

## 비대칭 다중 양자우물 레이저 다이오드에서 모드이득의 이론 및 실험적 분석

권오기<sup>†</sup> · 김강호 · 김현수 · 김종희 · 오광룡

한국전자통신연구원 반도체 · 원천기술연구소 광통신소자 연구부

Ⓣ 305-350 대전광역시 유성구 가정동 161번지

(2003년 2월 17일 받음, 2003년 5월 2일 수정본 받음)

InGaAsP/InP 비대칭 다중 양자우물 구조에서 모드 이득의 이론 및 실험적 해석을 통해 광대역 이득특성을 확인하였고, 여러가지 선폭증가 함수를 적용하여 비대칭 선폭증가 함수가 가장 실험치에 근접한 모델임을 확인하였다. 광대역 이득 대역폭을 얻기 위한 활성층 구조를 설계하여 RWG형 FP-LD를 제작하였고, 공진기 길이가 400 μm에서 발진개시 전류는 36 mA, 주입전류가 33 mA에서 -1 dB 이득폭은 45 nm, -3 dB 폭은 80 nm를 얻을 수 있었다.

주제어 : asymmetric multiple quantum well, modal gain, line broadening function, broad gain LD.

### I. 서 론

반도체 레이저 다이오드의 이득 스펙트럼 특성은 발진개시 전류, 발진파장, 이득 대역폭 등 소자의 동작특성을 최적화하는데 매우 중요한 정보를 지니고 있다.<sup>[1,2]</sup> 일반적으로 균일한 양자우물 구조는 벌크 구조에 비해 낮은 발진개시 전류, 높은 미분이득, 낮은 온도의존성 등의 우수한 동작특성을 나타내고 있으나, WDM(Wavelength Division Multiplex)용 파장가변 광원으로 활용 시에는 상대적으로 이득 대역폭이 좁은 문제점을 가지고 있다. 양자우물내 속박된 전자의 두번째 에너지 레벨에서 발진을 시키게 되면 이득 스펙트럼 폭을 넓힐 수 있겠지만,<sup>[1,2]</sup> InGaAs(P) 물질구조에서는 전도대의 밴드갭(ΔE<sub>c</sub>/ΔE<sub>v</sub>)이 0.4 이하로 낮기 때문에 전도대내 두번째 에너지 레벨까지 전자구속이 어렵고, 낮은 주입효율, 높은 발진개시전류, 이득포화 현상 등으로 인해 우수한 성능의 구조설계가 용이하지 않은 것으로 판단된다. 반면에, 양자우물 폭 또는 조성이 다른 비대칭 양자우물 구조의 경우에는 비교적 낮은 발진개시 전류와 넓은 이득특성에 의한 100 nm 이상의 파장가변 특성을 보이는 것으로 보고되고 있다.<sup>[3,4]</sup> 그러나, 이득 대역폭이 넓을수록 이득 값은 낮아져서 발진개시 전류는 높아지기 때문에 발진개시 전류와의 상관관계를 고려해서 적절한 이득대역폭을 갖는 에피층 설계가 필수적이다.

넓은 파장가변 특성을 갖는 에피층을 설계하기 위해서는 양자우물의 조성 및 폭에 따른 이득 스펙트럼 특성(이득 피크치, 피크파장, 대역폭)을 정확히 알아야 하며, 해석시 실험치에 근접한 이론모델의 사용이 특별히 요구된다. 따라서 본 논문에서는 양자우물내에서 이득치 및 대역폭을 결정짓는 요소가 밴드내 반송자 산란으로 인한 선폭증가 함수임을 착안하여, 먼저 기존에 보고된 선폭증가 함수에 대한 특성을 비교 하였고,

약 50 nm의 광대역 이득특성을 가지는 비대칭 양자우물 구조를 설계하여 RWG(Ridge Waveguide) FP-LD를 제작하였고, 측정된 이득스펙트럼을 바탕으로 모드이득의 각 선폭증가 함수에 대한 검증을 수행하였다.

한편, 외부공진기형 파장가변 광원으로 활용될 경우에는 공진기의 한 단면에 AR(Anti-Reflection) 코팅이 요구되는데, 코팅 전후의 레이저 다이오드의 특성 변화 및 실험적 결과는 논문 게재 예정이다.

본 논문의 II절에서는 양자우물 구조의 모드 이득에 대한 해석모델과 각 선폭증가 함수에 대한 이득특성을 검토하고, III절에서는 InGaAsP/InP 비대칭 양자우물의 에피층, 소자제작 및 이득측정에 대해 설명하겠다. IV절에서는 측정치에서 얻은 결과를 바탕으로 이론모델을 검증하고, V절에서는 비대칭 양자우물구조의 광대역 이득특성에 대해 분석하고, 마지막 절에는 결론을 맺고자 한다.

### II. 모드 이득의 이론적 해석

#### 2.1. 이득 해석 모델

반도체 레이저 내 활성영역의 광 이득은 밀도 행렬 이론<sup>[5]</sup>을 적용하여 다음과 같이 나타내어 진다.

$$g(\omega) = \frac{\omega \mu_0 c}{n_r} \sum_{j=1}^{l_c} \sum_{i=1}^{l_h + l_\infty} \int_0^\infty dk_i \rho_k |M_{cv}(E_{cj}, E_{vi})|^2 L(\eta\omega - E_{cj} + E_{vi})(f_c(E_{cj}) - f_v(E_{vi})) \quad (1)$$

여기서, ω는 광자의 각 주파수, μ<sub>0</sub>는 진공중의 투자율, c는 진공중의 빛의 속도, n<sub>r</sub>은 굴절율, η는 modified plank 상수이며, ρ<sub>k</sub>는 파수벡터 공간에서의 상태밀도 함수이다. 쌍극자 모멘트 M<sub>cv</sub>(E<sub>cj</sub>, E<sub>vi</sub>)와 페르미-디랙 분포함수 f<sub>c(v)</sub>(E<sub>cj(vi)</sub>)는 에너지 띠 구조로부터 얻어질 수 있는데, 본 논문에서는 전도대의

<sup>†</sup>E-mail: okkwon@etri.re.kr

에너지 띠는 포물선 형태로 가정했으며, 가전자대의 에너지 띠는 k-p 이론을 사용하여 띠 혼합을 고려하여 해석하였다.<sup>[6]</sup>  $L(\eta\omega - E_{cj} + E_{vi})$ 는 밴드내 반송자 산란으로 인한 선평증가 함수이고, 단위 시간당 전자(공)를 하나의 에너지 준위에서 관측할 확률을 나타내는 것으로서, 일반적으로 다른 전자(공) 혹은 포논 등과 충돌하여 관측할 확률이 시간에 따라 줄어들게 된다. 불확정성 관계에 의거해서 에너지 영역에서 얼마간의 폭을 갖게 되는데, 전자(공)를 발견할 확률이 시간에 따라 지수함수로 감쇄된다고 가정하면, 식 (2)와 같이 로렌찌안 형태의 선모양을 사용할 수 있다.<sup>[7,8]</sup>

$$L(\Delta E) = \frac{1}{\pi} \frac{\eta/\tau_{in}}{(\eta/\tau_{in})^2 + (\Delta E)^2} \quad (2)$$

여기서,  $\tau_{in}$ 은 intraband relaxation time이며, InGaAsP 물질인 경우 약 0.1 ps로 보고 되고 있다.<sup>[8]</sup> 그러나, 식 (2)의 로렌찌안 선모양을 사용할 경우 이득이 전체적으로 줄어들고, 실험치와 동일한 이득 피크치에서 이득 대역폭은 과장됨이 나타난다.<sup>[9]</sup>

M. Yamanish와 Yong Lee는 밴드내에서 전자의 상태가 초기(매우 짧은 시간)에는 가우시안 형태로 감쇄하다가 시간이 지날수록 지수 함수적으로 감쇄함을 제안했고,<sup>[10]</sup> 이후, S. R. Chinn, P. S. Zory, A. R Reisinger는 M. Yamanish와 Yong Lee의 해석결과에 식 (3)과 같은 맞춤함수를 적용하여 로렌찌안 선평증가 함수에 비해 좀 더 실험에 근접한 결과를 얻었다. 식 (3)의 선모양은 푸리에 변환을 통해 Non-Markoff 함수로 나타난다.<sup>[11]</sup>

$$\log_{10}(l[ps]) = 2 + 1.5 \log_{10} t - 0.5 \sqrt{(2 + \log_{10} t)^2 + 0.36} \quad (3)$$

M. Asada는 엄밀한 양자역학적 해석을 통해 밴드내 천이 중 낮은 에너지상태의 전자는 로렌찌안 선모양보다 더 빨리 감쇄되는 점을 이론적으로 확인하였고, 식 (4)와 같은 비대칭 선평증가 함수를 도입하였다.<sup>[12]</sup>

$$L(\Delta E) \approx \frac{\Gamma_v(E_v) f_v(\Delta E) f_v(0)}{(\Gamma_v(E_v) f_v(\Delta E) / f_v(0))^2 + (\Delta E)^2} \quad (4)$$

여기서,  $\Gamma_v(E_v)$ 는 가전자대의 energy broadening factor이다.

J. Minch, S. H. Park, T. Keating, S. L. Chuang은 가우시안 선평증가 함수를 바탕으로 Non-Markovian Relaxation을 고려한 D. Ahn의 모델<sup>[13]</sup>을 통해 실험치와 매우 근접한 결과를 얻었다.<sup>[14]</sup> 그러나, M. Asada 및 D. Ahn의 선평증가 함수 모델은 해석이 난해하고, 복잡해서 쉽게 적용할 수 없는 단점이 있다. 따라서 본 해석에서는 비교적 해석이 간단한 식 (3)의 Chinn's model을 바탕으로 스펙트럼상에서 식 (5)와 같이 함수맞춤을 통해 비대칭 선평증가 함수를 구현하였고, 각 선평증가 함수 모델 및 이득 스펙트럼에 미치는 영향은 다음절에서 설명하기로 한다.

$$\log_{10}(L(\Delta E)) = 1.2 \log_{10} L_{chinn}(\Delta E) + 0.2637 \quad \Delta E < 0 \quad (5a)$$

$$\log_{10}(L(\Delta E)) = 0.85 \log_{10} L_{chinn}(1.3 \Delta E) - 1.975 \quad \Delta E \geq 0 \quad (5b)$$

여기서  $L_{chinn}(\Delta E)$ 은 식 (3)에서  $l(t[ps])$ 의 Fourier 변환된 선평

함수이며, 각각의 계수는 양자우물 구조, 주입 전하량, 온도 등에 의해 조정될 수 있다.<sup>[12]</sup>

한편, 전체 모드이득  $\Gamma g(\eta\omega, N)$ 은 식 (6)과 같이 각 양자우물에서의 모드이득  $\Gamma g_i(\eta\omega, N)$ 의 합으로 나타내었다.

$$\Gamma g(\eta\omega, N) = \sum_i \Gamma_i g_i(\eta\omega, N) \quad (6)$$

여기서,  $N$ 은 주입 전하밀도이고,  $\Gamma$ 는 광가동계수이다. 광가동계수는 도파로 구조에 대해 2차원 광 도파모드 해석을 통해 얻을 수 있다.<sup>[15]</sup>

### 2.2. 선평증가 함수 및 이득 스펙트럼에 미치는 영향

본 절에서는 선평증가 함수(가우시안, 로렌찌안, Chinn's model, 비대칭)와 이득 스펙트럼에 미치는 영향을 비교하기로 한다. 해석을 간단히 하기 위해 주입 전하량, 온도 등에 의한 선평증가 함수의 변화는 고려하지 않았다.

그림 1(a)는 선평증가 함수의 스펙트럼 특성을 나타내고 있는데, 천이가 발생하는 에너지 레벨( $\Delta E = 0$ ) 보다 낮은 에너지에서는 가우시안, 비대칭, Chinn's model, 로렌찌안 순으로 선평이 넓어지고 있고, 높은 에너지에서는 가우시안, Chinn's

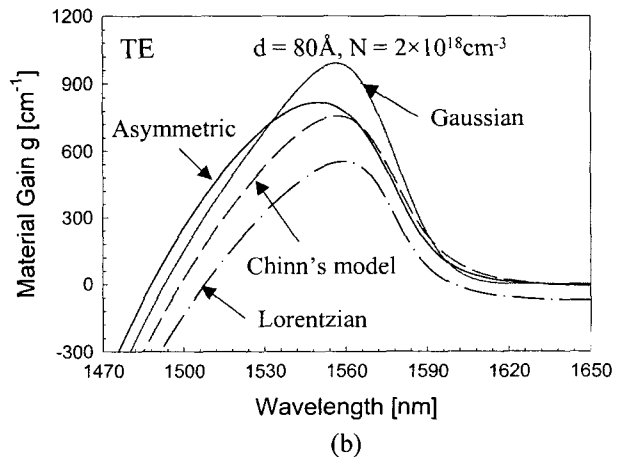
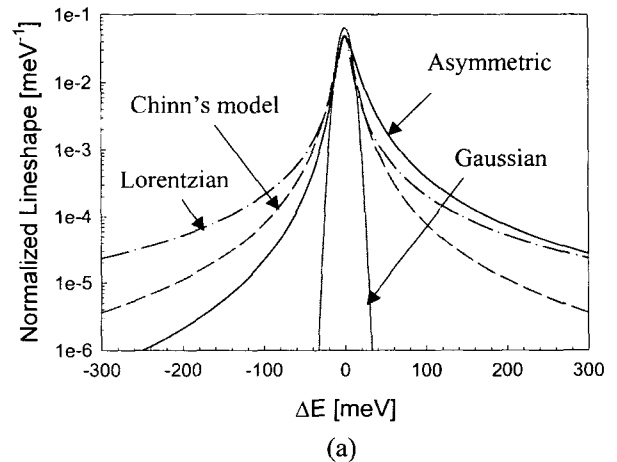


그림 1. (a) 선평증가 함수 (b) 각 선평증가 함수 모델에 대한 TE 물질이득 스펙트럼 해석시 양자우물 두께(d)는 80Å, 주입 전하밀도(N)는  $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

model, 로렌치안, 비대칭 순으로 넓어지고 있다. 그림 1(b)는 그림 1(a)의 각 선폭증가 함수에 대한 TE 물질 이득을 나타내고 있고, 해석 시 양자우물 두께는 80Å, 주입 전하량은  $2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 였다. 그림에 나타난 바와 같이 선폭증가 함수의 선폭이 넓을수록 낮은 이득을 나타내고 있고, 특히 로렌치안 함수의 이득치는 상대적으로 넓은 선폭으로 인해 장파장영역에서 이득치가 0 이하로 낮아지는 특성을 나타내고 있다. 비대칭 선폭증가 함수의 이득특성은 타 함수의 이득특성에 비해 이득 피크치가 단파장으로 이동하며, 넓고 완만한 이득스펙트럼을 보이고 있다.

### III. 제작 및 실험

#### 3.1. InGaAsP 에피셀계 및 RWG FP-LD 제작

그림 2는 본 논문에서 설계된 InGaAsP/InP 비대칭 다중 양자우물 구조를 나타내고 있다. 양자우물은 0.5% 압축응력의  $\text{In}_{0.666}\text{Ga}_{0.334}\text{As}_{0.871}\text{P}_{0.129}$  6층(100Å : 3층, 80Å : 1층, 60Å : 2층), 전위장벽은 0.4% 인장 응력의  $\text{In}_{0.733}\text{Ga}_{0.267}\text{As}_{0.457}\text{P}_{0.543}$  5층(100Å 4층, 50Å 1층), SCH 영역은 격자 정합된  $\text{In}_{0.893}\text{Ga}_{0.107}\text{As}_{0.235}\text{P}_{0.765}$  2층(1400Å)으로 구성되어 있다. 전체 활성층 두께는 약 3750 Å이며, 응력효과를 고려한 밴드갭 해석을 통해 전도대 밴드 오프셋은 140 meV, 가전자대의 밴드오프셋은 180 meV(무거운 정공), 118 meV(가벼운 정공)을 얻을 수 있었다. 비대칭 다중 양자우물에서 전류를 주입하게 되면 두께가 두꺼운 양자우물의 투명 전하밀도가 작기 때문에 먼저 두꺼운 양자우물에서의 이득특성이 지배적으로 나타나게 되고, 주입전류가 증가할수록 두께가 얇은 양자우물의 이득이 점차 증가하게 된다. 일반적으로 약 50Å까지는 두께가 얇을수록 미분이득이 증가하기 때문에 주입전류 증가에 따라 이득 피크치가 두꺼운 양자우물에서 얇은 양자우물로의 천이가 발생한다.<sup>[16,17]</sup> 천이가 발생할 때의 전하 밀도는 양자우물 구조(개수, 두께 등)에 의존하고, 적당한 공진기 길이를 선정하게 되면 발진시 광대역 이득특성을 갖는 소자를 얻을 수 있다. 그러나, 비대칭 양자우물 설계 시 두꺼운 양자우물 개수가 많아지게 되면 두꺼운 양자우물의 미분이득 증가로 이득피크치의 천이가 어렵고, 얇은 양자우물

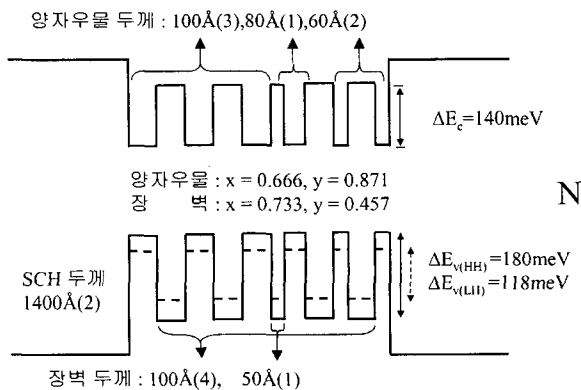


그림 2. 설계된  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$  비대칭 양자우물 구조.  $\Delta E_c$ 는 전도대 밴드오프셋,  $\Delta E_{v(HH)}$ 과  $\Delta E_{v(LH)}$ 는 무거운 정공과 가벼운 정공의 가전자대 밴드오프셋임.

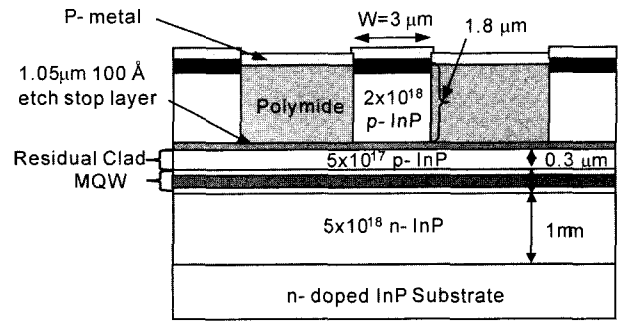


그림 3. RWG형 FP-LD의 단면도, W는 Ridge 폭임.

개수가 많아지게 되면 주입 전하량에 따른 급격한 이득 피크치 천이로 인해 광대역 이득특성을 갖는 공진기 길이 선정이 어렵게 된다.

그림 3은 그림 2의 활성층 구조를 가지는 RWG형 FP-LD의 단면도이다. Ridge 폭(W)과 높이는 각각 3 μm, 1.8 μm이고, 전극 Pad 부분과 p-open 부분의 원활한 Metal Contact을 위해서 Polymide로 단차부분을 채웠고, Weakly index guide 구조에서 단일 횡모드 특성 및 광출력 특성을 고려하여 Residual 클래드층 두께는 0.3 μm로 설계하였다. 정확한 Ridge 높이와 Residual 클래드층 두께를 형성하기 위해 Residual 클래드층 위에 식각중지층(Etch stop layer)을 성장시켜, 건식 및 선택 습식 식각을 이용해서 Ridge Shape을 형성하였다.

#### 3.3. 이득특성

순 모드 이득(Net Modal Gain)을 도출하기 위해 식 (7)과 같이 Hakki & Paoli 방법을 이용하였다.<sup>[18]</sup>

$$G = \frac{1}{L} \ln \left( \frac{\sqrt{\rho} - 1}{\sqrt{\rho} + 1} \right) \quad (7)$$

여기서  $\rho$ 는 ASE 스펙트럼내에서 광세기의 peak와 valley간 비를 나타낸다.

그림 4는 공진기 길이가 400 μm에서 주입전류에 따른 ASE (Amplified Spontaneous Emission) 스펙트럼으로부터 식 (7)

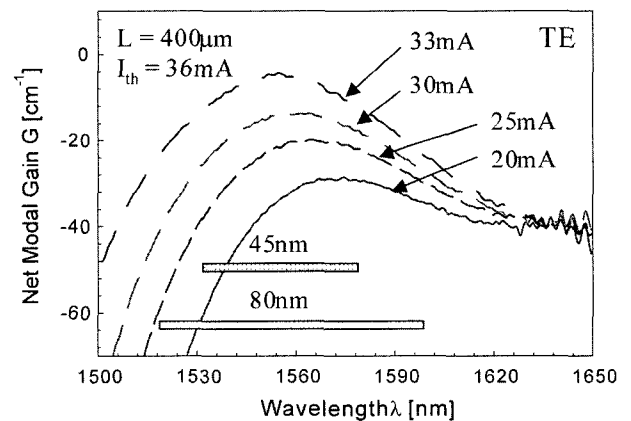


그림 4. 공진기 길이(L)가 400 μm에서의 주입전류에 따른 순 모드 이득 스펙트럼 발진개시전류 ( $I_{th}$ )는 36 mA, -1 dB 이득폭은 45 nm, -3 dB 이득폭은 80 nm.

을 통해 얻은 순 모드 이득 스펙트럼 특성을 나타내고 있다. 이득치는 장파장 영역에서 약  $-40\text{ cm}^{-1}$ 로 수렴되고 있고, 이는 전체손실을 나타낸다. 공진기 길이에 대한 미분 양자효율 해석을 통해 내부 양자효율이 0.894, 내부손실이  $13\text{ cm}^{-1}$ 로 얻었다. As-cleaved 된 단면 반사율을 약 32%로 가정할 경우,  $400\text{ }\mu\text{m}$ 의 공진기 길이에서의 거울손실이  $28\text{ cm}^{-1}$  전체 손실이  $41\text{ cm}^{-1}$ 이므로 그림 4의 장파장 영역으로의 수렴이득치가 약  $40\text{ cm}^{-1}$ 인 점을 감안하면 비교적 정확한 측정 결과임을 알 수 있다. 주입전류 증가에 따라 이득 피크치와 대역폭이 증가함을 알 수 있고, 주입전류가  $33\text{ mA}$ 에서  $-1\text{ dB}$  이득폭은  $45\text{ nm}(1533\text{ nm}\sim 1578\text{ nm})$ ,  $-3\text{ dB}$  이득폭은  $80\text{ nm}(1520\text{ nm}\sim 1600\text{ nm})$ 을 얻을 수 있었다.

#### IV. 선폭증가 함수의 검증

본 절에서는 II절에서 설명한 각 선폭증가 함수의 모드이득에 대해 III 절에서 측정된 이득 스펙트럼으로 검증하도록 한다. 모드 이득 해석시 광 가둠계수는 RWG 구조의 광 도파로 해석을 통해 9.56%로 얻었으며, 3층의  $100\text{ \AA}$ 에서는 5.22%, 1층의  $80\text{ \AA}$ 에서는 1.68%, 2층의  $60\text{ \AA}$ 에서는 2.66%를 각각 얻을 수 있었다.

그림 5는 공진기 길이가  $1220\text{ }\mu\text{m}$ (a)와  $400\text{ }\mu\text{m}$ (b)에 대한 모드이득의 측정치와 식 (2)의 로렌쯔안 선폭증가 함수를 적용하여 해석된 모드 이득의 이론치를 각각 나타내고 있다. 모드 이득의 실험치는 순 모드이득의 실험치는 측정된 순 모드 이득에 내부손실과 거울손실을 합하여 얻었다. 공진기 길이가  $1220\text{ }\mu\text{m}$ 에서의 발진개시전류는  $58\text{ mA}$ 였고, 주입전류는 25, 35, 45, 55 mA로 증가시켰고,  $400\text{ }\mu\text{m}$ 에서의 발진개시전류는  $36\text{ mA}$ 였고, 주입전류는 20, 25, 29, 33 mA로 증가시켰다. 측정치와 비교하여 로렌쯔안 함수를 사용한 이론치는 이득이 수렴되는 장파장영역에서는 급격한 경사를 나타내고 있고, 동일 이득에 대해 이론치의 이득폭은 과장되어 나타난다. 이 원인은 상대적으로 넓은 로렌쯔안 선폭함수로 인해 이론치의 이득이 축소되었기 때문이며, 실험치와 동일한 모드 이득에서 전하밀도는 과장되었음을 유추할 수 있다.

그림 6은 그림 5와 동일한 모드이득의 측정치에 대해 식 (3)의 Chinn's model을 적용하여 해석된 모드 이득의 이론치를 각각 나타내고 있다. 그림에서 보는 바와 같이 주입전하 밀도가 적은  $1220\text{ }\mu\text{m}$ 에서는 실험치와 다소 비슷하지만, 주입 전하밀도가 상대적으로 많은  $400\text{ }\mu\text{m}$ 에서는 이론치의 이득피크 파장은 실험치에 비해 장파장편에 있으며, 전체 대역폭은 실

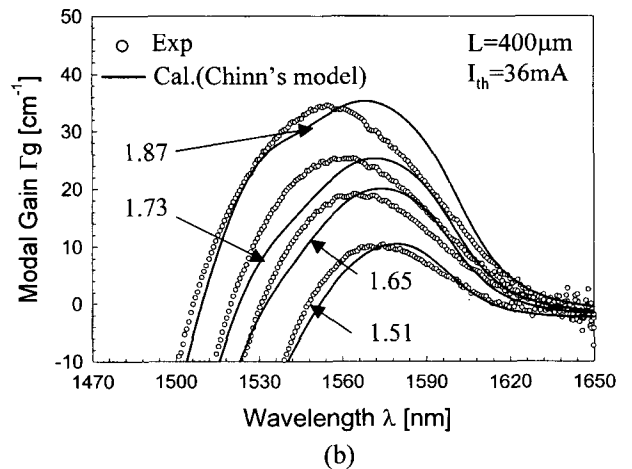
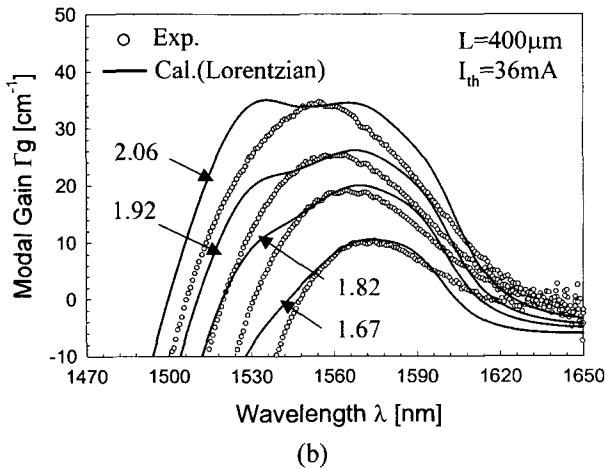
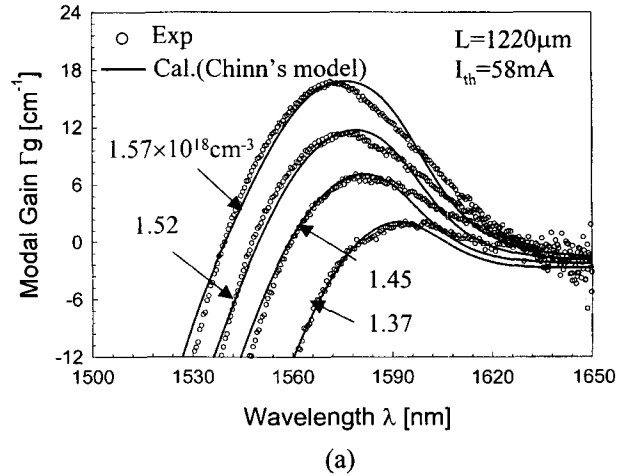
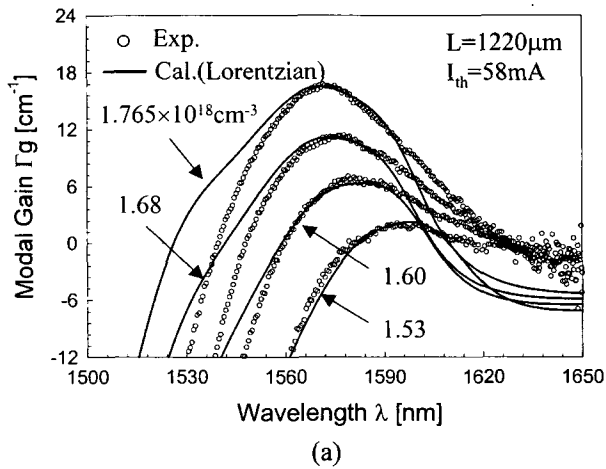
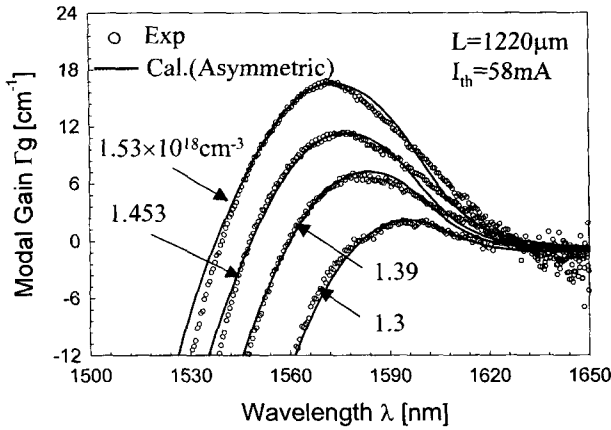
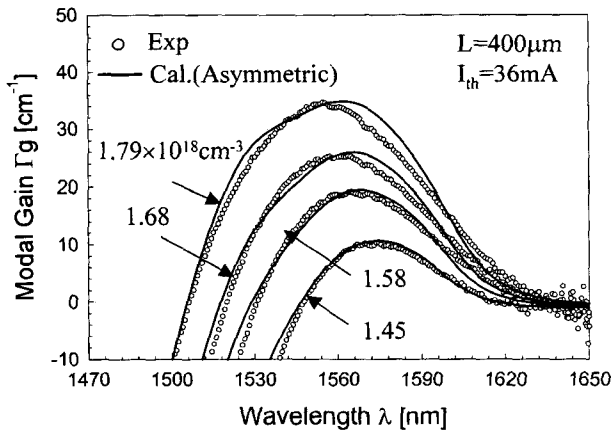


그림 5. 공진기 길이가 (a)  $1220\text{ }\mu\text{m}$ 와 (b)  $400\text{ }\mu\text{m}$ 에서의 모드 이득의 실험치와 로렌쯔안 선폭증가 함수에 대한 이론치.

그림 6. 공진기 길이가 (a)  $1220\text{ }\mu\text{m}$ 와 (b)  $400\text{ }\mu\text{m}$ 에서의 모드 이득의 실험치와 Chinn's model에 대한 모드 이득 이론치.



(a)



(b)

그림 7. 공진기 길이가 (a) 1220 μm와 (b) 400 μm에서의 모드 이득의 실험치와 비대칭(Asymmetric) 선폭증가 함수에 대한 이론치.

험치에 비해 과장되어 나타나고 있다. 따라서, 이득피크 과장이 장파장으로 이동하기 위해서는 그림 1의 결과에서 알 수 있듯이 천이 발생되는 에너지 지점보다 낮은 에너지편의 선폭증가 함수는 Chinn's model 보다 더 좁아져야 하며, 이득이

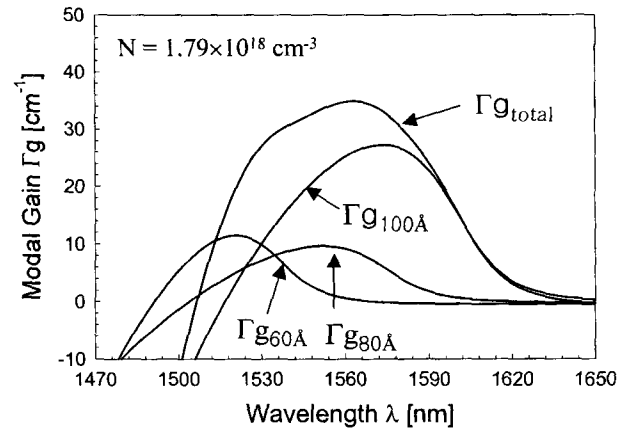


그림 8. 주입 전하밀도가  $1.785 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  일때의 모드이득  $\Gamma_{g_{total}}$  은 전체 TE 모드이득,  $\Gamma_{g_{100\text{\AA}}}$  은 100 양자우물의 모드이득,  $\Gamma_{g_{80\text{\AA}}}$  은 80Å 양자우물의 모드이득,  $\Gamma_{g_{60\text{\AA}}}$  은 60Å 양자우물의 모드이득.

완만하려면 선폭증가 함수 폭이 넓어져야 함을 알 수 있다. 따라서, 위 두 조건에 대해 동시에 만족하려면, 낮은 에너지의 선폭이 좁고, 높은 에너지의 선폭이 넓은 비대칭 함수이며, 그림 1의 비대칭 선폭증가 함수를 적용시 그림 7에 나타난 바와 같이 실험치와 매우 근접함을 확인 할 수 있다.

그림 8은 그림 7(b)의 주입 전하밀도가  $1.79 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  일때의 모드 이득 스펙트럼과 각각의 양자우물에서의 이득 스펙트럼을 나타내고 있다. 그림에서 보는 바와 같이 전체 모드이득 특성에 대해 100Å 양자우물의 특성이 지배적임을 알 수 있다.

### V. 광대역 이득특성 분석

활성층이 양자우물 구조의 이득특성은 밴드혼합 효과가 매우 중요하다. 왜냐하면 밴드혼합에 의해 가전자대의 상태밀도 함수가 결정되어 주입 전하밀도에 따라 준 페르미 준위차가 변화하기 때문이다.

그림 9는 그림 2에 설계된 비대칭 양자우물 구조에 대한 각

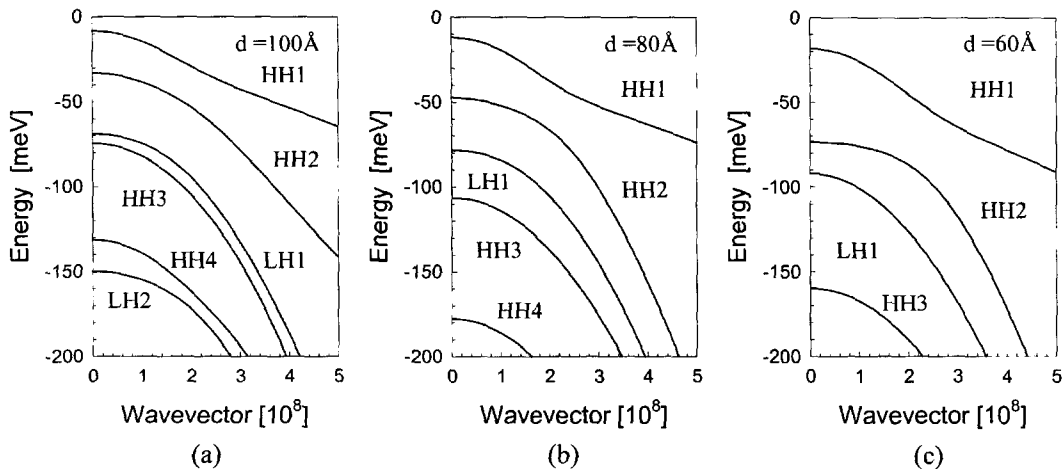


그림 9. 양자우물두께(d)가 (a) 100Å, (b) 80Å, (c) 60Å에 대한 가전자대 에너지 띠 구조.

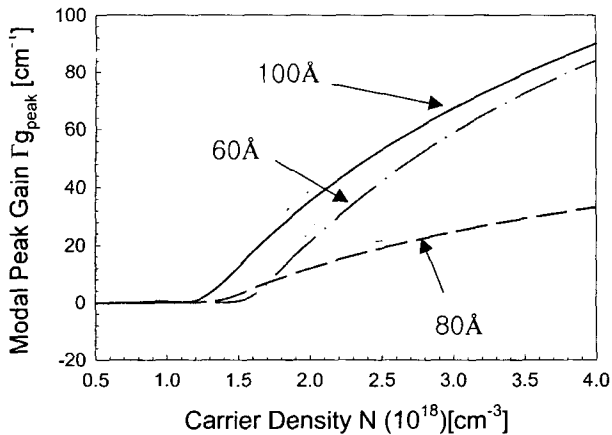


그림 10. 각 양자우물의 피크 모드 이득.

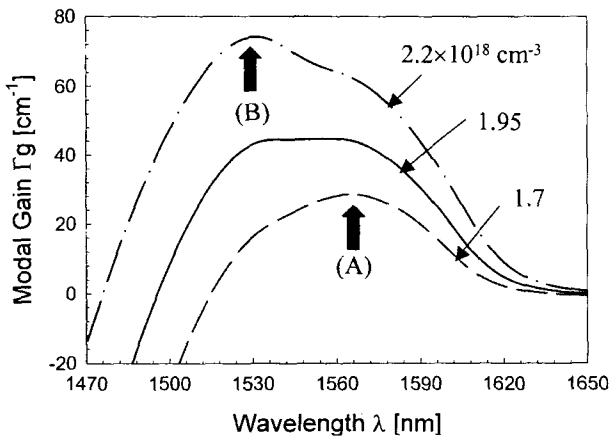


그림 11. 주입 전하밀도에 따른 모드 이득. (A) : 100Å 양자우물의 이득피크치. (B) 60Å 양자우물의 이득피크치.

양자우물내 가전자대 에너지 띠를 나타내고 있다. 그림에서 보는 바와 같이 양자우물 폭이 감소할수록 가전자대 속박된 정공의 subband간 에너지 간격차가 커지기 때문에 밴드혼합이 적어지게 되며, 가전자대 상태밀도 함수의 감소로 인해 높은 미분이득이 예상된다.

그림 10은 주입 전하밀도 증가에 따른 각 양자우물의 피크 모드 이득을 나타내고 있다. 양자우물 폭이 좁을수록 전도대의 전자와 가전자대의 정공의 에너지 레벨차가 커지기 때문에 투명 전하 밀도(Transparent Carrier Density)가 증가함을 알 수 있고, 낮은 주입 전하밀도에서는 100Å 양자우물의 모드 이득이 지배적이고 주입전하밀도 증가에 따라 60Å 양자우물 이득의 증가로 광대역 특성이 예상된다.

그림 11은 주입 전하밀도 증가에 따른 모드이득 스펙트럼을 나타내고 있다. 전하밀도가 증가할수록 100Å 양자우물의 이득 피크치(A)에서 60Å 양자우물의 이득 피크치(B)로 이동하게 되고, 주입 전하밀도가  $1.95 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 에서 가장 평탄한 이득특성이 나타난다. 이때 이득치는 약  $45 \text{ cm}^{-1}$ 이며, As-cleaved 인 경우에 공진기 길이가 약  $350 \mu\text{m}$ 일때 가장 평탄한 이득특성을 얻을 수 있고, -1 dB 이득폭은 65 nm, -3 dB 폭은 90 nm를 얻을 수 있음이 예상된다.

본 해석방법 및 결과는 비대칭 다중 양자우물 구조에서의 이득해석 및 구조 설계에 매우 유용하며, 실험에 근접한 결과를 제시해 줄 것으로 사료된다.

### VII. 결 론

본 논문에서는  $1.55 \mu\text{m}$  InGaAsP/InP 비대칭 다중 양자우물 구조의 모드 이득의 이론 및 실험적 해석을 통해 비대칭 선폭 증가 함수가 가장 실험치에 근접한 모델임을 검증하였다. 광대역 이득특성을 얻기 위한 활성층 구조를 설계하고 RWG FP-LD를 제작하여 공진기 길이가  $400 \mu\text{m}$ 에서 발진개시 전류는 36 mA, 주입전류가 33 mA에서 -1 dB 이득 대역폭은 45 nm, -3 dB 대역폭은 80 nm를 얻을 수 있었다.

### 참고문헌

- [1] M. Mittelstein, D. Mehuys and Amnon Yariv, "Broadband tunability of gain-flattened quantum well semiconductor lasers with an external grating," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 54, no. 12, pp. 1092-1094, 1989.
- [2] A. Lidgard, T. Tanbun-Ek, R.A. Logan, H. Temkin, K. W. Wecht, and N. A. Olsson, "External-cavity InGaAs/InP graded index multiquantum well laser with a 200 nm tuning range," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, no. 9, pp. 816-817, 1990.
- [3] X. Zhu, D. T. Cassidy, M. J. Hamp, D. A. Thompson, B. J. Robinson, Q. C. Zhao, and M. Davies, "1.4- $\mu\text{m}$  InGaAsP-InP Strained multiple-quantum-well laser for broad-wavelength tunability," *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 9, no. 9, pp. 1202-1204, 1997.
- [4] C. F. Lin, Y. S. Su, and B. R. Wu, "External cavity semiconductor laser tunable from 1.3 to 1.54  $\mu\text{m}$  for optical communication," *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 14, no. 1, pp. 3-5, 2002.
- [5] M. Asada and Y. Suematsu, "Density-matrix theory of semiconductor lasers with relaxation broadening model-gain and gain-suppression in semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-21, no. 59, pp. 434-442, 1985.
- [6] A. Twardowski and C. Hermann, "Variational calculation of polarization of quantum well photoluminescence," *Phys. Rev. B.*, vol. 35, no. 15, pp. 8144-8153, 1987.
- [7] Y. Arakawa and A. Yariv, "Quantum well lasers-gain, spectra, dynamics," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-22, no. 9, pp. 1887-1899, 1986.
- [8] J. C. L. Yong, J. M. Morison, and I. H. White, "1.3- $\mu\text{m}$  quantum-well InGaAsP, AlGaInAs, and InGaAsN laser material gain : a theoretical study," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, no. 12, pp. 1553-1564, 2002.
- [9] Z. M. Li, M. Dion, Y. Zou, J. Wang, M. Davies, and S. P. Mcalister, "An approximate k(p theory for optical gain of strained InGaAsP quantum-well lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 2, pp. 538-546, 1994.
- [10] M. Yamanish and Y. Lee, "Phase dampings of optical dipole moments and gain spectra in semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-23, no. 4, pp. 367-370, 1987.

- [11] S. R. Chinn, P. S. Zory, and A. R. Reinsinger, "A Model for GRIN-SCH-SQW diode lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, no. 11, pp. 2191-2214, 1988.
- [12] M. Asada, "Intraband relaxation time in quantum-well lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 9, pp. 2019-2026, 1989.
- [13] D. Ahn, "Theory of Non-Markovian gain in strained-layer quantum-well lasers with many-body effects," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, no. 2, pp. 344-352, 1998.
- [14] J. Minch, S. H. Park, T. Keating, and S. L. Chuang, "Theory and experiment of  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  and  $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$  long-wavelength strained quantum-well lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 35, no. 5, pp. 771-782, 1999.
- [15] M. J. Robertson, P. C. Kendall, S. Ritchie, P. W. Macilroy, and M. J. Adams, "The weighted index method : a new techniques for analyzing planar optical waveguides," *IEEE Lightwave Tech.*, vol. 7, no. 12, pp. 2105-2111, 1989.
- [16] M. K. Hamp, D. T. Cassidy, B. J. Robinson, Q. C. Zhao, D. A. Thompson, and M. Davies, "Effect of barrier height on the uneven carrier distribution in asymmetric multiple-quantum-well InGaAsP lasers," *IEEE Photon. Tech. Lett.*, vol. 10, no. 10, pp. 1380-1382, 1998.
- [17] M. K. Hamp and D. T. Cassidy, "Experimental and theoretical analysis of the carrier distribution in asymmetric multiple quantum-well InGaAsP lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 37, no. 1, pp. 92-99, 2001.
- [18] G. Hunziker, W. Knop, and C. Harder, "Gain measurement on one, two, and three strained GaInP quantum well laser diodes," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 30, no. 10, pp. 2235-2238, 1994.

### Theoretical and experimental analysis of modal gain in asymmetric multiple quantum well laser diodes

Oh-Kee Kwon<sup>†</sup>, Kang-ho Kim, Hyun-Su Kim, Jong-Hoi Kim, Kwang-Ryong Oh

Optical Communication Devices Department, ETRI 161 Gajeong-Dong, Yuseong-Gu, Daejeon 305-350, KOREA

<sup>†</sup>E-mail: okkwon@etri.re.kr

(Received February 17, 2003, Revised manuscript May 2, 2003)

Wide- and flat-gain laser diodes were designed and fabricated from asymmetric multiple quantum well (AMQW) structures which consist of three compressively strained InGaAsP wells of different thicknesses. For a 400  $\mu\text{m}$ -long lasers with as-cleaved facets, -1 dB and -3 dB gain bandwidth were 45 nm and 80 nm, respectively. For this AMQW structure, calculated gain spectra with various line broadening functions were compared with experimental results. We confirmed the calculated gain spectra using an asymmetric line broadening function were in good agreement with the measured data.

OCIS codes : 140.2020, 140.3430.