

То есть затор наступает, когда на светофорный объект (СФО) поступает слишком большое количество АТС. СФО не успевает их пропустить, т.к. величина C – продолжительность светофорного цикла ограничена и постоянна. Если СФО находится в координированной сетке других СФО, то увеличивать длительность светофорного цикла C нельзя. Это нарушит синхронизацию пропуска АТС через систему СФО.

Как только система «светофорный объект» идентифицирует наступление затора, сразу управление формированием потоков (комбинация потоков) переходит в режим свободного формирования таких пар, чтобы быстрее устранить затор. Возможность такая имеется. Если в режиме беззаторовой работы постоянно функционировала пара (1, 2), то 1 еще можно комбинировать с 5 и 8 (рис. 6).

Заключение. Таким образом, разработана графовая модель регулируемого перекрестка. Для оптимального управления СФО предложено использовать граф светофорного регулирования, являющийся производным графа перекрестка. Получен критерий наступления затора. В дальнейшем необходимо разработать алгоритм эффективного устранения затора. В настоящей работе не рассматривается алгоритм борьбы с затором. Это отдельный режим работы СФО, который требует отдельного исследования.

SHUT V.N. Research of the mechanism of emergence of the jam at the adjustable intersection by means of regular counts

Developed graph model controlled intersection. For optimal control of the SFO proposed to use graph of traffic light control, which is a derivative of the graph intersection. Obtain a criterion for the onset of congestion.

УДК 536.3:539.21-17

Кушнер Т.Л., Чугунов С.В.

ВКЛАД ТЕПЛООВОГО РАСШИРЕНИЯ РЕШЕТКИ В ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКА CuGa_5Se_8

Введение. Фазы I–III–VI_m широко изучаются с целью управления фундаментальными свойствами тройных халькогенидов [1]. К материалу указанного типа относятся и тройные соединения $\text{CuB}^{\text{III}}\text{C}^{\text{VI}}_5$ и $\text{CuB}^{\text{III}}_5\text{C}^{\text{VI}}_8$ (где B^{III} –Al, Ga, In; C^{VI} –S, Se, Te). Указанные соединения образуются на разрезах $\text{A}_2\text{C}^{\text{VI}}\text{–B}^{\text{III}}_2\text{C}^{\text{VI}}_5$, которые являются квазибинарными, либо близко к ним расположены. Соединение CuGa_5Se_8 , как и CuIn_3Se_5 , CuGa_3Se_5 , в случае расположения вакансий в определенных узлах кристаллической решетки называют соединениями с упорядоченными вакансиями (OVC). Однако в материалах могут образовываться донорно-акцепторные дефектные пары $\text{Ga}_{\text{Cu}}^{2+} + 2\text{V}_{\text{Cu}}^{-1}$, и в таком случае их называют соединениями с упорядоченными дефектами (ODC).

Наличие прямых межзонных переходов с энергией около 1,9 эВ для CuGa_5Se_8 при комнатной температуре дает возможность использовать это соединение для создания высокоэффективных, радиационно-стойких преобразователей солнечной энергии, ИК-детекторов и других устройств. О получении качественных монокристаллов имеются единичные сообщения в литературе. В основном исследования физических свойств проходят на объемных поликристаллических образцах или тонких пленках. Известно, что многие электрические и оптические свойства многокомпонентных соединений $\text{CuB}^{\text{III}}_5\text{C}^{\text{VI}}_8$ (где B^{III} –Al, Ga, In; C^{VI} –S, Se, Te) зависят от их стехиометрии. В данной работе будут рассмотрены результаты исследования ширины запрещенной зоны полупроводника CuGa_5Se_8 , монокристаллы которого были получены двухтемпературным методом Бриджмена-Стокбаргера [2].

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Дрю, Д. Теория транспортных потоков и управления ими // Пер. с англ. – М.: Транспорт, 1972. – 423 с.
2. Харари, Ф. Теория графов – М.: Мир, 1973. – 34 с.
3. Kim, J.H. Random matchings which induce Hamilton cycles, and Hamiltonian decompositions of random regular graphs / J.H. Kim, N.C. J. Combin // Theory – Ser. B 81, 2001. – P. 20–44.
4. Meringer. Erzeugung regulärer Graphen. Diplomarbeit bei Prof. Dr. Laue Lehrstuhl für Mathematik der Universität Bayreuth. Bayreuth, Januar, 1996.
5. Шуть, В.Н. Компьютерная генерация трехсвязных однородных плоских графов, не имеющих гамильтонова контура // Международная научная конференция «Дискретная математика, алгебра и их приложения», Минск, 2009. – С. 128–129.
6. Шуть, В.Н. Критерий планарности графов, обобщающий теорему Понтрягина-Куратовского // Доклады Одесского семинара по дискретной математике, Одесса, «Экология», № 13, август 2012. – С. 59–61.
7. Кременец, Ю.А. Технические средства регулирования дорожного движения / Ю.А. Кременец, М.П. Печерский – М.: Транспорт, 1981. – 92 с.

Материал поступил в редакцию 20.12.12

Лишь в ограниченном количестве работ имеются результаты исследований зависимости ширины запрещенной зоны соединения CuGa_5Se_8 от температуры [3–5]. Дальнейшее описание экспериментальной зависимости $E_g(T)$ связано с физически корректной аналитической интерпретацией полученных результатов. В большинстве случаев данные анализировались при помощи модели, которая позволяла получить физически адекватные величины для широкозонных полупроводников в определенном интервале температур с учетом дисперсии фононов, но не учитывала эффект теплового расширения кристаллической решетки [6]. В работе [7] данный эффект учтен, но с помощью простого, эмпирически подобранного выражения. Обе модели проверялись для полупроводника CuGa_5Se_8 , но полученные результаты не во всех случаях можно считать физически достоверными [5]. Следовательно, для получения более надежных физических параметров, необходимо учитывать не только зависимость ширины запрещенной зоны от температуры, обусловленную электрон-фононным взаимодействием, но и температурные изменения коэффициентов теплового расширения кристаллической решетки.

Теоретические исследования показали, что вклад собственных колебаний решетки в сокращение интервала $E_g(T) - E_g(0)$ пропорционален среднему значению числа фононов [8], кроме того, зависит от их дисперсии. В изменении ширины запрещенной зоны полупроводников от температуры данный вклад является доминирующим. В работе [9] было предложено описывать зависимость $E_g(T)$ формулой:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\chi \cdot \Theta}{2} \left(\sqrt[4]{1 + \frac{\pi^2}{6} \cdot \left(\frac{2T}{\Theta}\right)^2} + \left(\frac{2T}{\Theta}\right)^4 - 1 \right), \quad (1)$$

Кушнер Татьяна Леонидовна, к.ф.-м.н., доцент, декан факультета довузовской подготовки Брестского государственного технического университета.

Чугунов Сергей Владимирович, старший преподаватель кафедры физики Брестского государственного технического университета. Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

где $E_g(0)$ – ширина запрещенной зоны при $T=0$ К; $\chi = -dE(T)/dT|_{T \rightarrow \infty}$ – коэффициент, определяемый тангенсом угла наклона касательной к кривой $E_g(T)$; Θ – характеристическая температура.

Изменение ширины запрещенной зоны с температурой согласно теории доминирования электрон-фононного взаимодействия может быть описано интегралом вида [10]:

$$\Delta E_g^{el-ph}(T) = -\int f(\epsilon) \cdot \bar{n}(\epsilon, T) d\epsilon, \quad (2)$$

где ϵ – энергия фонона; $\bar{n}(\epsilon, T) = \frac{1}{e^{\frac{\epsilon}{kT}} - 1}$; $f(\epsilon)$ – соответствующая спектральная функция.

Функция $f(\epsilon)$ задается степенной зависимостью $f(\epsilon) \approx \epsilon^\eta$ в области значений энергии от 0 до пороговой величины $\epsilon_{max} \approx \frac{\eta + 1}{\eta} \cdot k\Theta$. Характеристическая температура Θ соответствует средней частоте фононного спектра с эффективной энергией $\epsilon_{eff} \approx k\Theta$. Величина Θ пропорциональна температуре Дебая Θ_D и может быть найдена для бинарных полупроводниковых соединений как $\Theta \approx \frac{2}{3} \Theta_D$, для тройных – из соотношения $\Theta \approx \frac{3}{4} \Theta_D$ [7].

Для экспоненты, имеющей показатель η из интервала $1,2 < \eta < 1,8$, который соответствует умеренно вогнутой спектральной функции, уравнение (2) примет вид:

$$\Delta E_g^{el-ph}(T) = -\delta \cdot \frac{\Theta}{2} \cdot \left[1 + \left(\frac{2T}{\Theta} \right)^p \right]^{\frac{1}{p}} - 1, \quad (3)$$

где δ соответствует высокотемпературному пределу связанной энтропии, показатель степени $p = \eta + 1$. Параметр η определяет форму спектральной функции.

С другой стороны, вклад решеточного расширения в изменение ширины запрещенной зоны может оцениваться выражением [11]:

$$\frac{dE_g^{lat}}{dT} = -3 \cdot \frac{dE_g}{dp} \cdot B_0(T) \cdot \alpha_L(T), \quad (4)$$

где $\frac{dE_g}{dp}$ – коэффициент давления; B_0 – модуль всестороннего сжатия; α_L – коэффициент теплового расширения решетчи.

Величина α_L находится из значений коэффициентов линейного расширения вдоль осей a и c соответственно, $\alpha_L = \frac{2\alpha_a + \alpha_c}{3}$.

Если учесть, что значение $\frac{dE_g}{dp}$ не зависит от температуры, то вклад теплового расширения может быть записан как:

$$\Delta E_g(T)^{lat} = -3 \cdot \frac{dE_g}{dp} \cdot \int_0^T B_0(T) \cdot \alpha_L(T) dT. \quad (5)$$

С учетом двух составляющих вклада из (3) и (5) получим итоговое выражение для зависимости ширины запрещенной зоны от температуры:

$$E_g(T) = E_g(0) - \delta \cdot \frac{\Theta}{2} \cdot \left[1 + \left(\frac{2T}{\Theta} \right)^p \right]^{\frac{1}{p}} - 1 - 3 \cdot \frac{dE_g}{dp} \cdot \int_0^T B_0(T) \cdot \alpha_L(T) dT. \quad (6)$$

При помощи математического выражения (1) ранее были оценены $E_g(0)$, параметры Θ , χ , характеризующие полупроводник $CuGa_5Se_8$. Для этого использовались зависимости ширины запрещенной зоны $E_g(T)$ данного соединения в интервале температур 10–300 К. Получены следующие величины: $E_g(0) = 1,901$ эВ, $\Theta = 177,8$ К, $\chi = 4,38492 \cdot 10^{-4}$, эВ/К [12].

Цель данной работы – изучить, какой вклад в изменение ширины запрещенной зоны полупроводника $CuGa_5Se_8$ вносит тепловое расширение кристаллической решетки. Расчеты наилучших параметров $E_g(0)$, δ , Θ и p из выражения (6), соответствующих экспериментальным данным в интервале температур 10–300 К, производили при помощи пакета прикладных программ «Mathematica» (использовали процедуру «fitting»). Экспериментальные значения ширины запрещенной зоны E_g при различных температурах были получены ранее из спектров поглощения и доложены, например, в [4], а в настоящей работе отмечены точками на рисунке 1.

В таблице 1, приведены значения ширины запрещенной зоны E_g , полученные для соединения $CuGa_5Se_8$ при 10 К и 300 К в сравнении с другими авторами. Из таблицы видно, что значения E_g у разных авторов несколько отличаются. В [13–20] отмечено, что на ширину запрещенной зоны в многокомпонентных полупроводниках влияют многие факторы: наличие ионизированных примесей (как количественно, так и характером расположения); порядок размещения атомов в узлах кристаллической решетки; стехиометрия образца и т.д. В работах [14, 15, 18] значения ширины запрещенной зоны при температуре 10 К отсутствуют. Значения E_g при $T=300$ К в работе [18] были рассчитаны из данных эллипсометрических измерений, а в [18] величина E_g при $T=10$ К получена из данных фотолюминесценции и рамановского рассеяния. Состав полученных образцов во всех случаях, кроме [19] (данные не приведены), экспериментально определялся с помощью микрозондового рентгеноспектрального анализа.

Ввиду отсутствия опубликованных величин зависимости ширины запрещенной зоны от давления для полупроводника $CuGa_5Se_8$ были использованы значения, известные для $CuGaSe_2$ ($\frac{dE_g}{dp} = 50 \frac{мэВ}{ГПа}$) [5], поскольку упомянутые соединения имеют подобные кристаллические решетки. Зависимость модуля всестороннего сжатия B_0 от температуры находилась из соотношения, приведенного в [21], и данных температурной зависимости объема элементарной ячейки для соединения $CuGa_5Se_8$:

Таблица 1. Ширина запрещенной зоны E_g для $CuGa_5Se_8$ при 10 К и 300 К

Источник	Состав образца			$E_g(10)$, эВ	$E_g(300)$, эВ	Характеристика образца
	Cu, ат%	Ga, ат%	Se, ат%			
[2]	7,22	35,43	57,35	1,901	1,805	монокристалл
[5]	7,03	34,93	58,04	1,917	1,811	поликристалл
[14]	7,05	35,75	57,20	—	1,805	монокристалл
[15]	7,23	35,90	56,87	—	1,81	тонкая пленка
[18]	6,29	39,60	54,11	—	2,02	поликристалл
	8,73	37,05	54,22	—	1,92	поликристалл
	7,15	31,33	61,52	—	1,98	поликристалл
[19]	—	—	—	1,788	—	монокристалл
	—	—	—	1,765	—	тонкая пленка

Таблица 2. Наилучшие параметры функциональной зависимости $E_g(T)$

Источник	p	$E_g(0)$, эВ	δ , мэВ·К ⁻¹	Θ , К	ϵ_{eff} , мэВ	Θ_D , К
Настоящая работа	2,1	1,9165	0,383	192,5	16,6	256,7
	2,3	1,9163	0,379	182,0	15,7	242,7
	2,5	1,9160	0,377	175,4	15,1	233,9
[5]	2,3±0,2	1,9174±0,0005	0,40±0,01	213±18	18,0	284,0

$$V \text{ (нм}^3\text{)} = 0,32425 + 5,28 \cdot 10^{-6} \cdot T + 5,71 \cdot 10^{-9} \cdot T^2 + 4,55 \cdot 10^{-11} \cdot T^3.$$

Коэффициенты теплового расширения кристаллической решетки α_L были получены из нижеприведенных уравнений температурной зависимости коэффициентов расширения α_a и α_c вдоль осей a и c соответственно:

$$\alpha_a(K-1) = 5,34 \cdot 10^{-6} + 0,018 \cdot 10^{-6} \cdot T - 9,48 \cdot 10^{-12} \cdot T^2,$$

$$\alpha_c(K-1) = 2,76 \cdot 10^{-6} + 0,017 \cdot 10^{-6} \cdot T - 6,25 \cdot 10^{-11} \cdot T^2.$$

Параметры $E_g(0)$, δ , Θ и p , рассчитанные из выражения (6), наилучшим образом соответствующие экспериментальным данным ширины запрещенной зоны соединения CuGa_5Se_8 в интервале температур 10–300 К, сведены в таблицу 2. Также в таблице 2 приведены величины эффективной энергии фононов ϵ_{eff} и температур Дебая Θ_D для CuGa_5Se_8 , оцененные исходя из рассчитанных параметров. При значении $p=2,3$ в пределах указанной в [5] погрешности, параметр $E_g(0)$ изменяется незначительно, а величина δ остается практически постоянной. Однако существенно изменяются значения Θ и связанные с ним ϵ_{eff} и Θ_D . При этом постоянные решетки $a=0,5468$ нм и $c=1,0912$ нм исследованного образца мало отличаются от параметров $a=0,5473$ нм и $c=1,0932$ нм, приведенных в [5].

Функциональная зависимость $E_g(T)$, описываемая уравнением (6) при значении $p=2,3$, указана сплошной линией на рисунке.

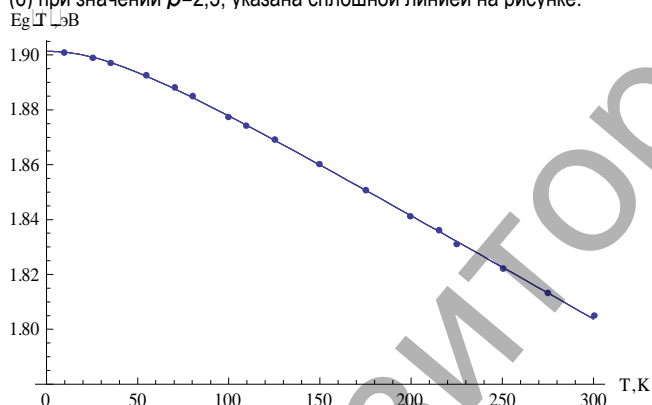


Рисунок. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны для CuGa_5Se_8

Заключение. С помощью модели, которая учитывает как электрон-фононное взаимодействие, так и тепловое расширение кристаллической решетки была проанализирована зависимость ширины запрещенной зоны от температуры для полупроводника CuGa_5Se_8 . Рассчитаны параметры: $E_g(0)=(1,9160 \pm 0,0005)$ эВ, $\delta=(0,380 \pm 0,003)$ мэВ·К⁻¹, и $p=2,3 \pm 0,2$. Эффективная энергия фононов, влияющих на «сужение» запрещенной зоны, вычисленная с помощью Θ , существенно зависит от параметра p . Температура Дебая для CuGa_5Se_8 , рассчитана при различных значениях p и может рассматриваться как оценочный параметр. Найденные температуры Дебая имеют близкие значения к тем, которые ранее были получены для рассматриваемого образца другими методами: из данных теплового расширения $\Theta_D^\alpha = 237$ К; из рентгеновских измерений $\Theta_D^{XR} = 252$ К [3].

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- Crystal growth and optical characterization of ordered vacancy compounds of I-III₅-VI₅ and I-III₅-VI₈ families / G. Marin [et al] // Jpn. J. Appl. Phys. – 2000. – Vol. 39. Suppl. 39-1. – P. 44–45.
- Preparation, structure and thermal properties of CuGa_5Se_8 / N.S. Orlova, I.V. Bodnar, T.L. Kushner // Cryst. Res. Tech. – 2003. – Vol. 38, № 2. – P. 125–132.

- Structural and physical-chemical properties of the CuGa_5Se_8 , CuGa_3Se_5 and CuIn_3Se_5 Compounds / N.S. Orlova, I.V. Bodnar, T.L. Kushner // J. of Phys. Chem. Solids. – 2003. – № 64. – P. 1895–1899.
- Выращивание, структура и оптические свойства монокристаллов тройного соединения CuGa_5Se_8 / И.В. Боднар, И.Т. Боднар, И.А. Викторов, Т.Л. Кушнер, О.Н. Образцова // Актуальные проблемы физики твердого тела: материалы Межд. науч. конф. ФТТ–2005, Минск, 27–29 сентября 2005 г. / ИФТТП НАН Беларуси. – Минск: изд. центр БГУ, 2005. – С. 413–415.
- Crystal growth, structural and optical characterization of the ordered defect compound CuGa_5Se_8 / G. Marin [et al] // J. Appl. Phys. – 2004. – Vol. 33, № 12. – P. 8280–8285.
- Pässler, R. Basic model relations for temperature dependencies of fundamental energy gaps in semiconductors / R. Pässler // Phys. Stat. Sol. (b) – 1997. – Vol. 200. – P. 155–172.
- Temperature dependence of the energy gap in semiconductors / A. Manoogian, J.C. Wooley // Can. J. Phys. – 1984. – Vol. 62, № 3. – P. 285–287.
- Codu, G.D. Bose-Einstein occupation factor in semiconductors / G.D. Codu // Semiconductors and Semimetals. – 1984. – Vol. 21(b), № 2. – P. 11–79.
- Pässler, R. Dispersion-related assessments of temperature dependencies of the fundamental band gap of hexagonal GaN / R. Pässler // J. Appl. Phys. – 2001. – Vol. 90, № 8. – P. 3956–3964.
- Pässler, R. Temperature dependence of the fundamental band gap in semiconductors / R. Pässler // Phys. Status Solidi. – 1996. – Vol. 193. – P. 135–140.
- Semiconductors: Handbook / M.L. Cohen [et al]; edited by T.S. Moss. – Amsterdam: North-Holland, – 1980. – Vol. 2. – P. 155–179.
- Формирование и свойства монокристаллов CuIn_3Se_5 , CuGa_3Se_5 , CuGa_5Se_8 и гетероструктур на их основе Автореф. дис. на соиск. уч. ст. канд. физ.-мат. наук: 05.27.01 / Т.Л. Кушнер; БГУИР. – Минск, 2007. – 32 с.
- Neumann, H. Band-gap narrowing in n-type Cu-In-Se₂ singlecrystals / H. Neumann, R.D. Tomlinson // Solid State Commun. – 1986. – Vol. 57, № 8 – P. 591–594.
- Bodnar, I.V. Growth and Properties of CuGa_5Se_8 Single Crystals / I.V. Bodnar // Inorganic Materials. – 2005. – Vol. 41, Issue 6. – P. 560–564.
- Bodnar, I.V. Structural and optical properties of films of the ternary compound CuGa_5Se_8 / I.V. Bodnar // J. Appl. Spectroscopy. – 2011. – Vol. 78, № 1. – P. 141–144.
- On the band gap anomaly in I-III₅-VI₂, I-III₅-VI₅ and I-III₅-VI₈ families of Cu ternaries / S.M. Wasim [et al] // J. Appl. Phys. – 2000. – Vol. 77, № 1. – P. 94–96.
- Structural, optical and electrical properties of CuIn_5Se_8 and CuGa_5Se_8 / C. Guerrero [et al] // J. Phys. Chem. Solids. – 2003. – № 64. – P. 1907–1910.
- Optical constants of CuGa_5Se_8 crystals / M. Leon [et al] // J. Appl. Phys. – 2007. – Vol. 102. Issue 11 – P. 113503–113503-5.
- Photoluminescence and Raman spectra of the ordered vacancy compound CuGa_5Se_8 / M. Grossberg [et al] // Physica B. – 2008. – Vol. 403. – P. 184–189.
- Growth, structural characterization, and optical band gap of $\text{Cu}(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x)_5\text{Se}_8$ alloys / L. Duran [et al] // Phys. Status Solidi. – 2003. – Vol. 199. – P. 220–226.
- Neumann, H. Bulk Modulus-Volume Relationship in Ternary Chalcopyrite Compounds / H. Neumann // Phys. Stat. Sol. – 1986. – Vol. 96, Iss. 2. – P. K121–125.

Материал поступил в редакцию 23.10.12

KUSCHNER T.L. CHUGUNOV S.V. Contributions of thermal expansion on the changes in temperature of the optical band gap in semiconductor CuGa₅Se₈

The temperature dependence of the optical band gap E_g in bulk crystals CuGa₅Se₈ has been analyzed by separately considering the contributions due to electron-phonon interaction and thermal expansion. It is found that the variation of the optical band gap with temperature is mainly due to the contribution of optical phonons with a characteristic phonon energy of about 16 meV. The Debye temperature is defined by parameters Θ obtained from the theoretical fit. The value is in good agreement with reported for the compound CuGa₅Se₈ earlier and obtained from the x-ray powder diffraction measurements at various temperatures.

УДК 535:621.373.8

Тарасюк Н.П., Луценко Е.В., Гладыщук А.А.

ФАКТОР ОПТИЧЕСКОГО ОГРАНИЧЕНИЯ ГЕТЕРОСТРУКТУР ZnMgCdSSe С ВАРИЗОННЫМ ВОЛНОВОДОМ ДЛЯ ОПТИЧЕСКИ НАКАЧИВАЕМЫХ ЛАЗЕРОВ

Введение. Полупроводниковые лазеры, излучающие в зеленой области спектра, могут применяться в системах локальной оптической связи, лазерной локации и навигации, подводной связи, системах проекционного лазерного телевидения, лазерной печати, а также в других прикладных задачах.

Наиболее перспективными материалами для создания промышленных лазеров, излучающих в зеленой области спектра, являются гетероструктуры ZnMgCdSSe.

Для создания низкороговых лазеров с оптической накачкой необходима оптимизация дизайна лазерной гетероструктуры с активной областью из вставок квантовых точек (КТ) ZnCdSe (улучшение оптического и электронного ограничения, обеспечение эффективного транспорта носителей в активную область). Снижение порога генерации является весьма актуальной задачей, поскольку позволит кардинально снизить стоимость источников когерентного излучения в зеленой области спектра и приведет к созданию высокоэффективных лазеров.

В настоящей работе представлены результаты расчетов фактора оптического ограничения и внутренних оптических потерь, обусловленных поглощением в подложке, для кванторазмерных гетероструктур ZnMgCdSSe. Предложен дизайн гетероструктур с варизонным волноводом. Проведено сравнение фактора оптического ограничения, удельного фактора оптического ограничения для гетероструктур с варизонным волноводом, содержащих одну, две, три, пять, семь и девять вставок КТ ZnCdSe.

Расчет фактора оптического ограничения. Для моделирования фактора оптического ограничения гетероструктур была использована модель одномерной планарной структуры.

Вычисления фактора оптического ограничения были проведены в приближении плоских волн для ТЕ поляризации излучения [1–3]. Напряженность электрического поля в j -м слое структуры представляется в виде:

$$\epsilon_y(x, z, t) = \epsilon_{y,j}(x) \exp[i(\omega t - \beta z)]. \quad (1)$$

Амплитуда напряженности электрического поля $\epsilon_{y,j}(x)$ удовлетворяет волновому уравнению:

$$\frac{\partial^2 \epsilon_{y,j}(x)}{\partial x^2} - (\beta^2 - k_0^2 \tilde{n}_j^2) \epsilon_{y,j}(x) = 0, \quad (2)$$

где β – проекция волнового вектора k_0 на плоскость гетероструктуры, \tilde{n}_j – комплексный показатель преломления j -го слоя.

Для нахождения β использовался алгоритм скоростного спуска [1]. Фактор оптического ограничения вычислялся по формуле [4]:

$$\Gamma = \frac{\sum_{i=1}^N \int_{x_{ai}}^{x_{bi}} E_y^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_y^2(x) dx}, \quad (3)$$

где интегрирование в числителе происходит по координатам вставок КТ ZnCdSe.

Внутренние потери, обусловленные поглощением в подложке, вычислялись с помощью выражения:

$$\alpha_{GaAs} = \alpha \cdot \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} E_y^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_y^2(x) dx}. \quad (4)$$

Результаты расчетов и их обсуждение. Для расчетов были выбраны гетероструктуры с одной, двумя, тремя, пятью, семью и девятью вставками КТ ZnCdSe, толщиной 2 нм каждая. Структуры дизайнов А, В и С отличаются лишь конструкцией волноводной и активной области. Толщина ZnMgSSe возле подложки равна 1200 нм. В гетероструктурах, содержащих более одной вставки КТ ZnCdSe, они разделены узким слоем ZnSSe, толщиной 3 нм. Этот слой применяется для снятия механического напряжения, вызываемого вставками КТ ZnCdSe. Ширина запрещенной зоны четвертого соединения ZnMgSSe во всех исследуемых гетероструктурах была выбрана 2.96 эВ. Значения показателей преломления тройных и четверных соединений были взяты из работ [5, 6].

Структуры дизайна А. В гетероструктурах дизайна А волновод образован сверхрешетками (СР) ZnSSe/ZnSe для обеспечения эффективного транспорта неравновесных заряда в активную область. Схемы профилей показателя преломления гетероструктур представлены на рисунке 1.

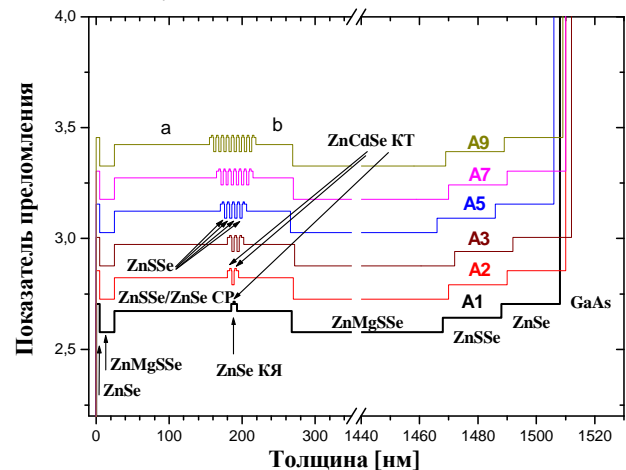


Рис. 1. Кванторазмерные гетероструктуры дизайна А, содержащие различное количество вставок КТ ZnCdSe.

Тарасюк Николай Петрович, ст. преподаватель кафедры физики Брестского государственного технического университета.

Гладыщук Анатолий Антонович, кандидат физико-математических наук, зав. кафедрой физики Брестского государственного технического университета.

Беларусь, БрГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

Луценко Евгений Викторович, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси.

Физика, математика, информатика