. J. Appl. Phys., vol. 18, pp. 809~815, 1979.
- [65] M. Yano, H. Nishi and M. Takusagawa, "Influence of interfacial recombination on oscillation characteristics of InGaAsP/InP DH lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 16, pp. 661~667, 1980
- [66] A. Sugimura, "Band-to-band Auger recombination effect on InGaAsP laser threshold," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 17, pp.627~635, 1981.
- [67] M. Yano, H. Imai and M. Takusagawa, "Analysis of threshold temperature characteristics for InGaAsP/InP double heterojunction lasers," J. Appl. Phys., vol. 52, pp. 3172~3175, 1981.
- [68] A. sugimura, "Band-to-band Auger recombination in InGaAsP lasers," Appl. Phys. Lett., vol. 39, pp. 21~23, 1981.
- [69] J. I. Pankove, "Temperature dependence of emission efficiently and lasing threshold in laser diodes," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 4, pp. 119~122, 1968.
- [70] M. B. Panish, I. Hayashi and Sumski, "Double-heterostructure

injection laser with room-temperature threshold as low as 2300A/cm<sup>2</sup>," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 16, pp. 326~327, 1970.

- [71] I. Hayashi, M. B. Panish and F. K. Reinhert, "GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As double heterostructure injection lasers," *J. Appl. Phys.*, vol. 42, pp. 1929~1941, 1971.
- [72] M. Uueno, I. Sakuma, T. Furuse, Y. Matsumoto, H. Kawemo, Y. Ide and S. Matsumoto, "Transverse mode stabilized InGaAsP/InP(λ=1.3μm) plane-convex waveguide lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 17, pp. 1930~1940, 1981.
- [73] Y. Itaya, S. Arai, K. Kishino, M. Asada and Y. Suematsu, "1.6µm wavelength GaInAsP/InP laser prepared by two-phase solution technique," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 17, pp. 635~640, 1981.
- [74] H. C. Casey, Jr., "Temperature dependence of threshold current density in InP-Ga0.28In0.72As0.6P0.4(λ=1.3μm) double heterosturcture laser," J. Appl. Phys., vol. 57, pp. 1959~1964, 1984.
- [75] Y. Sasai, N. Hase, M. Ogura and T. Kajiwarw, "Fabrication and lasing characteristics of 1.3μm InGaAsP multiple quantum-well lasers," J. Appl. Phys., vol. 59(1), pp. 28~31, 1986.
- [76] K. Utaka, K. Kobayashi and Y. Suematsu "Lasing characteristics of 1.5~1.6µm GaInAsP/InP integrated twin-guide lasers with first-order distributed bragg reflectors with first-order distributed bragg reflectors," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 17, pp. 651~ 658, 1981.
- [77] T. Yamamoto, K. Sakai, S. Akiba and Y. Suematsu, "Fast pulse behavior of InGaAsP/InP double-heterostructure lasers emitting at 1.27μm," *Electron. Lett.*, vol. 13, pp. 142~143, 1977.
- [78] M. Davies, M. Dion, D. C. Houghton, J. Z. Sedivy and C. M. Vigneron, "LONG-WAVELENGTH HIGH-EFFICIENCY LOW-THRESHOLD InGaAsP/InP MQW LASERS WITH COMPRESSIVE

STRAIN" *Electronics Letters* 8th October 1992 vol. 28 No. 21 pp. 2004~2006

- [79] Gutierrez-Aitken, A.L. Yoon, H. Bhattacharya, P. "High-speed InP-based strained MQW ridge waveguide laser" Indium Phosphide and Related Materials, 1995. Conference Proceedings., Seventh International Conference on , 9-13 May 1995
- [80] Yoon, H. Gutierrrez-Aitken, A.L. Bhattacharya, P. Lourdudoss, S. "Design and characterization of 1.55µm InP-based MQW ridge and buried heterostructure lasers with low threshold currents and high modulation bandwidths" Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, 1995. 8th Annual Meeting Conference Proceedings, Volume 1., IEEE, Volume: 1, 30-31 Oct. 1995

# 감사의 글

부족하고 보잘것 없는 저를 지금까지 인도하신 하나님께 먼저 감사드 립니다. 낳아주시고 길러주신 부모님과 지금도 두손모아 손자 잘되기를 눈물흘려 기도하고 계실 할머님께 정말 감사드리며, 한편으로 죄송한 마 음을 전합니다.

감사의 글을 작성하고 있는 이 순간 많은 분들의 얼굴이 떠오릅니다. 투병 중에서도 저희 동기들을 불러 앉히시고, 학문적으로 그리고 살아가 는 방법에 있어서 많은 가르침을 주신 고 홍창희교수님의 얼굴이 가장 먼저 떠오릅니다. 지금은 찾아 뵐 수도 "감사합니다." 라는 말도 드릴 수 없다는 사실이 너무나도 안타깝습니다. 그리고 사모님!!! 진심으로 감사 드립니다. 건강하십시오.

교수님이 돌아가신 후 지도를 맡아주신 김기문 교수님, 논문의 심사를 맡주신 손경락교수님, 임재홍교수님 그리고, 학부시절부터 많은 가르침 을 주신 양규식교수님, 이상배교수님, 박동국교수님, 심준환교수님 그리 고 신라대학교 최영규 교수님께 진심으로 감사드립니다. 학부 4학년 2학 기, 광전자연구실에 들어왔다는 이유만으로 후배를 지켜봐 주시고 물심 양면으로, 학문적으로 지도를 아끼지 않으신 옵토\*온의 조호성박사님, 황상구박사님, 그리고 고 하홍춘 선배님, 광주과학기술원의 이석정박사 님, ETRI의 오수환박사님, 휴먼라이트의 박윤호박사님, 사라콤의 배정철 박사님, 이영섭박사님, 이채호선배님, 옵토웨이퍼텍의 김동욱선배님, 고 등광기술원의 김운섭선배님, 모수종선배님, KT의 김선근차장님, 산업기 술연구소의 전중성박사님 그리고, 실험실의 안세경선배님, 김정호선배님, 양승국선배님 정말 감사드립니다. 선배님들이 계시기에 부족하지만 지금 의 제가 있을수 있었습니다. 다시 한번 진심으로 머리 숙여 감사드립니 다.

같이 바다를 바라보았고, 많은 밤을 같이 보낸 동기들의 모습이 떠오

- 66 -

릅니다. 힘들 때마다 서로 위안이 되고 기댈 수 있었기에 실험실 생활이 힘들지만은 않았습니다. 최미숙, 조희제, 김동원, 유재환 이들의 이름과 같이 보냈던 시간들은 평생 잊혀지지 않을 것 갔습니다. 사랑하는 동기 들에게도 진심으로 감사드립니다. 한 명 한 명 이름을 나열하기에는 부 족한 지면을 안타까워하며, 어린 시절부터 사귐을 이어온 교회 선후배님 들, 동창들, 대학동기들에게도 쑥스러워서 표현하지 못했지만 진심으로 고맙다는 말을 하고싶습니다. 아둔한 탓에 이 순간 기억하지 못한 분들 에게도 죄송한 마음과 감사한 마음을 전합니다.

"중이 되려면 절 마당을 3년 동안 쓸어야 한다."던 홍창희교수님의 가르침을 기억하며 어디를 가던지 겸손한 마음으로 세상을 살아가려 합 니다. 이후에도 지켜봐 주시고 많은 조언들 부탁드립니다. 다시 한번 감 사드립니다.