

InGaAs/InGaAsP 다중양자우물 레이저에서 변형이 문턱전류밀도에 미치는 효과*

김동철 · 유건호

경희대학교 물리학과 및 기초과학연구소

주홍로 · 김형문

한국전자통신연구원 광전자연구실

김 태 환

광운대학교 물리학과

(1997년 9월 19일 받음, 1998년 3월 18일 수정본 받음)

활성층의 변형이 0.9%의 압축변형에서 1.4%의 인장변형에 이르는 13 개의 InGaAs/InGaAsP 따로가둠 이중접합 다중양자우물 레이저의 문턱전류밀도 값을 계산하여, 변형이 문턱전류밀도에 미치는 영향을 살펴보았다. 양자우물의 띠간격이 1.55 μm 가 되도록 양자우물의 두께를 정하였고, 레이저의 이득계산을 위한 띠구조 및 전이행렬요소의 계산에는 블록대각화된 8×8 이차 $\vec{k} \cdot \vec{p}$ 해밀토니안을 사용하여 전도띠의 비포물선형 효과 및 원자가띠의 섞임을 모두 고려하였다. 실온의 문턱전류밀도는 중앙공띠와 경양공띠가 교차하는 0.4% 인장변형의 값과 두번째 전도부띠가 생기기 시작하는 0.5% 인장변형의 값에서 불연속점을 가졌다. 실온의 문턱전류밀도는 이 0.4-0.5% 인장변형 부근에서 극대가 되고, 양쪽으로 변형값이 달라지면서 감소하였다가 극소점을 거쳐 다시 약간 증가하는 모습을 보였는데, 이는 실험결과와 대체로 일치한다. 이 계산 결과를 변형의 효과에 관한 다른 여러 이론적 혹은 실험적인 논문들과 비교 토론하였다.

I. 서 론

InGaAsP 물질계는 그 띠간격(bandgap)이 광통신에 널리 쓰이는 1.3-1.55 μm 에 해당하므로 광통신용 레이저로서 적합하다. 이 레이저가 갖춰야 하는 중요한 조건의 하나는 문턱전류밀도(threshold current density)가 낮아야 한다는 것이고, 이 조건을 충족시키기 위해 레이저의 구조나 물질의 선택에 대한 많은 연구가 이루어져 왔다.^[1] 상태 밀도(density of states)를 감소시키기 위해 덩치(bulk) 대신 양자우물(quantum well, QW)이 활성층(active layer)으로 채택되었다. 이 활성층의 광학가둠인자(optical confinement)가 작은 것을 보완하기 위해 파동길잡이층(waveguide layer)을 두는 따로가둠 이중접합(separate-confinement heterostructure, SCH)구조^[2]와, 활성층의 양자우물의 수를 여러개로 만드는 다중양자우물(multiple quantum well, MQW) 구조^[3] 등이 사용되어졌다.

문턱 전류를 낮추는 또 하나의 중요한 방법은 활성층에 변형(strain)을 주는 방법이다.^[4] 양자우물 활성층에 압축변형(compressive strain)을 주면, 중앙공(heavy-hole) 부띠(subband)와 경양공(light-hole) 부띠의 간격이 벌어지고, 이에 따라 제일 위에 있는 중앙공 부띠의 유효질량이 감소하여 원자가띠(valence band)의 상태밀도가 줄게 된다. 이러한 압축변

형의 효과는 잘 알려져 있고, 실제의 레이저에도 많이 응용되어져 왔다.^[5] 하지만 이에 비해 인장변형(tensile strain)의 경우에 대한 연구는 상대적으로 적고, 많은 연구에서는 양자우물의 두께가 일정한 조건에서 변형의 효과를 비교하고 있는데, 이런 조건에서는 발진 파장이 달라지는 단점이 있다.^[6,7]

이 논문에서는 InP 기판 위에 길러진 InGaAs/InGaAsP/InP SCH MQW 레이저 구조를 선택해, 0.9%의 압축변형에서 1.4%의 인장변형으로 변형의 양을 바꾸어가며 상온에서의 레이저의 이득(gain)을 계산하고, 세계의 문턱방식이득(threshold modal gain)의 값에 대한 문턱전류밀도가 변형에 어떻게 의존하는지를 살펴보았다. 양자우물의 띠간격이 1.55 μm 가 되도록 양자우물의 두께는 변형에 따라 다르게 조절되었다. 이득의 계산에는 전도띠(conduction band)의 비포물선형 효과(nonparabolicity)와 원자가띠의 섞임(mixing)을 모두 고려하는 8×8 이차 $\vec{k} \cdot \vec{p}$ 해밀토니안을 사용하였다.

II. 계산 방법

이 논문에서 고려한 레이저의 구조는 InP 기판 위에 길러진 $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{In}_{1-y}\text{Ga}_y\text{As}_2\text{P}_{1-z}/\text{InP}$ SCH MQW 구조이다. 파동길잡이층인 사원화합물(quaternary)은 보통 띠간격이 1.15~1.25 μm 인 것이 사용되는데 이 논문에서는 1.25 μm 를 택하였다. 이 띠간격의 값과 살창상수(lattice constant)가 InP와 같아야 한다는 조건으로부터 사원화합물의 조성비는 $\text{In}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}_{0.54}$

*이 연구는 한국전자통신연구원 및 1996년도 교육부 기초과학육성연구비, BSRI-96-2443 의 지원을 받았습니다.

$P_{0.46}$ 로 결정되었다. 양자우물층의 두께를 포함한 파동길잡이층의 총두께는 광학가동인자가 최대값을 갖도록 $0.5 \mu\text{m}$ 를 택하였다.^[6] 우물층인 삼원화합물(ternary) InGaAs의 조성비는 변형의 양에 의해 결정이 된다. 양자우물층의 두께는 양자우물의 띠간격이 $1.55 \mu\text{m}$ 가 되도록 정하였다.

레이저의 방식이득(modal gain) 곡선은 다음 식으로 주어진다.^[9]

$$\Gamma g(E) = \Gamma \frac{1}{E} \frac{\pi e^2 \hbar n_g}{\epsilon_0 c m_e^2 n^2} |M_T(k_{\parallel})|^2 \times \rho_{red}(E) [f_c(E_c) - f_v(E_v)] \quad (1)$$

이 식의 계산에는 띠구조(band structure), 전이행렬요소(transition matrix element, M_T), 광학가동인자(Γ), 군꺾임율(group refractive index, n_g) 등의 계산이 필요하다.

띠구조 및 전이행렬요소의 계산에는 블록대각화된 8×8 이차 $\vec{k} \cdot \vec{p}$ 해밀토니안^[10]을 사용한 님김행렬법^[11,12]을 사용하였다. 변형이 없을 때의 계산에 관해서는 참고문헌[13]에 비교적 자세히 설명되어 있다. 변형은 변형 해밀토니안을 $\vec{k} \cdot \vec{p}$ 해밀토니안에 더함으로써 이루어지는데, 살창 부정합(lattice mismatch)에 의한 변형을 기술하는 8×8 변형 해밀토니안은 $\vec{k} \cdot \vec{p}$ 해밀토니안을 블록대각화하는 변환행렬에 의해 블록대각화가 되므로,^[14] 참고문헌[13]의 계산에 변형을 도입하는 것은 간단하게 이루어진다. $\vec{k} \cdot \vec{p}$ 해밀토니안에 필요한 물질 파라미터들도 참고문헌 [13]의 300 K에서의 값을 따랐지만, $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ 의 띠간격은

$$E_g(x) = 1.42 - 1.615(1-x) + 0.555(1-x)^2 \quad (\text{eV}) \quad (2)$$

의 식을 사용하였다. 변형을 받지 않은 InGaAs와 InGaAsP 사이의 띠부정합(band offset)은^[14] 전도띠 부정합이 전체 띠간격 차이의 35%가 되도록 하였다. 변형 해밀토니안에 사용된 이원화합물(binary) 파라미터들^[15]이 표 1에 나와 있는데, 삼원화합물의 파라미터는 이원화합물의 파라미터를 선형내삽하여 사용하였다.

표 1. 이원화합물의 변형 파라미터. InGaAs 삼원화합물의 파라미터는 선형내삽하여 사용했다. 기호는 참고문헌[15]에 따랐고, 비김 살창 상수(equilibrium lattice constant) a_{eq} 는 InP의 살창상수 5.8687 \AA 으로 가정했다. 양자우물 평면 내의 변형 성분은 $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \frac{a_{eq} - a_0}{a_0}$ 이고, 그에 수직인 성분은 $\epsilon_{zz} = -\frac{2C_{12}}{C_{11}} \epsilon_{xx}$ 로 주어진다.

파라미터	InAs	GaAs
$C(\text{eV})$	-5.4	-7.1
a	-0.50954	-1.57138
b	-1.8	-1.7
d	-3.6	-4.55
$a_0(\text{\AA})$	6.0583	5.6533
$C_{11}(10^{10} \text{ N/m}^2)$	8.329	11.877
$C_{12}(10^{10} \text{ N/m}^2)$	4.526	5.372

광학가동인자 등의 광도파로의 성질의 계산에는 참고문헌[8]의 님김행렬법을 사용하였다. 식 (1)에서 n_g 와 \bar{n} 은 원칙적으로 변형에 따라 달라지는 양이나 그 차이는 미미하므로, 여기서는 모든 경우에 변형이 없을 때의 값을 사용하였다.

식 (1)은 주입된 이차원 전하운반자 밀도 n_{2d} 에 대해 계산하게 된다. 이를 전류밀도로 변환하기 위해서는 원칙적으로 재결합 메카니즘(recombination mechanism)의 종류에 따른 자세한 계산이 필요하다. InGaAsP 물질계에서는 오제 비발광 재결합(Auger nonradiative recombination)이 주도적인 재결합 메카니즘으로 알려져 있으므로, 여기서는 오제 재결합만을 생각하고 다음과 같은 형태로 계산하도록 한다.^[16]

$$J = C e n_{2d}^3 \quad (3)$$

이 식에서 C 는 비발광 재결합 상수, e 는 전자의 전하량이다. 재결합 상수가 변형이나 우물 두께에 대한 의존성을 가지고 있을 수 있으나, 이에 대한 연구 결과는 거의 없는 상태이므로, 본 논문에서의 $C=1.0 \times 10^{-10} \text{ cm}^4/\text{sec}$ ^[17]로 모든 경우에 대해 일정한 값을 가정하였다.

N 개의 양자우물로 이루어진 다중양자우물의 방식이득과 주입전류밀도는 단일양자우물의 방식이득과 주입전류밀도를 각각 N 배로 함으로써 계산하였다.^[18] 여러 N 에 대해 방식이득-주입전류밀도 곡선을 그린 다음, 주어진 문턱방식이득(threshold modal gain)에 대해 최소의 주입전류밀도를 나타내는 곡선을 택함으로써 최소의 문턱전류밀도를 주는 (최적화된) 양자우물의 개수를 정할 수 있다.^[18] 이 최적화된 양자우물의 개수는 변형값이나 문턱방식이득의 값에 따라 달라지는데, 문턱방식이득 값이 35 cm^{-1} 일 때 2에서 11까지에 이르렀고 평균적으로는 5 정도였다. 이 논문에서는 변형값에 상관없이 우물의 수가 5인 경우와, 우물의 수가 문턱방식이득 값이 35 cm^{-1} 일 때 변형의 값에 따라 다르게 최적화된 경우의 두 경우를 생각하였다.

III. 계산 결과 및 토의

변형이 레이저의 문턱전류밀도에 미치는 영향은 몇가지로 나누어 생각할 수 있다. 첫번째는 변형이 원자가띠의 구조를 바꾸어 원자가띠의 상태밀도를 바꾸는 효과이다. 상태밀도가 작아지면 주어진 주입 전하운반자밀도에 대해, 식 (1)에서 $f_c - f_v$ 인자가 커지는 반면 연계상태밀도(joint density of states) ρ_{red} 인자가 작아지는 효과가 있다. 이득이 0일 때의 투명 운반자 밀도(transparency carrier density)는 $f_c - f_v$ 인자에 의해 결정되므로 작아지지만, 0이 아닌 문턱이득 값에 대응하는 문턱 운반자밀도를 결정하는데는 $f_c - f_v$ 인자와 ρ_{red} 인자는 상반되는 역할을 하게 된다. 원자가띠의 변화처럼 눈에 띄지는 않지만 전도띠도 굽음률(curvature)의 변화에 따른 상태밀도의 변화가 생기는데, 대체로 원자가띠의 상태밀도와 같은 방향으로 증가하거나 감소한다.

변형의 두번째 효과도 원자가띠의 구조의 변화와 관련되는데, 인장변형이 커지면서 제일 위의 원자가띠가 중앙공 부딪에서 경양공 부딪으로 바뀌게 되고, 이에 따라 레이저의 발진 방식이 가로전기장(transverse electric, TE) 방식에서 가로자기

장(transverse magnetic, TM) 방식으로 바뀌게 된다는 것이다. 이에 따라 광학가동인자 및 전이행렬요소의 크기가 불연속적으로 변하게 된다.

세번째는 양자우물의 띠간격이 $1.55 \mu\text{m}$ 가 되도록 양자우물의 두께를 정했을 때, 양자우물의 두께는 변형에 따라 달라진다는 것이다. 양자우물의 두께가 증가하면 부피의 간격이 좁아지면서 상태밀도가 늘어나기 때문에 투명 운반자 밀도를 증가시키는 반면, 광학가동인자가 커져 미분이득(differential gain)을 증가시키는 효과가 있게 된다. 따라서 0이 아닌 문턱이득 값에 대응하는 문턱전류밀도는 양자우물의 두께에 따라 늘어날 수도 있고 줄어든 수도 있다. 이처럼 변형에 따라 달라지는 상태밀도나 우물두께 등은 문턱전류밀도에 상반되는 영향을 주는 측면이 있으므로, 문턱전류밀도와 변형의 관계는 변형의 여러 효과들을 조심스럽게 정량적으로 계산하여야 파악될 수 있는 성격의 것이다.

그림 1에는 양자우물의 두께가 변형의 함수로 그려져 있다. 이 논문에서는 압축변형을 음으로 표시하고 인장변형을 양으로 표시하기로 한다. 양자우물의 두께는 변형이 음에서 양의 쪽으로 변화하면서 단조 증가하는 모습을 보여준다. 특히 변형이 0.5%일 때까지는 전도띠 부피가 하나만 존재하다가 0.5%와 0.55% 사이에서 두번째 부피가 생기게 되는데, 그림 1의 곡선에서는 이 점이 곡선의 기울기가 불연속이 되는 모양으로 나타난다.

그림 2는 변형이 각각 -0.6, 0.0, 0.4, 0.75%일 때의 원자가 띠 구조를 그린 것이다. 실선은 중앙공 부피이고 점선은 경양공 부피를 나타내는데, 변형이 0.4%와 0.45% 사이에서 제일 위의 부피가 중앙공 부피에서 경양공 부피로 변화하게 된다. 중앙공 부피가 제일 위에 있는 범위인 압축변형 및 0.4%까지의 인장변형 범위에서는 원자가띠의 상태밀도가 단조 증가하는 경향이 있음을 쉽게 알 수 있다. 0.4%를 넘어서는 인장변형의 경우에는 부피들이 많고 복잡한 모양을 갖고 있어 변형

에 따른 상태밀도의 변화를 알곤 알아보기가 어려운데, 동작 온도가 낮을 때는 제일 위의 한두 부피가 주로 관여하지만, 300 K에서는 상당히 많은 수의 부피가 준페르미 준위(quasi-

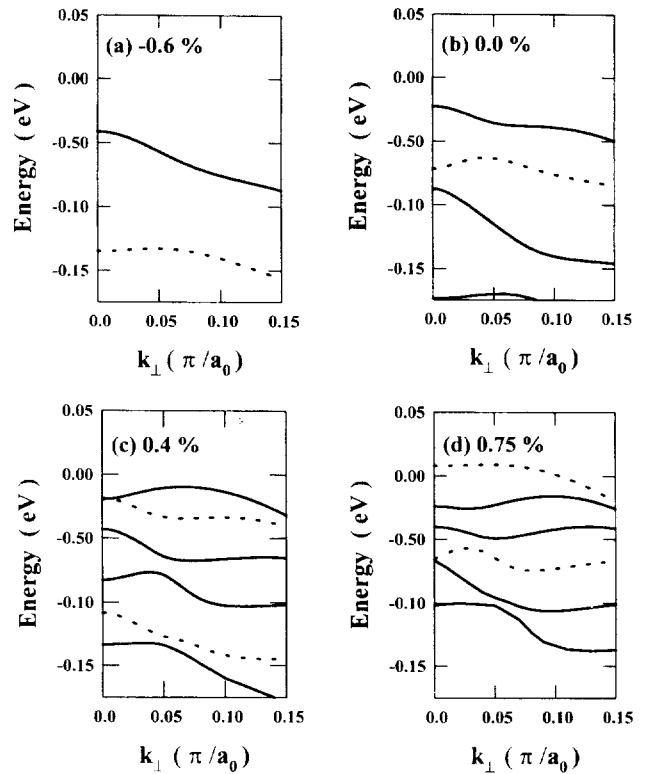


그림 2. 변형에 따라 달라지는 양자우물의 원자가 띠 구조. 변형이 각각 (a) -0.6%, (b) 0%, (c) 0.4%, 그리고 (d) 0.75% 일 때이다. 변형이 0.4%와 0.45% 사이에서 첫번째 원자가 띠가 중앙공띠에서 경양공띠로 바뀐다.

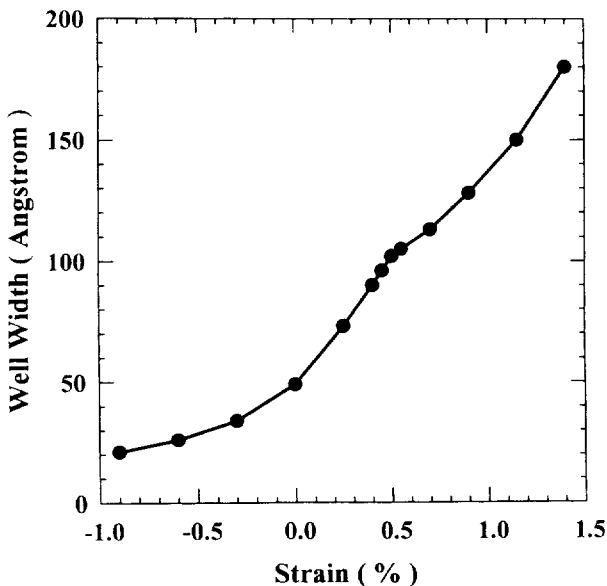


그림 1. 양자우물의 띠간격이 $1.55 \mu\text{m}$ 가 되도록 설계했을 때의 변형에 따른 양자우물 두께.

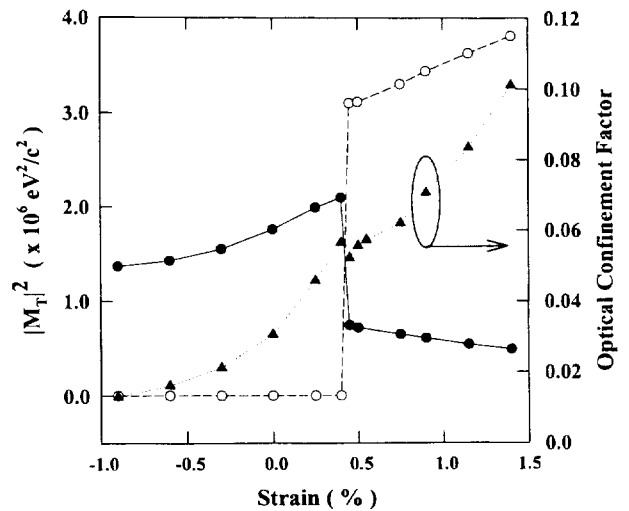


그림 3. 변형에 따른 단일양자우물의 전이행렬요소 및 광학가동인자. 실선은 첫번째 전도부피와 첫번째 원자가부피 사이의 TE 전이행렬요소, 파선은 TM 전이행렬요소이며, 점선은 광학가동인자이다. 변형 0.4% 부근의 불연속점은 첫번째 원자가 부피가 중앙공띠에서 경양공띠로 바뀌기 때문에 생기는 것이다.

Fermi level)을 결정하는데 기여하기 때문에 더욱 그러하다. 그림으로 보이지는 않았지만 첫번째 전도띠의 상태밀도도 변형이 인장변형 쪽으로 가면서 증가하는 경향을 보인다.

그림 3은 변형에 따른 단일양자우물의 전이행렬요소 및 광학가동인자를 그린 것이다. 실선은 첫번째 전도띠 부띠와 첫번째 원자가띠 부띠 사이의 영역중앙(zone center)에서의 TE 전이행렬요소를 그린 것이고 파선은 TM 전이행렬요소를 그린 것인데, 0.4% 부근에서 발진모드가 TE에서 TM으로 바뀌는 것을 명확히 볼 수 있다. 발진모드의 변화에 따른 불연속적인 변화 외에는, 전이행렬요소는 변형이 음에서 양으로 변화하면서 완만하게 증가하고 있음을 볼 수 있다. 그림 3에 접선으로 그려진 광학가동인자는 대략 그림 1의 우물 두께에 비례하는데, 변형 0.4% 부근의 불연속점은 그 왼쪽에서는 TE 가동인자를 그리고 오른쪽에서는 TM 가동인자를 그렸기 때문에 생긴 것이다.

그림 4는 변형에 관계없이 양자우물의 수가 5인 경우, 문턱방식이득이 각각 0, 35, 50 cm⁻¹인 세 경우에 대해 300 K에서의 문턱전류밀도(J_{th})의 값을 변형의 함수로 그린 것이다. 이 그림에서 수직 점선으로 표현된 두 개의 특별한 변형값이 있는데, 0.4-0.45% 변형은 첫번째 원자가 부띠가 중앙공띠에서 경양공띠로 바뀌면서 발진모드가 TE에서 TM으로 변하는 점이고, 0.5-0.55% 변형은 두번째 전도띠 부띠가 생기기 시작하는 점으로, 이 점들에서 문턱전류밀도는 불연속적이 된다. 만약 두번째 전도띠 부띠가 없는 경우를 상상한다면, 즉 0.5%

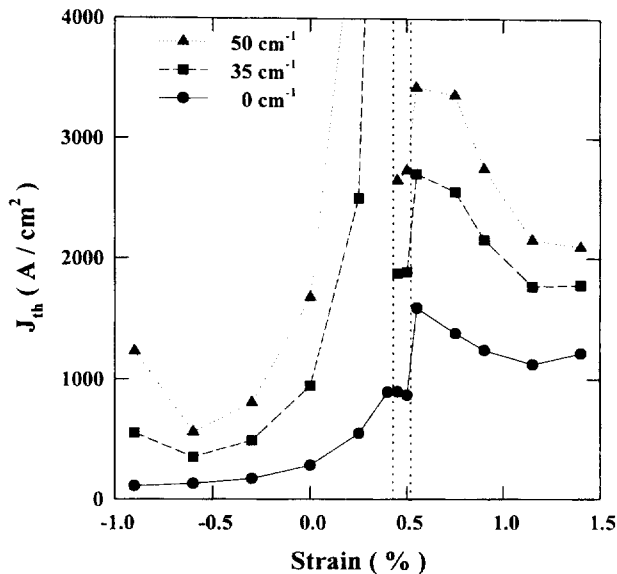


그림 4. 양자우물의 수가 5인 다중양자우물 레이저의 변형에 따른 300 K에서의 문턱전류밀도의 변화. 위에서부터 문턱방식이득이 50, 35, 0 cm⁻¹일 때이다. 문턱전류밀도가 불연속이 되는 두개의 특별한 변형값이 수직 점선으로 표시되었는데, 0.4% 부근의 것은 첫번째 원자가 부띠가 중앙공띠에서 경양공띠로 바뀌는 점이고, 0.5% 부근의 것은 두번째 전도띠 부띠가 생기기 시작하는 점이다. 그림 위쪽으로 벗어난 J_{th} 값은 변형 0.4%이고 문턱이득방식이 50 cm⁻¹일 때 25564.8 A/cm² 이고, 35 cm⁻¹일 때 9370.5 A/cm²이다.

이상의 영역의 J_{th} 값에서 0.5% 부근에서 불연속적으로 증가한 양만큼 뺀다면, 0.4% 정도의 변형에서 문턱전류밀도는 극대가 되고 변형이 양쪽으로 변하면서 문턱전류밀도가 감소하는 것을 볼 수 있다. 이는 잘 알려진 대로 0.4% 정도의 인장변형에서 원자가띠 꼭대기에서 중앙공띠와 경양공띠가 교차하면서 원자가띠의 상태밀도가 커지기 때문이다. 0.5%에서 생기는 두번째 전도띠 부띠는 전도띠의 상태밀도를 높여 문턱전류밀도를 증가시키는 역할을 한다.^[10] 따라서 변형에 따른 문턱전류밀도의 전체적인 모양은 0.4-0.5% 인장변형에서 극대가 되고, 변형이 양쪽으로 변하면서 감소하다가 극소점을 거쳐 다시 약간 증가하는 경향을 보인다고 할 수 있는데, 이런 경향은 실험적인 연구 결과와 일치하는 것이다.^[11]

그림 5는 35 cm⁻¹의 문턱이득 값에 대해 최적화된, 변형에 따라 달라지는 양자우물의 개수를 갖는 경우에 대한 그림이다. 최적화된 우물의 개수는 원칙적으로 문턱이득값에 따라 달라질 수 있지만, 여기서는 문턱이득 값이 0 과 50 cm⁻¹인 경우에도 35 cm⁻¹의 문턱이득 값에 대해 최적화된 구조를 사용하여 계산하였다. 전체적인 경향은 그림 4의 경우와 비슷하다고 볼 수 있다. 인장변형의 경우에 관심 사항의 하나는 문턱전류밀도의 인장변형 쪽의 극소점의 값이 변형이 없을 때의 값보다 작아지느냐 하는 것인데, 그림 4 와 5의 결과에서는 그렇지 않았다.

양자우물 레이저에서 문턱전류밀도의 값은 많은 물질 혹은 구조 변수에 의존하기 때문에 변형의 효과를 따로 떼어내어 그 효과를 논의하는 것은 간단한 일이 아니다. 예를 들어 변형효과를 이론적으로 계산한 참고문헌[6,7]에서는 변형값에

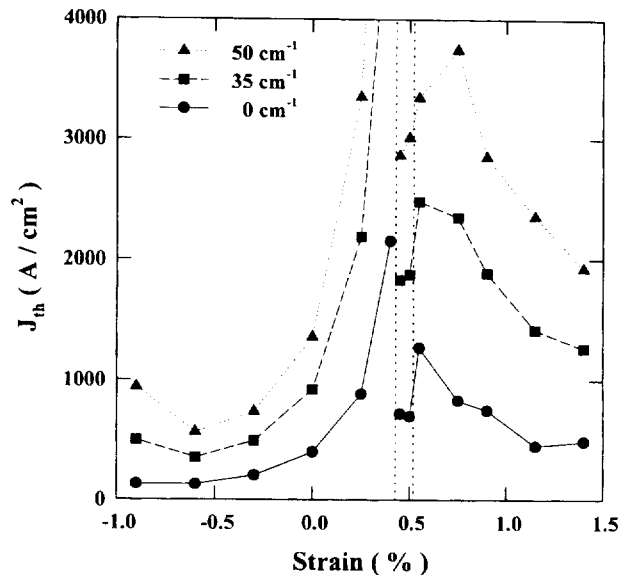


그림 5. 그림 4와 같은 그림이나, 문턱방식이득이 35 cm⁻¹일 때 문턱전류밀도가 최소가 되도록 양자우물의 수가 변형에 따라 다르게 최적화되었다. 최적화된 양자우물의 개수는 변형이 -0.9, -0.6, -0.3, 0.0, 0.25, 0.40, 0.45, 0.50, 0.55, 0.75, 0.90, 1.15, 1.40% 일 때, 각각 6, 6, 6, 7, 8, 12, 4, 4, 4, 3, 3, 2, 2이다. 그림 위쪽으로 벗어난 J_{th} 값은 변형 0.4%이고 문턱이득방식이 50 cm⁻¹일 때 8140.2 A/cm² 이고, 35 cm⁻¹일 때 5293.3 A/cm²이다.

관계없이 양자우물의 두께를 일정하게 한 조건에서 문턱전류에 대한 변형의 효과를 논했는데, 이런 조건에서는 양자우물의 띠간격이 변형에 따라 달라지므로 발진파장이 변형에 따라 달라지게 된다. 따라서 레이저의 응용의 관점에서 보면 이 논문에서처럼 발진파장이 일정하도록 변형에 따라 양자우물의 두께를 변화시키는 것이 더 적절하다고 하겠다. 참고문헌[7]은 본 논문에서와 같이 발진파장이 1.55 μm 가 되도록 우물의 폭을 정하여 계산한 경우이다. 이 논문에서는 인장변형된 레이저의 문턱전류밀도가 변형되지 않은 경우보다 작아짐을 보고했다. 하지만 이 논문에서 가정한 동작온도는 77 K로서 이 온도에서는 띠끝 부근의 상태밀도가 주된 기여를 하게 되고 오제 비발광결합보다 발광결합이 주된 재결합 메카니즘이라는 점에서 본 논문의 경우와 다르다. 본 논문의 방법으로도 77 K에서는 인장변형된 레이저의 문턱전류밀도가 변형되지 않은 경우보다 작아지는 것을 볼 수 있었다.

본 논문과 같은 조건으로 변형이 달라지는 레이저들을 만들어 비교한 실험적인 연구는 많지 않다. 참고문헌[20]는 그드문 예인데, 인장변형된 레이저에서의 극소 문턱전류밀도가 무변형된 레이저보다 작다고 보고하고 있다. 실험에서는 이론적인 모델이 고려하지 않은 효과가 기여할 수 있는데, 인장변형된 레이저에서 실험적인 문턱전류밀도가 계산값보다 상당히 적게 나온다는 보고^[21]가 있으나 그 원인은 아직 추측단계이다. 따라서 인장변형된 레이저에서 문턱전류밀도가 작아지는 원인에 대한 명확한 이해와 그에 대한 모델링 연구가 더 이루어져야, 실험적인 연구와 이론적인 연구의 비교가 진전될 수 있을 것이다.

IV. 결 론

활성층의 변형이 0.9%의 압축변형에서 1.4%의 인장변형에 이르는 13개의 InGaAs/InGaAsP SCH MQW 레이저의 문턱전류밀도 값을 계산하여, 변형이 문턱전류밀도에 미치는 영향을 살펴보았다. 변형에 따르는 비교는 양자우물의 띠간격이 1.55 μm 가 되도록 양자우물의 두께가 변하는 조건에서 이루어졌다. 변형이 문턱전류밀도 값에 미치는 영향을 우물두께의 변화, 띠구조 변화에 따른 상태밀도 및 전이행렬요소의 변화 등으로 나누어 자세히 살펴보았다. 문턱전류밀도는 중앙공띠와 경양공띠가 교차하는 0.4% 인장변형과 두번째 전도부띠가 생기는 0.5% 인장변형에서 불연속적인 변화를 보였다. 실온의 문턱전류밀도는 원자가띠의 상태밀도와 전도띠의 상태밀도가 다같이 커지는 0.4-0.5% 인장변형의 값에서 극대가 되고, 양쪽으로 변형값이 달라지면서 감소하였다가 극소점을 거쳐 다시 약간 증가하는 모습을 보였다. 본 논문의 계산 결과를 다른 이론적 혹은 실험적 논문들과 비교하였고, 변형의 효과에 대한 비교는

주의 깊게 이루어져야 함을 예를 들어 논하였다.

참고문헌

- [1] P. J. A. Thijs, L. F. Tiemeijer, J. J. M. Binsma and T. van Dongen, IEEE J. Quantum Electron. **QE-30**, 477 (1994).
- [2] S. D. Hersee, B. de Cremoux and J. P. Duchemin, Appl. Phys. Lett. **44**, 476 (1984).
- [3] H. Temkin, N. K. Dutta, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan and A. M. Sergent, Appl. Phys. Lett. **57**, 1610 (1990).
- [4] E. Yablonovitch and E. O. Kane, IEEE J. Lightwave Technol. **4**, 504 (1986).
- [5] P. J. S. Thijs, J. J. Binsma, L. F. Tiemeijer, R. W. M. Sloopweg and R. van Roijen, Appl. Phys. Lett. **60**, 3217 (1992).
- [6] S. W. Corzine and L. A. Coldren, Appl. Phys. Lett. **59**, 588 (1991).
- [7] M. P. C. Krijn, G. W. 't Hooft, M. J. B. Boermans, P. J. Thijs, T. van Dongen, J. J. M. Binsma, L. F. Tiemeijer and C. J. van der Poel, Appl. Phys. Lett. **61**, 1772 (1991).
- [8] 김동철, 유건호, 한국광학회지 **7**, 272 (1996).
- [9] P. S. Zory, Jr. ed., Quantum Well Lasers (Academic, Boston, 1993), Chap. 1.
- [10] A. M. Cohen and G. E. Marques, Phys. Rev. **B41**, 10608 (1990).
- [11] L. R. Ram-Mohan, K. H. Yoo and R. L. Aggarwal, Phys. Rev. **B38**, 6151 (1988).
- [12] B. Chen, M. Lazzouni and L. R. Ram-Mohan, Phys. Rev. **B45**, 1204 (1992).
- [13] 김동철, 유건호, 박종대, 김태환, 한국광학회지 **6**, 302 (1995).
- [14] 정민, 박태혁, 김효진, 김태환, 이경우, 유건호, 새물리 **35**, 383 (1995).
- [15] K. H. Yoo, R. L. Aggarwal, L. R. Ram-Mohan and O. K. Wu, J. Vac. Sci. Technol. **A8**, 1194 (1990).
- [16] M. Silver and E. P. O'Reilly, IEEE J. Quantum Electron. **QE-31**, 1193 (1995).
- [17] G. Fuchs, C. Schiedel, A. Hangleiter, V. Harle and F. Scholz, Appl. Phys. Lett. **62**, 396 (1993).
- [18] P. W. A. Mc Iroly, A. Krubbe and Y. Uematsu, IEEE J. Quantum Electron. **QE-21**, 1958 (1985).
- [19] P. S. Zory, Jr. ed., Quantum Well Lasers (Academic, Boston, 1993), Chap. 3.
- [20] P. J. A. Thijs, J. J. M. Binsma, L. F. Tiemeijer and T. van Dongen, Electron. Lett. **28**, 829 (1992).
- [21] Peter J. A. Thijs, L. F. Tiemeijer, P. I. Kuindersma, J. J. M. Binsma and Teus van Dongen, IEEE J. Quantum Electron. **QE-27**, 1426 (1991).

Effects of the strain on the threshold current density in InGaAs/InGaAsP multiple quantum well lasers

D. C. Kim, K. H. Yoo

Department of Physics and Research Institute for Basic Sciences, Kyung Hee University, Seoul 130-701, Korea

H. R. Choo, H. M. Kim

Optoelectronics Section, Electronics and Telecommunications Research Institute, Taejon 305-350, Korea

T. W. Kim

Department of Physics, Kwangwoon University, Seoul 139-701, Korea

(Received September 9, 1997, Revised manuscript received March 18, 1998)

Thirteen InGaAs/InGaAsP separate-confinement heterostructure multiple quantum well lasers were designed such that the strain in the active layer varies from 0.9% compressive strain to 1.4% tensile strain, and their threshold current density was calculated to see the effects of strain on the threshold current density. The well width was adjusted such that the bandgap of the quantum well is 1.55 μm . For the calculation of the band structure and transition matrix element needed for the gain calculation, a block diagonalized 8×8 second-order $\vec{k} \cdot \vec{p}$ Hamiltonian was used to incorporate the conduction band nonparabolicity and the valence band mixing. The threshold current density shows discontinuity at 0.4% tensile strain where the first heavy-hole subband and the first light-hole subband cross and at 0.5% tensile strain where the second conduction subband begins to exist. The threshold current density at room temperature has a maximum around these 0.4-0.5% tensile strains, and as strain varies in either direction it decreases first and then increases a little after a local minimum. This calculated trend is consistent with the other reported experimental results. We discussed the results of this calculation in comparison with other theoretical or experimental papers on the effects of strain.