Regular Paper
J. KIEEME
Vol. 24, No. 1, pp. 1-6, January 2011
DOI: 10.4313/JKEM.2011.24.1.1

광통신용 GaAs 기반 1.3 μm GaAsSb/InGaAs와 GaAsSb/InGaNAs 양자우물 레이저의 광학적특성 시뮬레이션

박승환[1,a]

[1] 대구가톨릭대학교 전자공학과

Simulation of Optical Characteristics of 1.3 μm GaAs-Based GaAsSb/InGaAs and GaAsSb/InGaNAs Quantum Well Lasers for Optical Communication

Seoung-Hwan Park[1,a]

[1] Department of Electronics Engineering, Catholic University of Daegu, Gyeongsan 712-702, Korea

(Received August 23, 2010; Revised November 24, 2010; Accepted December 6, 2010)

Abstract: Optical gain characteristics of 1.3 μm type-II GaAsSb/InGaNAs/GaAs trilayer quantum well structures were studied using multi-band effective mass theory. The results were compared with those of 1.3 μm GaAsSb/InGaNAs/GaAs trilayer quantum well structures. In the case of 1.3 μm GaAsSb/InGaNAs/GaAs trilayer quantum well structure, the energy difference between the first two subbands in the valence band is smaller than that of 1.3 μm GaAsSb/InGaNAs/GaAs trilayer quantum well structure. Also, 1.3 μm GaAsSb/InGaNAs/GaAs trilayer quantum well structure shows larger optical gain than 1.3 μm GaAsSb/InGaNAs/GaAs trilayer quantum well structure. This means that GaAsSb/InGaNAs/GaAs system is promising as long-wavelength optoelectronic devices for optical communication.

Keywords: GaAs, GaAsSb, InGaAs, InGaNAs, Quantum Well

1. 서 론

고속 광통신을 위해서는 광섬유내 광흡수가 최소가 되는 1.3 및 1.55 μm 파장에서 동작하는 레이저가 필요하다. 지금까지 주로 InP 기반 양자우물 (quantum well) 레이저가 주로 사용되어 왔지만, 온도특성이 좋지 않아 값 비싼 Peltier 소자를 요구되고 있다. 이에 따라, 레이저의 제작 비용을 줄기 위해 온도특성을 개선할 필요가 있으며, 이를 위해 GaAs 를 기판으로 사용한 양자우물 레이저에 대한 연구가 많은 관심의 대상이 되어 왔다. 그 이유는 GaAs 를 기판으로 사용할 경우 전도띠의 포텐셜 우물이 깊어져 온도 특성이 향상되기 때문이다.

지금까지 1.3 μm 파장의 양자우물 레이저로는 type-II GaAsSb/GaAs 양자우물구조가 많이 연구되어 왔다 [1,2]. Sb 물질을 사용한 type II 구조를 이용할 경우 파장 영역을 1.1 에 3 μm 이상으로 까지 확장할 수 있으며, GaAs 과 AlSb 사이의 큰 굴절율 차이 때문에 InGaAsP/InP 시스템보다 작은 주기 숫자

a. Corresponding Author; shpark@cu.ac.kr

의 distributed-Bragg-reflector (DBR)을 가진 수직공명 표면발광레이저의 제작이 가능하다 [3,4]. 그러나. 장파장을 만들기 위해서는 Sb 성분을 증가시켜야 이로 인해 양자우물내 스트레인이 증가하게 된다. 이 경우 결정의 질 (quality)이 나빠지게 되기 때문에, 이러한 문제 해결을 위해 GaAsSb 와 InGaAs 층들을 결합한 type-II GaAsSb/InGaAs/GaAs trilayer 양자우물 구조가 제안되었다 [5-7]. 그러나, 이 경우도 1.3 μm 파장보다 긴 1.55 μm 파장영역으로 확장할 경우 우물내 격자 스트레인이 증가한다는 단점을 가지고 있음이 지적되었다. 최근 새로운 구조로써 InGaAs 층 대신에 InGaNAs 층을 사용한 type-II GaAsSb/InGaNAs/GaAs trilayer 구조가 1.3 μm 파장영역과 이 파장을 넘어선 장파장영역대로의 응용을 위해 제안된 바가 있다 [8,9]. 그러나, 이들 시스템에 대한 연구는 아직 초기 단계이기 때문에, 많은 물리적 성질들이 알려져 있지 않지 않다. 따라서, 기존의 GaAsSb/InGaAs 양자우물 레이저의 특성과의 비교를 통해 이들 시스템에 대한 특성을 분석하는 것은 앞으로의 장파장 레이저의 설계와 제작에 매우 중요하게 될 것이다.

본 연구에서는 1.3 μm 파장을 가진 type-II GaAsSb/InGaNAs/GaAs trilayer 양자우물 레이저에 대한 광학적특성을 조사하고 이것을 1.3 μm 파장을 가진 type-II GaAsSb/InGaAs/GaAs trilayer 양자우물 레이저의 결과와 비교 검토하였다.

2. 실험 방법

2.1 Trilayer 양자우물 구조

가전자띠 구조는 (001) 결정성장을 가진 zinc-blende (ZB) block 대각화된 하밀토니안을 풀어서 구해지며, 다음과 같이 주어진다 [10]. 즉,

$$H=\begin{pmatrix} H^U & 0 \\ 0 & H^L \end{pmatrix}. \tag{1}$$

상위 block H^U 에 대한 3x3 하밀토니안은

$$H^U=\begin{pmatrix} P+Q & S_t & -iR_t \\ S_t & P+Q-2/3\Delta_{so} & \Delta_{so}-iR_t \\ iR_t & \Delta_{so}+iR_t & P-2Q-1/3\Delta_{so} \end{pmatrix} \begin{matrix} |1> \\ |2> \\ |3> \end{matrix} \tag{2}$$

이며, 하위 block H^U에 대한 3x3 하밀토니안은

$$H^L=\begin{pmatrix} P+Q & S_t & iR_t \\ S_t & P+Q-2/3\Delta_{so} & \Delta_{so}+iR_t \\ -iR_t & \Delta_{so}-iR_t & P-2Q-1/3\Delta_{so} \end{pmatrix} \begin{matrix} |4> \\ |5> \\ |6> \end{matrix} \tag{3}$$

로 주어진다. 여기서,

$$\begin{aligned} P=&\ -\frac{\hbar^2}{2m_o}\gamma_1(k_x^2+k_y^2+k_z^2)+a_v(\epsilon_{xx}+\epsilon_{yy}+\epsilon_{zz}), \\ Q=&\ \frac{\hbar^2}{2m_o}\gamma_2(k_x^2+k_y^2-2k_z^2)+\frac{b}{2}(\epsilon_{xx}+\epsilon_{yy}-2\epsilon_{zz}), \\ S_t=&\ \frac{\hbar^2}{2m_o}\left[-\frac{3}{2}(\gamma_2+\gamma_3)\right]k_t^2, \\ R_t=&\ \frac{\hbar^2}{2m_o}\left[-3\sqrt{2}\gamma_3\right]k_tk_z. \end{aligned} \tag{4}$$

또한 $k_t=\sqrt{k_x^2+k_y^2}$ 는 k_x-k_y 평면에서의 파동벡터 크기이고, ϵ_{ij}는 대칭적인 스트레인 텐서, γ_1, γ_2, 및 γ_3 는 루팅거 매개변수, a_v 와 b 는 변형 포텐셜 (deformation potential), 그리고 Δ_{so} 는 spin-orbit split-off 에너지이다. 식 (2) 와 (3) 에서의 base 들은 다음과 같이 정의된다. 즉,

$$\begin{aligned} |1> &= \alpha^*\left|-\frac{1}{\sqrt{2}}(X+iY)\uparrow\right>+\alpha\left|\frac{1}{\sqrt{2}}(X-iY)\downarrow\right>, \\ |2> &= \beta\left|\frac{1}{\sqrt{2}}(X-iY)\uparrow\right>+\beta^*\left|-\frac{1}{\sqrt{2}}(X+iY)\downarrow\right>, \\ |3> &= \beta^*|Z\uparrow>+\beta|Z\downarrow>, \\ |4> &= \alpha^*\left|-\frac{1}{\sqrt{2}}(X+iY)\uparrow\right>-\alpha\left|\frac{1}{\sqrt{2}}(X-iY)\downarrow\right>, \\ |5> &= \beta\left|\frac{1}{\sqrt{2}}(X-iY)\uparrow\right>-\beta^*\left|-\frac{1}{\sqrt{2}}(X+iY)\downarrow\right>, \\ |6> &= -\beta^*|Z\uparrow>+\beta|Z\downarrow>, \end{aligned} \tag{5}$$

여기서

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{\sqrt{2}}\exp\left[\mathrm{i}\left(\frac{3\pi}{4}+\frac{3\phi}{2}\right)\right], \\ \beta &= \frac{1}{\sqrt{2}}\exp\left[\mathrm{i}\left(\frac{\pi}{4}+\frac{\phi}{2}\right)\right], \end{aligned} \tag{6}$$

그리고 $\phi=\tan^{-1}(k_x/k_y)$ 는 k_x-k_y 평면내에서의 방위각이고 0 에서 2π 까지의 범위를 가진다.

2.2 광학적이득

다체효과를 가진 non-Markovian 이득 스펙트럼은 다음과 같이 주어진다 [11]. 즉,

$$g(\omega)=\sqrt{\frac{\mu_o}{\bar{\epsilon}}}\sum_{\sigma}\sum_{l,m}\left(\frac{e^2}{m_o^2\omega}\right)\int_0^{\infty}dk_{\parallel}\frac{k_{\parallel}}{\pi L_w^{eff}}$$
$$\times\,|\,\hat{\epsilon}\cdot M_{lm}^{\sigma}(k_{\parallel})\,|^2[f_l^c(k_{\parallel})-f_m^v(k_{\parallel})] \quad (7)$$
$$\times\frac{(1-\mathrm{Re}\,Q)\mathrm{Re}\,L-\mathrm{Im}\,Q\mathrm{Im}\,L}{(1-\mathrm{Re}\,Q)^2+(\mathrm{Im}\,Q)^2},$$

여기 ω는 각진동수, μ_o는 진공에서의 투자율 (permeability), $k_{\parallel}$는 양자우물 평면에서의 in-plane wave vector 의 크기, $|M_{lm}|^2$는 양자우물의 모멘트 매트릭스 요소, f_l^c와 f_m^v는 전도띠와 가전자띠에서의 페르미 함수들, $\hbar$는 Planck 상수이다. $\bar{\epsilon}$는 유전상수이며, $\bar{\epsilon}=(\epsilon_{w1}+2\epsilon_{w2})/3$로 주어진다, 여기서, ϵ_{w1}과 ϵ_{w2} 는 각각 GaAsSb과 InGaNAs 물질에 대한 유전상수이다. 유효 우물 너비 L_w^{eff}는 $L_w^{eff}=(L_{w1}m_{w2}^c+L_{w2}m_{w1}^v)/(m_{w2}^c+m_{w1}^v)$로 근사될 수 있으며, 여기서 L_{w1} 과 L_{w2} 는 각각 GaAsSb 과 InGaNAs 에 대한 우물너비이며, m_{w1}^v 과 m_{w2}^c 는 GaAsSb 에 대한 정공유효질량과 InGaNAs 에 대한 전자유효질량이다. 여기서, InGaNAs 우물들 사이의 coupling 때문에 고립된 양자우물의 각 에너지 준위들은 둘로 분리 되는데, 이 경우에도 전체 상태밀도는 보존된다고 가정한다. 즉, triple 양자우물내 couple 된 에너지 준위에 대한 상태밀도는 triple 양자우물과 같은 유효질량과 우물 너비를 가진 single 양자우물내 에너지 준위에 대한 상태밀도와 같다 [12]. 다체효과는 프라즈마 스크리닝, 밴드갭 재규격화, interband 천이확률의 엑시톤 혹은 쿨롱 enhancement 를 포함한다. 밴드갭 재규격화는 screened exchange (SX) self-energy 부분과 Coulomb-hole (CH) 부분의 합으로 주어진다. 쿨롱 상호작용은 Hatree-Fock 근사하에서 계산된다 [13,14]. 지수들 l 과 m 은 전도띠의 전자상태와 가전자띠의 heavy-hole (light-hole) 부밴드 상태를 나타낸다. 또한, E_{lm}은 전자와 정공사이의 재규격화된 천이 에너지이다. 선폭함수 (line-shape)는 가장 간단한 non-Markovian quantum kinetics에 대해 Gaussian 모양이며 다음과 같이 주어진다 [11,15]. 즉,

$$\mathrm{Re}[\mathrm{L}(\mathrm{E}_{\mathrm{lm}}(\mathrm{k}_{\parallel},\hbar\omega))]=$$
$$\sqrt{\frac{\pi\tau_{\mathrm{in}}(k_{\parallel},\hbar\omega)\tau_c}{2\hbar^2}}\exp\left(-\frac{\tau_{\mathrm{in}}(k_{\parallel},\hbar\omega)\tau_c}{2\hbar^2}E_{lm}^2(k_{\parallel},\hbar\omega)\right)$$

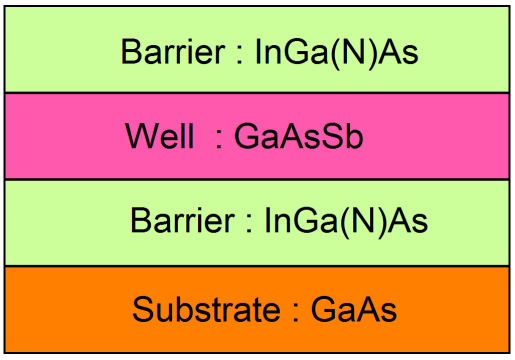

Fig. 1. GaAs-based 1.3 μm GaAsSb/InGaAs and GaAsSb/InGaNAs quantum well structures used in the calculation.

Table 1. Parameters used in the calculation.

	GaAs	GaSb	InAs	InN	GaN
γ_1	6.85	11.80	20.4	3.24	3.06
γ_2	2.10	4.03	8.3	1.00	0.91
γ_3	2.90	5.26	9.1	1.12	1.03
a_v (eV)	1.16	0.79	1.00	1.7	3.63
b (eV)	-1.7	-2.0	-1.8	-1.2	-2.67
Δ_{SO} (eV)	0.34	0.8	0.38	0.017	0.011
ϵ	13.1	15.69	15.15	15.3	10.69

과

$$\mathrm{Im}[\mathrm{L}(\mathrm{E}_{\mathrm{lm}}(\mathrm{k}_{\parallel},\hbar\omega))]=$$
$$\frac{\tau_c}{\hbar}\int_0^{\infty}\exp\left(-\frac{\tau_c}{2\tau_{\mathrm{in}}(k_{\parallel},\hbar\omega)}t^2\right)\sin\left(\frac{\tau_c E_{lm}(k_{\parallel},\hbar\omega)}{\hbar}t\right)dt$$

로 주어진다. Intraband 이완시간 τ_{in} 과 correlation 시간 τ_c 는 상수라고 가정하며, 여기서는 τ_{in} 과 τ_c 에 대해 각각 45 과 10 fs 의 값을 사용하였다 [16,17]. 시뮬레이션에 사용된 파라미터는 Vurgaftman and Meyer [18,19] 에 의해 주어진 파라미터가 사용되었으며, 가전자띠 구조를 계산하기 위해 사용된 주요 파라미터들은 [표 1] 에 정리되어 있다. 특히, $\mathrm{In_yGa_{1-y}N_xAs_{1-x}}$의 밴드갭은 $E_g=[(E^C+E^N)-\sqrt{(E^{C-E^N})^2+4V^2x}]/2$ 로 주어지며, 여기서 E^C 는 InGaAs의 extended conduction band 이고, E^N 은 질화물 주입에 따른 불순물 준위, $V(eV)=2.3(1-y)+1.9y-Cy(1-y)$는 E^C 와 E^N 사이의 상호작용 포텐셜이다. 여기서 C 는 피팅 파라미터이다. $\mathrm{Ga_{1-x}Sb_xAs}$에 대한 밴드갭은 $1.424-2.05x+1.35x^2$

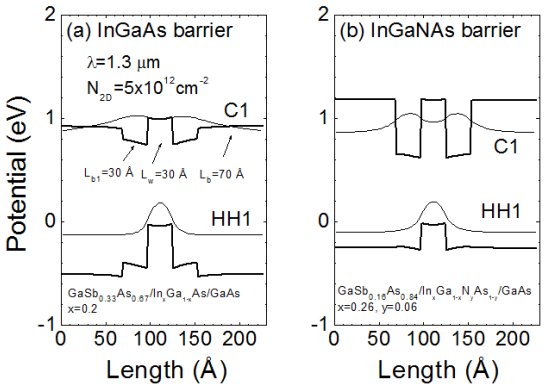

Fig. 2. GaAs-based 1.3 μm GaAsSb/InGaAs and GaAsSb/InGaNAs quantum well structures used in the calculation. Potential profiles and wavefunctions (C1 and HH1) at zone center for type-II GaAs-based 1.3 μm GaAsSb/InGaAs and GaAsSb/InGaNAs quantum well structures used in the calculation.

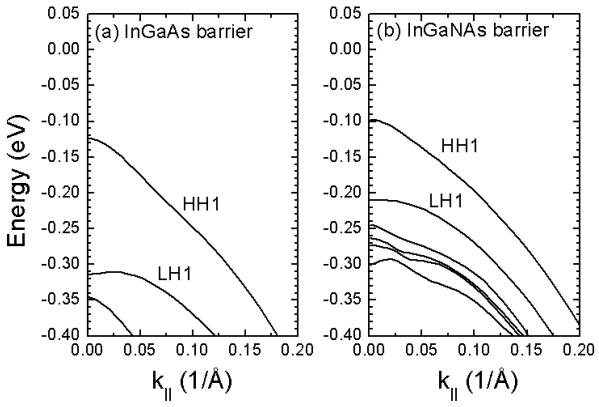

Fig. 3. Valence band structures for type-II GaAs-based 1.3 μm GaAsSb/InGaAs and GaAsSb/InGaNAs quantum well structures.

의 값이 사용되었다.

3. 결과 및 고찰

그림 2는 1.3 μm 파장을 가진 type-II (a) GaSbAs/InGaAs 및 (b) GaSbAs/InGaNAs 양자우물 레이저에 대한 포텐셜 모양과 zone center 에서의 파동함수 (C1 과 HH1) 을 보여준다. 첨자 "w," "b1," 그리고 "b" 는 GaAsSb 우물, InGa (N)As 장벽, GaAs 장벽을 각각 나타낸다. Self-consistent 해는 $N_{2D}=10\times10^{12}cm^{-2}$의 면 운반자밀도에서 계산되었다. 두 양자우물 구조는 전도띠의 type-II 구조로 인해 band bending 효과가 일어남을 보여주고 있다. 즉, 전자 스크리닝 장이 우물내의 정공농도로 부터 생기는 양전하 때문에 우물의 중심쪽으로 향하게 되며, 이로 인해 전자는 우물 쪽으로 인력을 받게된다. 특히, InGaNAs을 장벽으로 사용한 경우 전도띠의 우물 깊이가 매우 큼이 보여진다. 반면, 가전자띠의 포텐셜 우물 깊이는 InGaAs을 장벽으로 사용한 경우가 더 크게 나타났다. 이것은 Sb 성분이 증가함에 따라 포텐셜 우물 깊이가 깊어졌기 때문이며, 이 경우 가전자띠내 정공농도가 증가하여 band bending 효과가 더 크게 나타남을 보여주고 있다. 현재 고려되는 trilayer 양자우물의 경우, 전도띠의 파동함수는 InGa(N)As 장벽 부분에 주로 모여 있게 되며, 가전자띠내 정공의 파동함수는 어느 경우에나 GaAsSb 우물 영역에 머무르고 있음을 볼 수 있다.

그림 3은 1.3 μm 파장을 가진 type-II (a) GaSbAs/InGaAs 및 (b) GaSbAs/InGaNAs 양자우물 레이저에 대한 가전자띠 구조를 보여준다. 가전자띠 구조는 $N_{2D}=10\times10^{12}cm^{-2}$의 면 운반자밀도에서 계산되었다. 첫 번째 부밴드는 heavy-hole (HH) 밴드이며, 두 번째 부밴드는 light-hole (LH) 밴드이다. InGaNAs을 장벽으로 사용한 경우 처음 두 부밴드사이의 에너지 간격이 InGaAs을 장벽으로 사용한 경우보다 작음이 보여진다. 그 크기는 InGaAs 와 InGaNAs을 장벽으로 사용한 경우에 대해 각각 190과 120 meV 정도이다. 보통 부밴드사이의 에너지 간격이 증가하면, 높은 부밴드에 머무르는 운반자 밀도가 감소함에 따라 레이저의 특성이 개선된다. 그러나, 이 경우 부밴드들간의 에너지 간격이 상대적으로 두 경우 모두 크기 때문에 그 효과는 적게 나타난다.

그림 4는 1.3 μm 파장을 가진 type-II GaSbAs/InGaAs 및 GaSbAs/InGaNAs 양자우물 레이저에 대한 (a) 광학적 매트릭스 요소와 (b) 광학적 이득을 보여준다. 요소와 이득은 $N_{2D}=5\times10^{12}cm^{-2}$ 의 면 운반자밀도에서 계산되었다. 광학적 매트릭스 요소는 in-plane wave vector ($k_{||}$) 가 증가함에 따라 감소함을 보여주고 있다. 밴드 가장자리 ($k_{||}=0$)근처에서, InGaNAs을

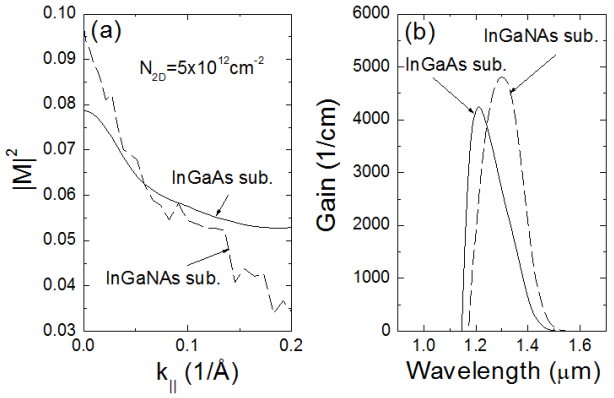

Fig. 4. (a) Optical matrix element and (b) optical gain for type-II GaAs-based 1.3 μm GaAsSb/InGaAs and GaAsSb/InGaNAs quantum well structures.

장벽으로 사용한 양자우물 구조의 광학적 매트릭스 요소는 InGaAs을 장벽으로 사용한 양자우물 구조의 것 보다 크게 나옴이 보여진다. 보통, 레이저의 경우 밴드 가장자리근처에서의 값들이 중요하게 되는데, 광학적 천이에 참여하는 운반자들이 주로 $k_{||}=0$ 근처에 모여 있기 때문이다. 더불어, 광학적 이득 또한 InGaNAs을 장벽으로 사용한 양자우물 구조가 InGaAs을 장벽으로 사용한 경우보다 더 큰 광학적 이득을 보여준다. 광학적 이득은 주로 상태밀도, 준페르미 준위 간격, 그리고 전자와 정공의 천이확률인 매트릭스 요소의 크기로 주로 결정이 된다. 상태밀도는 그림 3에서 보여지는 가전자띠의 유효질량과 관련이 있으며, InGaAs 와 InGaNAs 장벽을 가진 양자우물에 대해 유효질량은 $0.238m_o$ 과 $0.317m_o$ 로 InGaNAs 장벽을 가진 양자우물의 경우 약간 크게 나오고 있다. 이것은 광학적 이득에게는 나쁜 영향을 줌을 의미한다. 더불어, 페르미 준위 간격은 InGaAs 와 InGaNAs 장벽을 가진 양자우물에 대해 0.173 eV 와 0.163 eV 로 InGaNAs 장벽을 가진 양자우물의 경우 약간 작게 나왔는데, 이것은 그림 3에서 보여지는 것처럼 부밴드들 사이의 간격이 InGaNAs 장벽을 가진 양자우물에 경우 작기 때문이다. 이것도 광학적 이득에게는 나쁜 영향을 주며, 따라서 InGaNAs 장벽을 가진 양자우물에 대해 관측된 광학적 이득의 증가는 전자와 정공의 천이확률과 관련이 있는 증가와 관련이 있음을 알 수 있다.

4. 결 론

본 연구에서는 1.3 μm 파장을 가진 type-II GaAsSb/InGaNAs 양자우물 구조와 GaAsSb/InGaAs 양자우물 레이저의 특성을 비교연구하였다. 그 결과, InGaNAs을 장벽으로 사용한 양자우물 구조가 InGaAs을 장벽으로 사용한 경우보다 더 큰 광학적 이득을 보여주었으며, 이것은 InGaNAs을 장벽으로 사용한 양자우물 구조의 경우 전도띠 파동함수의 confinement 가 더 커짐에 따라 밴드가장자리에서의 광학적 매트릭스요소가 0.078 에서 0.095 로 증가하였기 때문인 것으로 설명이 가능하였다. 또한, InGaNAs을 장벽으로 사용한 경우 처음 두 부밴드사이의 에너지 간격이 InGaAs을 장벽으로 사용한 경우보다 작음이 보여졌다.

REFERENCES

[1] T. Anan, K. Nishi, S. Suguo, M. Yamada, K. Tokutome, and A. Gomyo, *Electron. Lett.* **34**, 2127 (1998).

[2] T. Anan, M. Yamada, K. Tokutome, S. Suguo, K. Nishi, and A. Kamei, *Electron. Lett.* **35**, 903 (1999).

[3] J. R. Meyer, C. A. Hoffman, F. J. Bartoli, and L. R. Ram-Mohan, *Appl. Phys. Lett.* **67**, 757 (1995).

[4] M. Kondow, T. Kitatani, and K. Uomi, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **3**, 719 (1997).

[5] S. W. Ryu and P. D. Dapkus, *Electron. Lett.* **38**, 564 (2002).

[6] M. Kudo, K. Ouchi, J. Kasai, and T. Mishima, *Jpn. J. Appl. Phys.* **41**, 1040 (2002).

[7] S. H. Park, H. M. Kim, and J. J. Kim, *J. Korean Phys. Soc.* **50**, 1081 (2007).

[8] M. Kudo, K. Ouchi, J. Kasai, and T. Mishima, *Jpn. J. Appl. Phys.* **41**, 1040 (2002).

[9] J-Y. Yeha L. J. Mawst, A. A. Khandekar, T. F. Kuech, I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and N. Tansu, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 051115 (2006).

[10] C. Y-P. Chao and S. L. Chuang, *Phys. Rev. B* **46**, 4110 (1992).

[11] S. H. Park, S. L. Chuang, J. Minch, and D. Ahn, *Semicond. Sci. Technol.* **15**, 203 (2000).

[12] W. Braun, P. Dowd, C-Z. Guo, S-L. Chen, C. M. Ryu, U. Koelle, S. R. Johnson, Y-H. Zhang, J. W. Tomm, T. Elsasser, and D. J. Smith, *J. Appl. Phys.* **88**, 3004 (2000).

[13] W. W. Chow, S. W. Koch, and M. Sergent III, *Semiconductor-Laser Physic* (Springer, Berlin, 1994)

[14] H. Haug and S. W. Koch, *Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors* (World Scientific, Singapore, 1993).

[15] D. Ahn, *Prog. Quantum Electron.* **21**, 249 (1997).

[16] G. Liu and S. L. Chuang, *Phys. Rev. B* **65**, 165220 (2002).

[17] G. Liu, S. L. Chuang, and S. H. Park, *J. Appl. Phys.* **88**, 5554 (2000).

[18] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, *J. Appl. Phys.* **89**, 5816 (2001).

[19] I. Vurgaftman and J. R. Meyer, *J. Appl. Phys.* **94**, 3675 (2003).