

# Оптические исследования вертикального транспорта носителей в переменном-напряженной сверхрешетке $ZnS_{0.4}Se_{0.6}/CdSe$

© Е.А. Европейцев<sup>¶</sup>, С.В. Сорокин, С.В. Гронин, И.В. Седова, Г.В. Климко, С.В. Иванов, А.А. Торопов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 10 июля 2014 г. Принята к печати 25 августа 2014 г.)

Представлены результаты теоретического проектирования и экспериментальных оптических исследований переменном-напряженной сверхрешетки (СР)  $CdSe/ZnS_ySe_{1-y}$  ( $y \approx 0.4$ ) с эффективной шириной запрещенной зоны  $E_g^{eff} \sim 2.580$  эВ и толщиной  $\sim 300$  нм, изготовленной методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs. Толщины и состав слоев сверхрешетки определялись на основании расчетов параметров мини-зон, исходя из условий решеточного согласования сверхрешетки как целой с подложкой GaAs и достижения высокой эффективности транспорта фотовозбужденных носителей вдоль оси роста структуры. Фотолуминесцентные исследования транспортных свойств структуры, включающей сверхрешетку с одной расширенной квантовой ямой, показали, что характерное время диффузии носителей при 300 К оказывается существенно меньше времен, определяемых рекомбинационными процессами. Такие сверхрешетки представляются перспективными для формирования широкозонной фотоактивной области многопереходного солнечного элемента, объединяющего соединения групп  $A^{III}B^V$  и  $A^{II}B^{VI}$ .

## 1. Введение

В настоящее время одним из перспективных направлений в развитии фотовольтаики является разработка многопереходных солнечных элементов, содержащих туннельно-связанные субэлементы на основе псевдоморфных слоев полупроводников групп  $A^{III}B^V$  и  $A^{II}B^{VI}$  [1]. Ожидается, что интеграция фотоактивных  $A^{III}B^V$   $p$ - $n$ -переходов с более широкозонными  $A^{II}B^{VI}$  переходами позволит увеличить эффективность преобразования энергии в результате более оптимального охвата солнечного спектра по сравнению с многопереходными солнечными элементами, основанными только на соединениях группы  $A^{III}B^V$ . Потенциально подходящим материалом для изготовления  $A^{II}B^{VI}$  субэлемента является твердый раствор  $Zn_{1-x}Cd_xS_ySe_{1-y}$ , что делает актуальной задачей разработку технологии изготовления на подложке GaAs псевдоморфных слоев  $Zn_{1-x}Cd_xS_ySe_{1-y}$  с гибко варьируемой шириной запрещенной зоны  $E_g$ , обладающих низкой плотностью дефектов и хорошим транспортом фотовозбужденных носителей заряда. Используя правило Вегарда и известные из литературы параметры материалов, можно показать, что твердый раствор  $Zn_{1-x}Cd_xS_ySe_{1-y}$  согласуется по параметру решетки с GaAs в диапазоне составов  $(x, y)$  от  $(0, 0.06)$  до  $(0.59, 1)$ . В этом диапазоне  $E_g$  сначала уменьшается от  $\sim 2.75$  эВ (при 300 К), принимает минимальное значение  $\sim 2.67$  эВ при составе  $(0.56, 0.32)$ , после которого увеличивается до  $\sim 2.78$  эВ. Поскольку поток фотонов солнечного спектра уменьшается при увеличении энергии в рассматриваемом диапазоне, наибольший практический интерес представляют твердые растворы с наименьшей  $E_g$ , и, следовательно, с достаточно высоким содержанием серы и кадмия.

Воспроизводимый рост высококачественных слоев  $Zn_{1-x}Cd_xS_ySe_{1-y}$  методом молекулярно-пучковой эпи-

таксии (МПЭ) является достаточно сложной технологической задачей. Ранее было показано, что изготовление короткопериодных сверхрешеток (СР)  $ZnCdSe/ZnSSe$  вместо четверного твердого раствора позволяет лучше контролировать процесс роста и воспроизводимо получать заданные значения эффективной ширины запрещенной зоны ( $E_g^{eff}$ ) и латерального параметра решетки [2]. В настоящей работе представлены результаты теоретического проектирования и экспериментальных оптических исследований псевдоморфной СР  $CdSe/ZnSSe$  на подложке GaAs с эффективной шириной запрещенной зоны  $\sim 2.58$  эВ (300 К). В разд. 2 описывается методика расчета параметров СР, оптимальных с точки зрения минимизации ширины запрещенной зоны, согласования по параметру решетки с подложкой GaAs и обеспечения эффективного вертикального транспорта электронов и дырок. Разд. 3 посвящен описанию экспериментальных образцов и методик измерений. В разд. 4 приведены экспериментальные данные по оптическим и транспортным свойствам СР, полученные в результате измерения температурных зависимостей спектра фотолуминесценции (ФЛ) из СР и из встроенной в СР более широкой квантовой ямы. Разд. 5 суммирует результаты исследования.

## 2. Расчет параметров оптимизированных сверхрешеток

### 2.1. Сверхрешетки $ZnCdSe/ZnSSe$

Проведенный расчет геометрических параметров СР  $ZnCdSe/ZnSSe$  включает определение толщин и составов слоев СР, при которых эффективная ширина запрещенной зоны СР  $E_g^{eff}$  принимает значения в диапазоне 2.5–2.6 эВ и при которых СР как целая является изорешеточной к GaAs. Эффективность вертикального транспорта носителей заряда оценивается исходя из рассчитанных ширин нижних по энергии электронных

<sup>¶</sup> E-mail: evropoitsev@beam.ioffe.ru

Параметры бинарных соединений

	ZnSe	ZnS	CdSe	CdS
$a_0, \text{Å}$	5.6681	5.4093	6.0770	5.8250
$C_{11}, \text{Мбар}$	0.826 [3]	1.067 [4]	0.667 [3]	0.77 [5]
$C_{12}, \text{Мбар}$	0.498 [3]	0.666 [4]	0.463 [3]	0.539 [5]
$a_c, \text{эВ}$	-4.170 [4]	-4.090 [4]	-2.625 [6]	-2.77 [7]+0.92 [8]
$a_v, \text{эВ}$	1.65 [4]	2.31 [4]	1.039 [6]	0.92 [8]
$b, \text{эВ}$	-1.2 [4]	-0.8 [4]	-0.8 [6]	-1.07 [7]
$\Delta_{SO}, \text{эВ}$	0.43 [4]	0.07 [4]	0.43 [9]	0.079 [10]
$m_e/m_0$	0.16 [3]	0.34 [11]	0.13 [3]	0.14 [5]
$m_{hh}/m_0$	0.60 [3]	1.76 [12]	0.45 [3]	0.39 [5]
$m_{lh}/m_0$	0.145 [13]	0.23 [12]	0.145 [13]	0.18 [5]
$E_g (300 \text{ K})$	2.721	3.726	1.675	2.46

Примечание.  $a_0$  — постоянная решетки в свободном состоянии;  $C_{11}, C_{12}$  — упругие константы;  $a_c, a_v, b$  — деформационные потенциалы;  $\Delta_{SO}$  — энергия спин-орбитального расщепления;  $m_e, m_{hh}, m_{lh}$  — эффективные массы электронов, тяжелых дырок и легких дырок соответственно;  $m_0$  — масса свободного электрона.

и дырочных мини-зон СР. Критическим параметром в этом случае является ширина наиболее узкой мини-зоны тяжелых дырок.

Соотношения толщин и составы слоев квантовых ям (КЯ) и барьеров, при которых СР согласуется с подложкой GaAs по параметру решетки, находятся из условия

$$a_{\parallel} = a_{\text{GaAs}}, \tag{1}$$

где  $a_{\text{GaAs}} = 5.6533 \text{ Å}$  — параметр решетки GaAs,  $a_{\parallel}$  — латеральный параметр решетки слоев гипотетической свободно стоящей сверхрешетки, определяемый из выражения

$$a_{\parallel} = \frac{\sum a_i G_i h_i}{\sum G_i h_i}, \tag{2}$$

где  $a_i$  — равновесный параметр решетки,  $G_i$  — модуль сдвига,  $h_i$  — толщина  $i$ -го слоя, а суммирование ведется по всем слоям СР. На рис. 1 (зависимости 4–6) показаны составы слоев СР, соответствующие выполнению условия (1) для различных отношений толщин ям и барьеров. При выборе толщины слоев, кроме условия (1), необходимо также учитывать, что для роста в псевдоморфном режиме толщина каждого слоя должна быть меньше критической толщины  $h_c$ , зависящей от величины рассогласования параметра решетки данного слоя с подложкой. Для рассматриваемого диапазона составов эти толщины составляют несколько мономолекулярных слоев (МС).

Параметры мини-зон СР рассчитывались для температуры 300 К в рамках двухзонной модели в методе плавных огибающих функций. Используемые в расчетах параметры бинарных соединений приведены в таблице. При расчете зонной диаграммы СР сначала находились значения  $E_g$  для  $\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}$  и  $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}$ . При этом использовалась параболическая интерполяция с параметрами прогиба 0.43 и 0.3 соответственно. Затем в рамках теории Ван-дер-Валле [4] рассчитывались изменения ширины запрещенной зоны в результате деформации слоев СР, выращенной псевдоморфно на подложке GaAs.

Полученные значения ширины запрещенных зон  $E_g^{\text{e-hh}}$  и  $E_g^{\text{e-lh}}$ , отделяющих зону проводимости от подзон тяжелых и легких дырок соответственно, были использованы при вычислении разрывов зон на интерфейсах  $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}/\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}$ . Разрыв валентной зоны тяжелых дырок  $\Delta E_{v, hh}$  на интерфейсах  $\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Se}/\text{ZnS}_y\text{Se}_{1-y}$  определялся по правилу транзитивности:

$$\Delta E_{v, hh}(A/C) = \Delta E_{v, hh}(A/B) + \Delta E_{v, hh}(B/C), \tag{3}$$

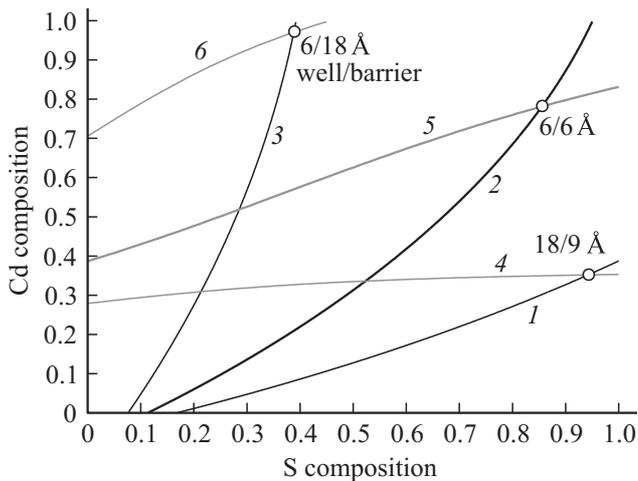
где  $A$  — ZnCdSe,  $B$  — ZnSe,  $C$  — ZnSSe. Входящие в выражение (3) разрывы валентной зоны  $\Delta E_{v, hh}$  на границе тройных растворов с ZnSe определялись исходя из феноменологических соотношений [5]:

$$\Delta E_{v, hh}(\text{ZnCdSe}/\text{ZnSe}) = 0.24(E_g^{\text{ZnCdSe}} - E_g^{\text{ZnSe}}), \tag{4}$$

$$\Delta E_{v, hh}(\text{ZnSSe}/\text{ZnSe}) = 1.00(E_g^{\text{ZnSSe}} - E_g^{\text{ZnSe}}). \tag{5}$$

Потенциал дна зоны проводимости  $E_c$  был найден в каждом слое как сумма потенциала потолка валентной зоны для тяжелых дырок  $E_{v, hh}$  и ширины запрещенной зоны  $E_g^{\text{e-hh}}$ , потенциал потолка валентной зоны для легких дырок был найден как разность  $E_c - E_g^{\text{e-lh}}$ .

На рис. 1 для СР с тремя различными соотношениями ширины ям/барьеров показаны составы, при которых  $E_g^{\text{eff}}$  равна 2.5 эВ (зависимости 1–3). Точки пересечения зависимостей 1–3 с зависимостями 4–6 соответствуют одновременному выполнению условий, накладываемых на  $a_{\parallel}$  и  $E_g^{\text{eff}}$ . Например, для СР  $\text{ZnSSe}(6 \text{ Å})/\text{ZnSe}(6 \text{ Å})$  оба этих условия выполняются при содержаниях S и Cd, равных 0.85 и 0.78 соответственно. При этих параметрах рассчитанная ширина мини-зоны тяжелых дырок имеет достаточно большую величину  $\sim 50 \text{ мэВ}$ . При увеличении толщины ям (барьеров) заданное значение  $E_g^{\text{eff}}$  достигается при меньших содержаниях Cd (S), но при этом уменьшается ширина мини-зон, определяющая подвижность носителей заряда вдоль оси роста. Как видно из рис. 1 (зависимости 3 и 6), увеличивая толщину барьеров по сравнению с толщиной ям, можно



**Рис. 1.** Композиционные зависимости составов слоев СР ZnSSe/ZnCdSe, соответствующие условию  $E_g^{eff} = 2.5$  эВ (кривые 1–3) и условию решеточного согласования с GaAs (кривые 4–6). Зависимости 1–3 соответствуют толщине ям/барьеров 18/9, 6/6, 6/18 Å соответственно. Зависимости 4–6 построены для отношений толщины ямы к толщине барьера 2/1, 1/1, 1/3 соответственно.

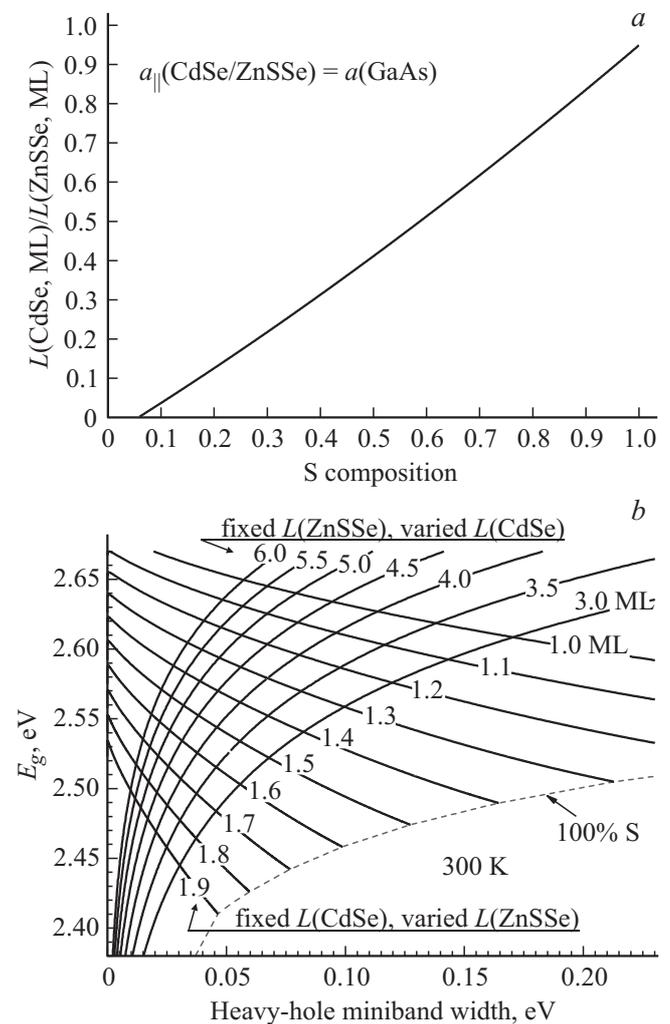
использовать в качестве КЯ слои бинарного соединения CdSe, удовлетворяя при этом условиям структурного согласования с GaAs и значению  $E_g^{eff} = 2.5$  эВ. Аналогично увеличение толщины КЯ по сравнению с толщиной барьеров позволяет использовать в качестве барьеров соединение ZnS (рис. 1, зависимости 1 и 4). Использование слоев бинарных соединений в СР обосновано с технологической точки зрения, поскольку при этом уменьшается количество параметров, которые необходимо контролировать в процессе роста. Дополнительным преимуществом использования CdSe ям является возможность калибровки толщины слоев CdSe в выращенных структурах по положению линии ФЛ из расширенной ZnSe КЯ со вставленной в нее плоскостью CdSe квантовых точек (КТ), выращенных в составе той же структуры при тех же условиях, что и сама СР. Поэтому в качестве материалов СР были выбраны бинарное соединение CdSe и тройной твердый раствор ZnSSe с содержанием серы  $\sim 30$ –40%.

**2.2. Сверхрешетки CdSe/ZnSSe**

Для выбранной системы CdSe/ZnSSe, исходя из условия (1), определялось отношение толщин ямы/барьеры в зависимости от содержания серы (рис. 2, a). Затем для СР с найденными параметрами рассчитывались ширина мини-зоны тяжелых дырок и  $E_g^{eff}$ . На рис. 2, b приведена параметрическая зависимость этих величин от геометрических параметров СР. При расчете ширины мини-зоны фиксировалась толщина КЯ (барьеров), а остальные параметры СР, т.е. толщины барьеров (КЯ) и содержание серы, изменялись согласно зависимости, показанной на рис. 2, a. Точки пересечения зависимостей на рис. 2, b

соответствуют определенным толщинам ям и барьеров, а также определенному составу ZnSSe. Толщины CdSe ям, используемые в расчетах, не превышают 2 МС, поскольку критическая толщина пластической релаксации слоя CdSe на подложке GaAs с образованием структурных дефектов в самоформирующихся островках CdSe (КТ) составляет всего  $\sim 3$  МС, а сам процесс самоорганизации слоя CdSe, вызванный упругими напряжениями, начинается уже при толщинах 1.5–2 МС [14].

Для экспериментальной реализации были выбраны следующие параметры CdSe/ZnSSe СР: толщины ям и барьеров — 1.3 и 4 МС соответственно и содержание S в барьерном слое — 0.41. Этим параметрам



**Рис. 2.** a — зависимость отношения толщин слоев CdSe и  $ZnS_ySe_{1-y}$  от содержания серы, удовлетворяющая условию согласования системы CdSe/ZnSSe по параметру решетки с GaAs. Толщины выражены в числе МС. b — зависимость эффективной ширины запрещенной зоны от ширины мини-зоны тяжелых дырок СР CdSe/ $ZnS_ySe_{1-y}$  для параметров, изменяющихся в соответствии с зависимостью, показанной на рис. 2, a. Числа 3–6 обозначают фиксированное число недеформированных МС  $ZnS_ySe_{1-y}$ , числа 1–1.9 — фиксированное число дробных недеформированных МС CdSe. Пунктиром обозначены значения, достигаемые при 100% содержании S.

соответствуют ширина запрещенной зоны  $E_g^{\text{eff}} = 2.58$  эВ (2.61 эВ — для легких дырок) и ширина мини-зоны тяжелых дырок 67 мэВ. Эта мини-зона частично перекрывается с более широкой мини-зоной легких дырок.

### 2.3. Сверхрешетки с плавными гетерограницами

Ранее было показано, что в процессе роста короткопериодных СР CdSe/ZnSe вместо слоев CdSe в результате диффузии Cd и Zn формируются более толстые слои тройного твердого раствора ZnCdSe с толщиной  $\sim 5$  МС [15]. Для оценки изменения  $E_g^{\text{eff}}$  в результате размывания гетерограниц между слоями СР эта величина рассчитывалась с учетом перераспределения концентраций кадмия и серы вдоль оси роста структуры. Распределения Cd и S в отдельных слоях моделировались в виде функций Гаусса и суммировались по 100 периодам СР таким образом, чтобы суммарная по толщине двумерная концентрация каждого элемента не отличалась от номинального значения для СР с резкими интерфейсами. Уровни размерного квантования в СР с плавными интерфейсами были найдены с помощью метода матриц переноса [16]. Значения ширины запрещенной зоны  $Zn_{1-x}Cd_xS_ySe_{1-y}$  без учета деформации слоев рассчитывались по формуле

$$\begin{aligned} E_g(Zn_{1-x}Cd_xS_ySe_{1-y}) &= E_g(ZnSe)(1-x)(1-y) \\ &+ E_g(ZnS)(1-x)y + E_g(CdSe)x(1-y) \\ &+ E_g(CdS)xy - b^p(Zn_{1-x}Cd_xSe)(1-x)x(1-y) \\ &- b^p(ZnS_ySe_{1-y})y(1-y)(1-x) \\ &- b^p(Zn_{1-x}Cd_xS)(1-x)xy - b^p(CdS_ySe_{1-y})y(1-y)x, \end{aligned} \quad (6)$$

где параметры прогиба  $b^p$  для ZnCdSe, ZnSSe, ZnCdS и CdSSe брались равными 0.3, 0.43, 0.827 и 0.54 соответственно. Затем в рамках теории Ван-дер-Валле были рассчитаны значения ширины запрещенной зоны с учетом деформации слоев. Потенциал дна зоны проводимости в слоях  $Zn_{1-x}Cd_xS_ySe_{1-y}$  определялся относительно дна зоны проводимости ZnSe с помощью линейной интерполяции по содержанию серы между потенциалами зоны проводимости  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  и  $Zn_{1-x}Cd_xS$ :

$$\begin{aligned} \Delta E_c(ZnCdSSe/ZnSe) &= (1-y)\Delta E_c(ZnCdSe/ZnSe) \\ &+ y\Delta E_c(ZnCdS/ZnSe). \end{aligned} \quad (7)$$

Разрывы зоны проводимости на интерфейсах  $Zn_{1-x}Cd_xSe/ZnSe$  определялись как 76% (выражение (4)) от суммарного разрыва зон  $E_g(Zn_{1-x}Cd_xSe) - E_g(ZnSe)$ . Разрывы зоны проводимости на интерфейсах  $Zn_{1-x}Cd_xS/ZnSe$  определялись как 84% от суммарного разрыва зон на интерфейсе  $Zn_{1-x}Cd_xS/ZnS$  [5] ( $E_g(Zn_{1-x}Cd_xS) - E_g(ZnS)$ ) в допущении, что на интерфейсе ZnS/ZnSe разрыв зоны проводимости

пренебрежимо мал (выражение (5)). Потенциал потолка валентной зоны в каждом слое был найден как разность потенциала дна зоны проводимости и ширины запрещенной зоны, определенной в рамках модели Ван-дер-Валле.

Ширина на полувысоте гауссова распределения концентрации S была выбрана равной номинальной ширине барьерного слоя 11.1 Å, что соответствует вариации содержания S от 0.39 до 0.22. Ширина на полувысоте гауссова распределения концентрации Cd варьировалась от 8 до 15 Å. Расчеты для СР CdSe(1.3 МС)/ZnS<sub>y</sub>Se<sub>1-y</sub>(4 МС) ( $y = 0.41$ ) показали, что уширение профилей Cd и S приводит к сравнительно небольшому уменьшению  $E_g^{\text{eff}}$  до  $\sim 2.560$  эВ для тяжелых дырок и до  $\sim 2.595$  эВ для легких дырок, а также к увеличению латерального параметра решетки  $a_{||}$  в свободном состоянии структуры до  $\sim 5.695$  Å, что соответствует рассогласованию с подложкой  $\sim 0.8\%$ .

### 3. Экспериментальные образцы и методики измерений

Структура была выращена методом МПЭ на подложке GaAs(001) с эпитаксиальными буферными слоями GaAs и ZnSe ( $\sim 10$  нм) при температуре 250°C в двухкамерной установке (Semiteq, Россия). На буферном слое ZnSe формировались 140 периодов СР ZnS<sub>x</sub>Se<sub>1-x</sub>/CdSe ( $x \sim 40\%$ ) с номинальной толщиной барьеров и ям соответственно 4 и 1.3 МС. После первых 50 периодов следовала более широкая КЯ ZnSe(3 нм)/CdSe/ZnSe(3 нм) с толщиной слоя CdSe 2.8–3.0 МС. Более подробная информация об условиях роста и структурных свойствах данной структуры будет приведена в отдельной публикации.

При измерении температурной зависимости ФЛ и спектров возбуждения ФЛ образец был помещен в гелиевый криостат проточного типа. Температурные зависимости измерялись при надбарьерном возбуждении с энергией кванта света  $E^{\text{exc}} = 2.817$  эВ ( $E^{\text{exc}} > E_g^{\text{eff}}$ ) или при селективном возбуждении в расширенную КЯ ( $E^{\text{exc}} = 2.530$  эВ,  $E_g^{\text{QW}} < E^{\text{exc}} < E_g^{\text{eff}}$ ). В качестве источника возбуждения использовалась галогеновая лампа и монохроматор МДР-12, вырезающий узкую спектральную полосу спектра лампы с результирующей интенсивностью порядка 0.4 мВт/см<sup>2</sup>. Для детектирования использовался спектрометр Acton 2500 и охлаждаемая CCD камера.

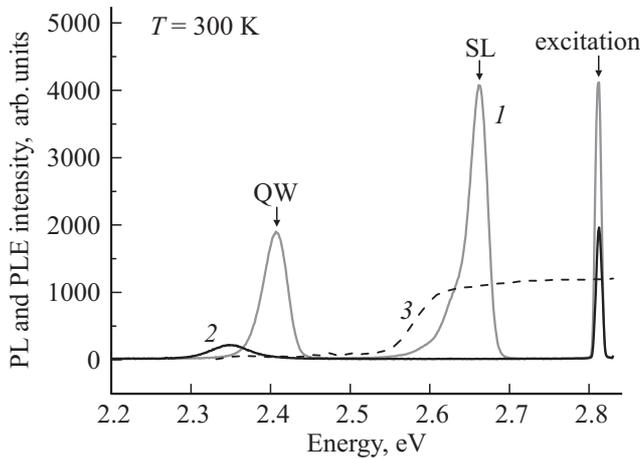
### 4. Температурные зависимости фотолюминесценции

На спектре ФЛ исследуемой структуры, измеренном при температуре 5.5 К и  $E^{\text{exc}} > E_g^{\text{eff}}$ , присутствуют пики ФЛ из СР и КЯ с положениями максимума 2.662 и 2.407 эВ, соответственно (рис. 3, кривая 1). При увеличении температуры до 300 К ФЛ из СР значительно уменьшается (рис. 3, кривая 2), что может быть

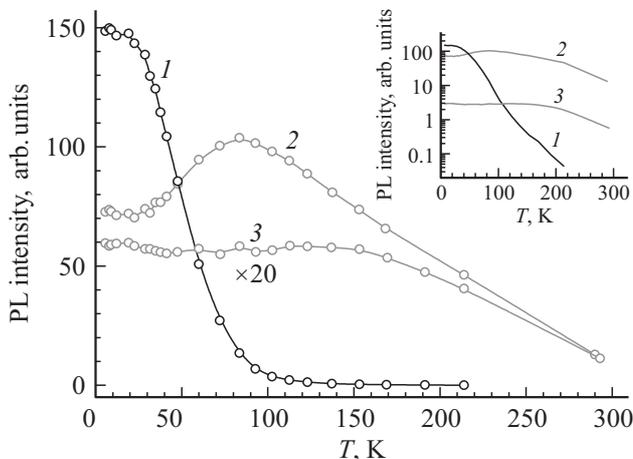
объяснено термической активацией фотовозбужденных носителей в СР и их захватом в расширенную КЯ. Для того чтобы исследовать изменение эффективности вертикального транспорта носителей заряда при изменении температуры, была измерена температурная зависимость ФЛ структуры.

На рис. 4 приведена температурная зависимость интегральной интенсивности ФЛ из СР ( $I^{SL}$ , 1) и из расширенной КЯ ( $I^{QW}$ , 2). При возбуждении светом с энергией  $E^{exc} > E_g^{eff}$  большая часть электронно-дырочных пар рождается в СР, после чего часть носителей диффундирует в расширенную КЯ. Величина отношения  $I^{QW}/I^{SL}$  (при  $E^{exc} > E_g^{eff}$ ) определяется коэффициентом диффузии носителей заряда [17] и, следовательно, характеризует эффективность вертикального транспорта.

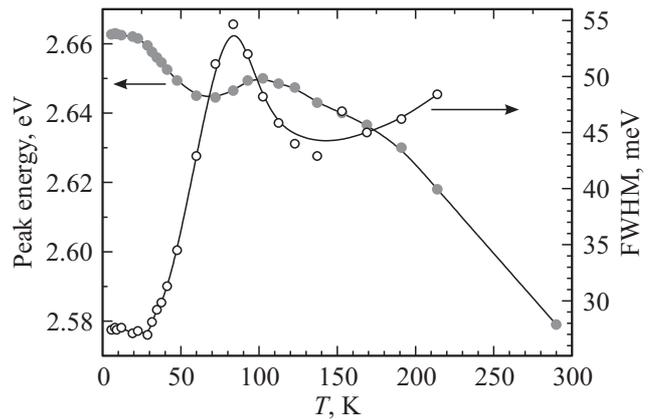
Малая величина отношения  $I^{QW}/I^{SL}$  и слабая зависимость интенсивности (рис. 4), а также положение



**Рис. 3.** Спектры ФЛ, измеренные при температуре 5.5 К (1) и при комнатной температуре (2), и спектр возбуждения ФЛ, измеренный при комнатной температуре (3).



**Рис. 4.** Температурная зависимость интегральной интенсивности ФЛ из СР (1), из КЯ при возбуждении выше  $E_g^{eff}$  (2) и из КЯ при энергии возбуждения ниже  $E_g^{eff}$  (3). На вставке зависимости приведены в полулогарифмическом масштабе.



**Рис. 5.** Температурная зависимость положения (1) и ширины на полувысоте (2) пика ФЛ из СР. Сплошные линии проведены для наглядности.

и ширины пиков ФЛ (рис. 5) от температуры в диапазоне 5–30 К объясняются локализацией фотовозбужденных носителей (или экситонов) на флуктуациях локализирующего потенциала, возникающих вследствие флуктуаций состава твердого раствора ZnSse и толщин слоев, составляющих СР [18]. С увеличением температуры выше ~ 30 К величина  $I^{SL}$  начинает уменьшаться по экспоненциальному закону, вместе с этим величина  $I^{QW}$  увеличивается и достигает максимума при  $T \approx 80$  К. Увеличение  $I^{QW}$  при повышении температуры было обнаружено только при энергии возбуждения выше  $E_g^{eff}$  и объясняется делокализацией и увеличением подвижности носителей вдоль оси роста СР. Температурная зависимость положения и ширины пика ФЛ из СР имеет немонотонный характер (рис. 4), который также указывает на увеличение подвижности носителей заряда в результате их термической активации в диапазоне температур от ~ 30 до 100–130 К, что соответствует изменению типа проводимости с прыжковой на зонную. Величина эффективной ширины запрещенной зоны СР при комнатной температуре была определена из спектра возбуждения ФЛ (рис. 3, кривая 3) при детектировании ФЛ из расширенной КЯ и составила  $E_g^{eff} \approx 2.58$  эВ.

## 5. Заключение

Методом МПЭ на подложке GaAs изготовлена псевдоморфная СР CdSe/ZnS<sub>y</sub>Se<sub>y-1</sub> с эффективной шириной запрещенной зоны  $E_g^{eff} \approx 2.580$  эВ (при 300 К). Параметры СР были выбраны на основании расчета зонной структуры при условии согласования СР как целого с GaAs по параметру решетки. Согласно расчетам, для получения  $E_g^{eff} < 2.6$  эВ и обеспечения эффективного вертикального транспорта в СР при 300 К использовался твердый раствор ZnSse с достаточно высоким содержанием серы — ~ 40%. Величина  $E_g^{eff}$  в полученной СР была определена из спектра возбуждения ФЛ при комнатной температуре и находится в хорошем

согласии с рассчитанным значением. Оптические исследования вертикального транспорта в СР показали, что при температурах выше 100–130 К времена диффузии фотовозбужденных электронов и дырок вдоль оси роста структуры оказываются существенно меньше характерных времен рекомбинации.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 13-02-12216-офи-м.

## Список литературы

- [1] Y.H. Zhang, S.N. Wu, D. Ding, S.Q. Yu, S.R. Johnson. *Proc. 33rd IEEE Photovoltaic Specialists Conf.* San Diego, CA, USA (2008).
- [2] T.V. Shubina, S.V. Ivanov, A.A. Toropov, G.N. Aliev, M.G. Tkatchman, S.V. Sorokin, N.D. Il'inskaya, P.S. Kop'ev. *J. Cryst. Growth*, **184/185**, 596 (1998).
- [3] H.J. Lozykowski, V.K. Shastri. *J. Appl. Phys.*, **69**, 3235 (1991).
- [4] C. Van de Walle. *Phys. Rev. B*, **39**, 1871 (1989).
- [5] S. Adachi. *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors* (Chippenhams, John Wiley & Sons Ltd, 2009).
- [6] Yi-Hong Wu. *IEEE J. Quant. Electron.*, **30**, 1562 (1994).
- [7] T. Nakayama. *Sol. St. Electron.*, **37**, 1077 (1994).
- [8] A. Qteish, R.J. Needs. *Phys. Rev. B*, **45**, 1317 (1992).
- [9] D. Olguin, R. Baquero. *Phys. Rev. B*, **51**, 16 891 (1995).
- [10] M. Willatzen, M. Cardona, N.E. Christensen. *Phys. Rev. B*, **51**, 17 992 (1995).
- [11] H. Kukimoto, S. Shionoya. *J. Phys. Chem. Sol.*, **29**, 935 (1968).
- [12] P. Lawaetz. *Phys. Rev. B*, **4**, 3460 (1971).
- [13] V. Pellegrini, R. Atamasov, A. Tredicucci, F. Beltram, C. Amzulini, L. Sobra, L. Vanzetti, A. Francioso. *Phys. Rev. B*, **51**, 5171 (1995).
- [14] S.V. Ivanov, A.A. Toropov, T.V. Shubina, S.V. Sorokin, A.V. Lebedev, I.V. Sedova, P.S. Kop'ev, G.R. Pozina, J.P. Bergman, B. Monemar. *J. Appl. Phys.*, **83**, 3168 (1998).
- [15] R.N. Kyutt, A.A. Toropov, S.V. Sorokin, T.V. Shubina, S.V. Ivanov, M. Karlsteen, M. Willander. *Appl. Phys. Lett.*, **75** (3), 373 (1999).
- [16] A.K. Ghatak, K. Thyagarajan, M.R. Shenoy. *IEEE J. Quant. Electron.*, **24**, 1524 (1988).
- [17] F. Piazza, L. Pavesi, A. Vinattieri, J. Martinez-Pastor, M. Colocci. *Phys. Rev. B*, **47** (16), 10 625 (1993).
- [18] A.A. Toropov, T.V. Shubina, S.V. Sorokin, A.V. Lebedev, R.N. Kyutt, S.V. Ivanov, M. Karlsteen, M. Willander, G.R. Pozina, J.P. Bergman, B. Monemar. *Phys. Rev. B*, **59**, 2510 (1999).

Редактор Т.А. Полянская

## Optical studies of carriers' vertical transport in the alternatively-strained ZnS<sub>0.4</sub>Se<sub>0.6</sub>/CdSe superlattice

E.A. Evropeytsev, S.V. Sorokin, S.V. Gronin,  
I.V. Sedova, G.V. Klimko, S.V. Ivanov, A.A. Toropov

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** We present the results of theoretical modelling and experimental optical studies of the alternatively-strained CdSe/ZnS<sub>1-y</sub>Se<sub>y</sub> ( $y \approx 0.4$ ) superlattice (SL) with effective band-gap  $E_g^{\text{eff}}$  of  $\sim 2.580$  eV and with total thickness of  $\sim 300$  nm, which was grown by molecular beam epitaxy on a GaAs substrate. The thicknesses and composition of the SL's layers were defined on the basis of the SL minibands parameters calculated implying both full lattice matching of the SL as whole to a GaAs substrate and high efficiency of photoexcited carriers transport along the growth axis. By photoluminescence studies of the structure containing the SL with one enlarged quantum well, we have shown that at 300 K the characteristic mean carrier diffusion time is much shorter than the carrier recombination time. Such SL looks promising for the fabrication of the wide band-gap photoactive region of a multi-junction solar cell comprising both A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> and A<sup>II</sup>B<sup>VI</sup> materials.