

論文97-34D-3-5

p형 InGaAs-InAlAs 결합양자우물을 이용한 흡수계수스펙트럼의 broadening

(Broadening of Absorption Spectrum in a p-type InGaAs-InAlAs Coupled Quantum Well)

金璟煥*, 金成俊*

(Kyung Hwan Kim and Sung June Kim)

요 약

Multiband effective mass formalism을 이용하여 p형 InGaAs-InAlAs 결합양자우물에서의 적외선흡수 특성을 이론적으로 해석하였다. 4×4 Luttinger-Kohn Hamiltonian을 풀어, 서로 다른 두께의 두 우물과 그 사이에 하나의 장벽이 존재하는 구조를 다중양자우물의 한 주기로 하는 결합양자우물에서의 부밴드 구조를 계산하였고 이를 바탕으로 흡수계수를 구하였다. 결합양자우물구조의 도입으로 인하여 설계변수의 수가 증가하며 이를 이용하여 흡수계수스펙트럼을 조절할 수 있음을 보였다. 적절히 설계된 결합양자우물의 흡수계수는 보다 넓은 파장범위에 대하여 충분히 큰 값을 가지도록 할 수 있다.

Abstract

Intervallence subband absorption of normally incident infrared radiation in p-type InGaAs-InAlAs coupled quantum well (CQW) is theoretically investigated by the multiband effective mass formalism. By solving a 4×4 Luttinger-Kohn Hamiltonian, we calculate valence subband structures, intervallence subband transition matrix elements, and absorption coefficient spectrum in the CQW which consists of a wider well, a thinner well and a barrier between them. Using the flexible design parameters given to the valence band CQW structure, we show that the absorption coefficient profile can be tailored. For a carefully designed CQW, the absorption coefficient can be made to maintain a large value over a wider wavelength range of incident infrared radiation compared with that shown in intersubband absorption in usual single quantum well.

I. 서 론

양자우물 적외선감지소자 (quantum well infrared photodetector; QWIP) 는 HgCdTe를 이용한 기존의 적외선감지소자에 비하여 몇가지 중요한 장점을 지니므로 최근 활발히 연구되고 있다.^{1) 4)} pn접합에서의 band-to-band 천이를 이용하는 HgCdTe 광다이오드

와는 달리 QWIP는 양자우물내에 형성되는 부밴드들 간의 천이 즉, intersubband transition에 의하여 광신호전류가 생성된다. n type으로 doping된 QWIP는 전도대에서의 부밴드간천이에 의하여 광전류가 생성되므로 optical selection rule 때문에 입사되는 적외선이 양자우물의 성장방향으로 편광되어있어야 흡수된다. 따라서 적외선이 입사하는 부분의 웨이퍼를 45° 각도로 식각해주거나, 회절격자를 만들어주어야 하며, 이로 인하여 손실이 생긴다.¹⁵⁾ 반면, 가전자대에 형성된 양자우물에서는 heavy hole (HH) band와 light hole (LH) band의 혼합효과 때문에 입사하는 적외선이 양

* 正會員, 서울대학교 電氣工學部

(School of Electrical Engineering, Seoul National University)

接受日: 1996年12月20日, 수정완료일: 1997年3月11日

자유물성장방향과 수직으로 편광된 경우에도 흡수된다. 따라서 입사광이 웨이퍼의 전면에 수직으로 입사하는 구조의 적외선검출자를 별다른 coupling scheme 없이도 구현할 수 있으므로 특히 focal plane array의 응용에 적합하다.

가전자대에서의 부밴드간천이에서는 HH와 LH간의 강한 결합으로 인하여 어느 특정한 두 부밴드들간의 에너지 차이가 파동벡터에 따라 크게 변한다. 또 서로 다른 파장과 oscillator strength를 갖는 부밴드들의 수가 n-type에서보다 훨씬 많다. 이 결과 전체적인 흡수계수스펙트럼은 기존에 발표된 결과들에서 볼 수 있듯이 n형양자우물에서와 같은 간단한 Lorentzian 함수 형태를 보이지 않는다. 그러나 이와 같은 복잡한 흡수 메커니즘은 전체흡수계수를 원하는대로 조절할 수 있는 가능성을 암시한다. 하지만 지금까지는 우물 한 개가 장벽으로 둘러싸인 간단한 형태의 양자우물만이 고려되어왔다. 따라서 흡수계수를 조절하기 위하여 변화시킬 수 있는 변수가 단지 우물의 두께뿐이므로 양자우물의 구조를 설계함으로써 의도적으로 흡수계수스펙트럼을 조절하려는 시도는 보고된 바 없다. 이러한 이유로 본 논문에서는 더 많은 설계변수를 확보하기 위하여 양자우물의 한 주기를 약간 변화시켰다. 이러한 목적을 위하여 두께가 서로 다른 두 개의 우물 및 그 사이에 한 개의 장벽을 포함하는 결합양자우물 (coupled quantum well; CQW) 구조를 도입하고자 한다. 결합양자우물구조에서는 3개의 두께를 동시에 변화시킬 수 있으므로 적외선감지소자의 흡수층 설계시 유연성이 크게 증가한다.

본 논문에서는 p형으로 도핑된 결합양자우물의 적외선 흡수특성을 이론적으로 해석하여, p형 양자우물의 특성인 복잡한 밴드구조와, 결합양자우물의 도입으로 인하여 얻어진 여분의 설계변수를 이용함으로써 단순한 단일양자우물구조에서보다 넓은 범위의 입사파장에 대하여 큰 값의 흡수계수를 갖도록 할 수 있음을 보였다.

II. 이론 및 계산 방법

양자우물에서의 부밴드간의 천이에 의한 흡수계수를 계산하려면 우선 가전자대에서의 부밴드구조를 계산해야 하고 이를 바탕으로 천이행렬요소를 계산해야한다. 양자우물의 부밴드계산을 위해서는 multiple band

effective mass equation으로부터 유도된 4×4 Luttinger-Kohn Hamiltonian^[6]을 사용하였다. 4×4 Luttinger-Kohn Hamiltonian은 다음과 같다.

$$H = \begin{pmatrix} P+Q & R & -S & 0 \\ R^+ & P-Q & 0 & S \\ -S^+ & 0 & P-Q & R \\ 0 & S^+ & R^+ & P+Q \end{pmatrix} \quad (1)$$

여기서,

$$P = \frac{1}{2} \left(\frac{\hbar^2}{m} \right) \gamma_1 (k_x^2 + k_y^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \quad (2)$$

$$Q = \frac{1}{2} \left(\frac{\hbar^2}{m} \right) \gamma_2 (k_x^2 + k_y^2 + 2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}) \quad (3)$$

$$R = \frac{\hbar^2}{m} (\sqrt{3} \bar{\gamma} (k_x^2 + k_y^2) - \sqrt{3} \gamma_3 (k_x^2 + k_y^2)^{1/2} \frac{\partial}{\partial z}) \quad (4)$$

$$S = \sqrt{3} \frac{\hbar^2}{2m_0 i} (\gamma_2 + \gamma_3) (k_x - ik_y) \frac{\partial}{\partial z} \quad (5)$$

이다.

위의 식 (1)-(5)에서, m_0 는 자유전자의 질량이고, $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ 는 Luttinger parameter들이다. $\bar{\gamma} = (\gamma_2 + \gamma_3)/2$ 이며 R^+ 와 S^+ 는 각각 R 및 S 의 Hermit adjoint들이다. 양자우물 성장방향의 파동벡터성분은 $k_z = -i \frac{\partial}{\partial z}$ 로 놓았다.

식 (1)의 4×4 Luttinger-Kohn 해밀토니안은 Broid와 Sham의 방법^[7]에 따라 다음과 같이 block-diagonalized form으로 변환할 수 있다.

$$\bar{H} = \bar{U} H \bar{U}^+ = \begin{pmatrix} H^U & 0 \\ 0 & H^L \end{pmatrix} \quad (6)$$

여기서 upper 및 lower block인 H^U, H^L 은 각각 upper 및 lower block으로 다음 식으로 주어진다.

$$H^U = \begin{pmatrix} P+Q & \hat{R} \\ \hat{R}^+ & P-Q \end{pmatrix} \quad (7)$$

$$H^L = \begin{pmatrix} P-Q & \hat{R} \\ \hat{R}^+ & P+Q \end{pmatrix}, \quad (8)$$

여기서 $\hat{R} = |R - i|S|$ 이다. 변환전의 basis set과 변환을 위한 unitary transformation matrix \bar{U} 및 새로운 basis set은 참고문헌^[8]에 나와있다. 위 식 (6)에서 보듯이 upper 및 lower block H^U 와 H^L 는 서로 decouple되었다.

upper 및 lower block의 파동함수들은 각각 식 (9),(10)과 같이 쓸 수 있다.

$$\psi_{m\mathbf{k}_i}^U(\mathbf{r}) = \sum_{z'}^3 g_m^{(z)}(\mathbf{k}_i, z') e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}} |\nu\rangle \quad (9)$$

$$\psi_{m\mathbf{k}_i}^L(\mathbf{r}) = \sum_{z=3}^1 g_m^{(z)}(\mathbf{k}_i, z') e^{i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}} |\nu\rangle \quad (10)$$

여기서 $|\nu\rangle$ ($\nu=1,2,3,4$)는 변환 후의 basis set이다. 이제, block envelope function $\{g_m^{(z)}\}$ 은 다음의 식 (11), (12)를 만족한다.

$$\sum_{z=1}^2 [H_{\nu\nu}^U(\mathbf{k}_i, -i\frac{\partial}{\partial z'}) + V(z)\delta_{\nu\nu}] g_m^{(z)}(\mathbf{k}_i, z') = E_m^U(\mathbf{k}_i) g_m^{(z)}(\mathbf{k}_i, z') \quad (11)$$

$$\sum_{z=1}^2 [H_{\nu\nu}^L(\mathbf{k}_i, -i\frac{\partial}{\partial z'}) + V(z')\delta_{\nu\nu}] g_m^{(z+2)}(\mathbf{k}_i, z') = E_m^L(\mathbf{k}_i) g_m^{(z+2)}(\mathbf{k}_i, z') \quad (12)$$

for $\nu=1,2$. 위의 식(11) 및 (12)는 유한차분법 (finite difference method; FDM), 전달행렬법 (transfer matrix method) 등의 수치해석적인 방법으로 해를 구할 수 있다. 본 논문에서는 임의의 형태의 포텐셜 profile을 고려할 수 있고 각 영역에서 서로 다른 물질 파라미터를 고려하기에 더 쉬운 방법인 유한차분법을 이용하여 해를 구하였다.¹⁹⁾ 해밀토니안 행렬의 Hermiticity를 유지하기 위하여 균일한 크기의 grid를 사용하였다.

n번째 부밴드와 n'번째 부밴드 사이의 천이에 의한 흡수계수는 다음 식 (13)과 같다.¹⁰⁾

$$\alpha_{nn'}(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{(\epsilon_1)^{1/2} m_0^2 \omega c} \times \sum_{\mathbf{k}_i} [f_n(\mathbf{k}_i) - f_{n'}(\mathbf{k}_i)] \hat{\epsilon} \cdot P_{nn'}(\mathbf{k}_i) \omega^2 \times \frac{\hbar \Gamma_{nn'} / \pi}{[\Delta_{nn'}(\mathbf{k}_i) - \hbar \omega]^2 + [\hbar \Gamma_{nn'}(\mathbf{k}_i)]^2} \quad (13)$$

여기서 ϵ 은 유전상수, m_0 는 자유전자의 질량이며 $\Delta_{nn'}(\mathbf{k}_i) = |E_n(\mathbf{k}_i) - E_{n'}(\mathbf{k}_i)|$ 이고 $E_n(\mathbf{k}_i)$ 은 multiband effective mass equation의 해를 구함으로써 얻어진 n번째 부밴드의 에너지이다. $f(\mathbf{k}_i)$ 는 carrier의 분포 함수이고 in-plane wave vector \mathbf{k}_i 는 $\mathbf{k}_i = k_x \hat{a}_x + k_y \hat{a}_y$ (\hat{a}_x (\hat{a}_y)은 n번째 방향으로의 단위벡터이다.)로 주어진다. ω 는 입사하는 적외선의 각속도이고 e 는 전자의 전하량, c 는 빛의 속도이다. $\hat{\epsilon}$ 은 입사광이 편광된 방향으로의 단위벡터이다. $P_{nn'}(\mathbf{k}_i)$ 은 momentum matrix

element를 나타낸다. $\Gamma_{nn'}(\mathbf{k}_i)$ 는 state $|n, \mathbf{k}_i\rangle$ 과 state $|n', \mathbf{k}_i\rangle$ 사이의 평균산란율이다. momentum matrix element $P_{nn'}(\mathbf{k}_i)$ 는 $\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ theory로부터 유도할 수 있으며¹⁰⁾ 그 결과는 다음 식 (14)와 같다.

$$\hat{\epsilon} \cdot P_{nn'} = \hbar \hat{\epsilon} \cdot \sum_{\nu\nu'} (P_{\nu\nu'} O_{\nu\nu'}^{nn'} + Q_{\nu\nu'} D_{\nu\nu'}^{nn'}) \quad (14)$$

여기서 $\hat{\epsilon} \cdot P_{\nu\nu'}$ 와 $\hat{\epsilon} \cdot Q_{\nu\nu'}$ 은 4×4 행렬들의 $\nu\nu'$ 번째 행렬요소이다. 4×4 행렬 $\hat{\epsilon} \cdot P$ 와 $\hat{\epsilon} \cdot Q$ 는 다음과 같은 형태로 쓸 수 있다.

$$\begin{pmatrix} A_1 & B & C & 0 \\ B^* & A_2 & 0 & C \\ C^* & 0 & A_2 & -B \\ 0 & C^* & -B^* & A_1 \end{pmatrix} \quad (15)$$

A_1, A_2, B, C 는 Luttinger parameter 및 파동벡터 요소들의 함수이며 표 1에 주어져 있다. overlap matrix $O_{\nu\nu'}^{nn'}$ 와 dipole matrix $D_{\nu\nu'}^{nn'}$ 는 다음 식 (16), (17)과 같이 계산할 수 있다.

$$O_{\nu\nu'}^{nn'} = \int [g_\nu^n(z)]^* \cdot g_{\nu'}^{n'}(z) dz, \quad (16)$$

$$D_{\nu\nu'}^{nn'} = -i \int [g_\nu^n(z)]^* \frac{d}{dz} g_{\nu'}^{n'}(z) dz. \quad (17)$$

표 1. 행렬 $\hat{\epsilon} \cdot P$ 와 $\hat{\epsilon} \cdot Q$ 의 원소

Table 1. Coefficients for the matrices $\hat{\epsilon} \cdot P$ and $\hat{\epsilon} \cdot Q$.

	$\hat{\epsilon} \cdot P$	$\hat{\epsilon} \cdot Q$
A_1	$-(\gamma_1 + \gamma_2)k_1$	0
A_2	$-(\gamma_1 - \gamma_2)k_1$	0
B	0	$i \cdot 2\sqrt{3}\gamma_3$
C	$-\sqrt{3}\gamma_2 k_1 + i \cdot 2\sqrt{3}\gamma_3 k_3$	0

III. 결과 및 고찰

이상에서 기술한 방법으로 격자정합된 InGaAs-InAlAs 결합양자우물에서의 수직입사적외선의 흡수특성을 해석하였다. 그림 1에서와 같이 결합양자우물의 한 주기는 두께가 서로 다른 두 개의 우물과 그 사이의 한 개의 장벽으로 이루어져있다. 본 연구에서 사용한 InGaAs-InAlAs 물질시스템은 이미 양자효과소자

(quantum effect device) 및 이종접합구조소자 (heterostructure device) 로의 응용에 적합한 물질로 양질의 양자우물층을 얻을 수 있음이 잘 알려져있다.¹⁾
11-13]

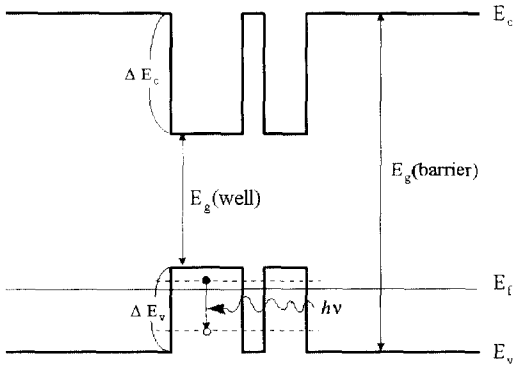


그림 1. 결합양자우물 (coupled quantum well; CQW)의 밴드구조를 보여주는 개략도. 결합양자우물의 한 주기는 두 개의 우물과 그 사이의 한 개의 장벽으로구성된다. 가전자대에서의 부밴드간 천이에 의하여 수직으로 입사하는 적외선이 흡수된다.

Fig. 1. Schematic diagram showing band structure of the coupled quantum well (CQW). A period of the CQW consists of a wider well, a thinner well, and a barrier. Normally incident infrared radiation is absorbed by intersubband transition at the valence band.

2개의 양자우물과 1개의 장벽의 두께를 조절함으로써 각각의 sub-transition들이 서로 약간 다른 공진파장과 서로 비슷한 크기의 천이세기 (transition strength) 를 갖도록 하였다. 그 결과 전체적인 흡수계수 스펙트럼이 더욱 더 넓은 흡수범위를 갖도록 하였다. 이 과정에서 우물 및 장벽의 두께는 신뢰성있게 설정할 수 있는 범위로 제한하였다.

그림 2는 결정된 구조의 InGaAs-InAlAs 결합양자우물에 대한 가전자대 밴드구조이다. 넓은 우물, 좁은 우물 및 장벽의 두께는 각각 40 Å, 20 Å, 15 Å이다. 이 값은 위에서 기술한 과정에 의하여 결정되었다. 계산에 사용된 물질파라미터들의 값은 참고문헌¹⁴⁻¹⁵⁾을 참조하였다. 각각의 부밴드들은 zone center에서의 특성에 따라 HHn, LHm (n, m = 1, 2, 3, ...)로 칭하기로 한다. k_x 값이 0이 아닐 경우 light-hole state와 heavy-hole state간의 강한 mixing으로 인하여 입사

광이 양자우물성장방향 이외의 다른 방향으로 편광되어있는 경우에도 흡수가 일어날 수 있다. 각각의 부밴드들간의 에너지차이는 그림 2에서 볼 수 있듯이 k_x 값에 따라 크게 달라진다. 따라서 흡수계수 스펙트럼은 가전자대에 형성된 양자우물에서와 같은 간단한 Lorentzian 함수 형태가 아니며, 한 개의 sub-transition에 의한 흡수계수 자체가 n-type에서와 비교했을 때 더 넓어지는 경향을 보인다. 이와같은 특징은 n-type 양자우물에서보다 더 넓은 흡수파장범위를 갖는 적외선검출소자를 구현하는데 능동적으로 이용될 수 있다. 위에서 말한 두가지 면은 가전자대에서의 부밴드간천이를 이용하는 적외선감지소자의 가장 중요한 특징들이라 할 수 있다.

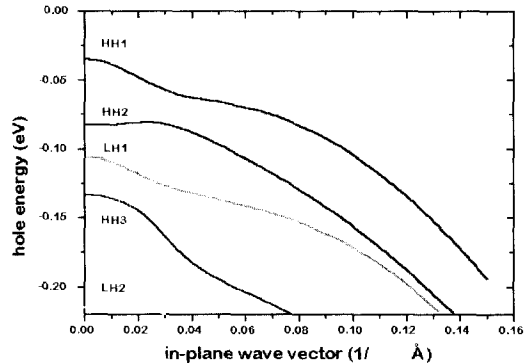


그림 2. 결정된 결합양자우물구조에 대한 가전자대에서의 dispersion relation. 두 개의 우물 및 장벽의 두께는 각각 40Å, 20Å, 15Å이다.

Fig. 2. Calculated valence subband dispersion relationship of the designed CQW. The widths of the wider well, the thinner well, and the barrier are 40Å and 15Å, respectively.

앞에서 말한 p type 양자우물의 일반적인 장점에 더하여 본 논문에서는 보다 더 많은 설계변수를 확보하기 위하여 결합양자우물 (coupled quantum well; CQW) 구조를 도입하였다. 결합양자우물구조는 n형으로 도핑된 소자의 경우 큰 값의 Stark shift를 구현하기 위하여 많이 연구된 구조이다. 그러나 본 논문에서의 결합양자우물구조를 도입한 목적은 n형의 경우와는 다르다. 즉, 세 개의 두께를 동시에 변화시켜 가면서 흡수계수스펙트럼의 변화를 조절함으로써 보다 넓은 파장범위의 입사광을 흡수할 수 있는 구조를 구현하기 위한 목적이다. 또 결합양자우물은 단지 각 layer의 두

계만을 변화시켜도 되므로 현재의 에피층 성장기술 (MBE 혹은 MOCVD)로 신뢰성있는 성장이 가능하다.

그림 4는 결정된 구조의 결합양자우물에 대한 흡수계수스펙트럼의 계산결과이다. 온도는 300K로 가정하였다. 입사하는 적외선은 양자우물성장방향에 수직하게 (x 방향)으로 편광되었다. 평균산란율값은 $\Gamma_{nr} = 7.5 \times 10^{12}/\text{sec}$ 으로 놓았다. 페르미 에너지는 그림에 표시된 값을 갖도록 우물영역이 도핑된 것으로 가정하였다. 일반적으로 더 높은 도핑은 더 큰 값의 흡수계수를 가능하게 하지만 도핑이 너무 높을 경우 불순물산란이 커져 반도체 내에서의 전송자들의 전송속도가 감소하고 따라서 출력되는 신호전류가 감소하여 응답도 (responsivity)를 감소시키는 결과를 낳을 수 있다. 이러한 이유로 그림 3의 density of state의 계산 결과에 따라 sheet hole density가 10^{12} - 10^{13} cm^{-2} 의 범위에 있도록 fermi energy 값을 선택하였다.

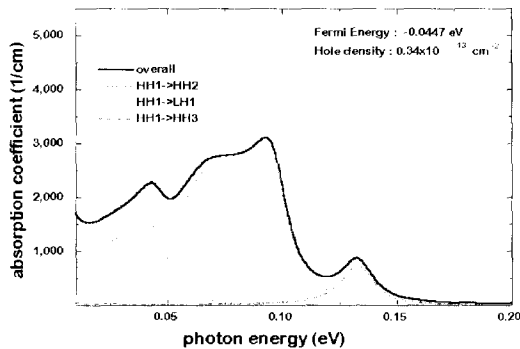


그림 3. 결정된 결합양자우물에서의 2차원 density of states

Fig. 3. Two-dimensional density of states of the designed CQW.

앞에서 언급했듯이, 우물 및 장벽의 두께를 조절함으로써 전체 흡수계수 스펙트럼이 넓은 파장범위에 대하여 큰 값을 유지하도록 하였다. 서로 다른 공진파장과 약간 다른 oscillator strength를 갖는 몇 개의 sub-transition들이 전체 흡수계수를 결정하므로 그림 4에서 보듯이 전체적인 흡수계수가 효과적으로 넓어졌음을 알 수 있다. 그림 5에 나타난 전형적인 단순한 구조의 양자우물 (80 Å의 well 두께를 갖는 GaAs-AlGaAs 양자우물)의 흡수계수와 비교해보면 이와 같은 사실이 더욱 자명하다. 이로써 본 논문에서 기술한 바와 같이 결합양자우물구조의 도입을 통한 설계 변수의 증가 및 이의 효율적 활용으로 인하여 원하는 흡수

계수스펙트럼을 얻을 수 있는 가능성을 보였다.

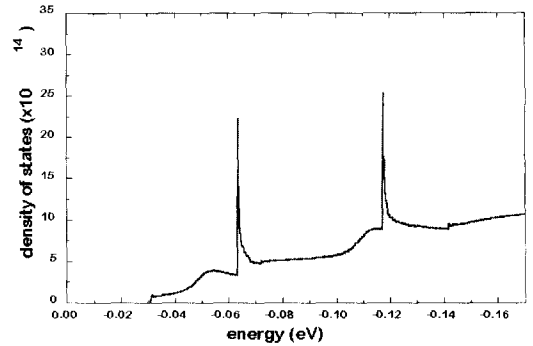


그림 4. 결정된 결합양자우물에서의 흡수계수 스펙트럼. 그림에 표시된 Sheet hole density 및 fermi energy에서의 계산 결과이다. 전체 흡수계수는 3개의 sub-transition들로 구성된다.

Fig. 4. Absorption coefficient of the designed CQW. Sheet hole density and fermi energy are given. The overall absorption consists of three sub-transitions.

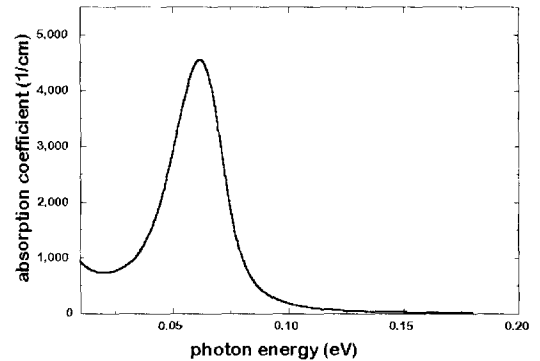


그림 5. 전형적인 단일양자우물구조에서의 흡수계수. 우물 및 장벽은 각각 GaAs와 Al_{0.3}Ga_{0.7}As이다. 우물의 두께는 80 Å이다.

Fig. 5. Absorption coefficient of a typical single quantum well. Well and barrier materials are GaAs and Al_{0.3}Ga_{0.7}As, respectively. The well width is 80 Å.

Tsang 등^[16]에 의하면 단순한 형태의 단일 양자우물에서 넓은 파장범위에 대하여 큰 흡수계수를 보이는 구조를 구현하기는 어렵다고 한다. 그들의 연구결과에 따르면 이와 같은 흡수계수 스펙트럼을 얻기 위해서는 bound-to continuum transition을 이용해야만 얻을 수 있다. 그러나 이 경우에는 흡수가능한 파장범위가 장벽의 높이 이상의 에너지로 한정되는 문제점이 있다.

반면 본 논문에서와 같은 설계방법을 이용하면 흡수파장이 이중접합의 크기에 의하여 제한을 받지 않으면서도 넓은 파장범위에 대해 큰 흡수계수 값을 갖는 적외선감지소자를 구현할 수 있을 것으로 보인다.

IV. 결 론

p형으로 도핑된 결합양자우물에서의 적외선흡수특성을 이론적으로 해석하였다. 결합양자우물구조의 도입으로 인하여 일어난 여분의 설계변수들 (즉 두 개의 우물과 한 개의 장벽의 두께) 을 적절히 조정함으로써 흡수계수를 원하는 폭적대로 조절할 수 있음을 보였다. 그 한 예로써, 흡수계수 스펙트럼의 효과적인 broadening이 가능함을 보였다. $10^{12}/\text{cm}^2$ 정도의 carrier 밀도를 갖도록 도핑된 40-15 20 Å의 결합양자우물에 대한 흡수계수와 80 Å 두께의 단일양자우물의 흡수계수를 비교하여 전자의 경우가 훨씬 넓게 분산되어 있다. 즉 peak absorption 값의 50%에 해당하는 photon energy범위는 전자의 경우 0.0867 eV이고 후자는 0.0286 eV로 전자가 약 3.03배 정도 넓은을 확인하였다. 제안된 결합양자우물구조는 현존하는 에피층 성장 기술에 의해 쉽게 성장할 수 있다.

참 고 문 헌

[1] L. C. West and S. J. Eglash, "First observation of an extremely large dipole infrared transition with the conduction band of GaAs quantum well," *Appl. Phys. Lett.* vol. 46, p. 1156, 1985.

[2] K. M. S. Bandara, B. F. Levine, and J. M. Kuo, *Phys. Rev. B*, vol. 48, p. 7999, 1993.

[3] J. S. Park, R. P. G. Karunasiri, and K. L. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60, p. 103, 1992.

[4] B. F. Levine, A. Zussnau, S. D. Gunapala, M. T. Asom, J. M. Kuo, and W. S. Hobson, *J. Appl. Phys.*, vol. 72, p. 4429, 1992.

[5] H. C. Liu, B. F. Levine, and J. Y. Andersson, *Quantum Well Intersubband Transition Physics and Devices*, Kluwer Academic Publishers, 1994.

[6] J. M. Luttinger and W. Kohn, "Motion of

electrons and holes in perturbed periodic fields," *Phys. Rev.*, vol. 97, p. 869, 1955.

[7] D. A. Broido and L. J. Sham, "Effective mass of holes at GaAs-AlGaAs heterojunctions," *Phys. Rev. B*, vol. 31, p. 888, 1985.

[8] S. L. Chuang, *Physics of Optoelectronic Devices*, John Wiley & Sons, 1995.

[9] S. C. Hong, M. Jaffe, and J. Singh, "Theoretical studies of optical modulation in lattice matched and strained quantum wells due to Transverse Electric Fields," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-23, p. 2181, 1987.

[10] Y. C. Chang and R. B. James, "Saturation of intersubband transitions in p-type semiconductor quantum well," *Phys. Rev. B*, vol. 39, p. 12672, 1989.

[11] F. Capasso, C. Sirtori, and A. Y. Cho, "Coupled quantum well semiconductors with giant electric field tunable nonlinear optical properties in the infrared," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-30, p.1313, 1994.

[12] Y. Huang and C. Lien, "Very large stark shift in three coupled-quantum wells and their application to tunable far infrared photodetectors," *J. Appl. Phys.*, vol. 77, p. 3433, 1995.

[13] N. Susa, "Electric-field-induced refractive index changes in InGaAs InAlAs asymmetric coupled quantum wells," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-31, p. 92, 1995.

[14] V. Swaminathan and A. T. Macrander, *Materials Aspects of GaAs and InP Based Structures*, Prentice Hall, 1991.

[15] O. Madelung, Ed., *Semiconductors, Group IV Elements and III-V Compounds*, in R. Poerschke, Ed., Data in Science and Technology, Springer, Berlin, 1991.

[16] L. Tsang and S. L. Chuang, "Intersubband absorption of TE and TM waves in p-type semiconductor superlattice including the effects of continuum states," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. QE-31, p. 20, 1995.

저 자 소 개

金 環 煥(正會員)

1973년 6월 4일생. 1995년 2월 한국과학기술원 전기 및 전자공학과 졸업(공학사). 1997년 2월 서울대학교 전자공학과 졸업(공학석사). 1997년 3월 ~ 현재 서울대학교 전기공학부 박사과정 재학 중. 주관심 분야는 생체신호 기록 및 처리를 위한 집적회로, 광전자공학 등임.

金 成 俊(正會員) 第 32卷 A編 第 11號 參照