

Молекулярно-пучковая эпитаксия гетероструктур широкозонных соединений $A^{III}B^{VI}$ для низкопороговых лазеров с оптической и электронной накачкой

© С.В. Сорокин^{*†}, С.В. Гронин^{*}, И.В. Седова^{*}, М.В. Рахлин^{*}, М.В. Байдакова^{*}, П.С. Копьев^{*}, А.Г. Вайнилович⁺, Е.В. Луценко⁺, Г.П. Яблонский⁺, Н.А. Гамов⁺, Е.В. Жданова^{*}, М.М. Зверев^{*}, С.С. Рувимов[□], С.В. Иванов^{*}

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

⁺ Институт физики им. Б.И. Степанова Национальной академии наук Республики Белоруссии, 220072 Минск, Белоруссия

^{*} Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, 119454 Москва, Россия

[□] Department of Electrical Engineering, University of Notre Dame, IN 46556 Notre Dame, USA

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

Рассмотрены основные подходы при конструировании и выращивании методом молекулярно-пучковой эпитаксии лазерных гетероструктур на основе системы $(Zn,Mg)(S,Se)$ с множественными плоскостями квантовых точек CdSe или квантовых ям ZnCdSe. Приведена методика расчета компенсирующих короткопериодных сверхрешеток ZnSSe/ZnSe в активной и волноводной областях лазерных гетероструктур для структур с различной толщиной волновода и числом активных областей. Предложен способ уменьшения плотности неравновесных точечных дефектов в активной области лазерных структур $A^{III}B^{VI}$ посредством использования режима эпитаксии с повышенной миграцией при выращивании квантовой ямы ZnSe, ограничивающей плоскость квантовых точек CdSe. Продемонстрировано рекордно низкое значение пороговой плотности мощности ($P_{thr} \sim 0.8$ кВт/см²) при комнатной температуре для гетероструктуры лазера с оптической накачкой с одиночной плоскостью квантовых точек CdSe/ZnSe.

1. Введение

Широкозонные полупроводниковые соединения $A^{III}B^{VI}$ широко используются при разработке и создании оптоэлектронных приборов зеленого и зелено-желтого спектрального диапазонов. При этом из-за проблем, связанных с деградацией ЛД на основе ZnSe, во многом определяемой нестабильностью азотного акцептора [1], в последние годы повышенное внимание уделялось разработке альтернативных путей получения лазерной генерации: созданию сине-зеленых полупроводниковых лазерных конвертеров $A^{III}B^{VI}A^{III}N$ (с эффективностью конверсии до $\eta = 25.4\%$) [2] и полупроводниковых лазеров $A^{III}B^{VI}$ с электронно-лучевой накачкой (ПЛЭН). В последних была получена генерация при рекордно низких значениях пороговой плотности тока пучка — около 0.5 А/см² при 300 К [3], а также продемонстрировано достижение импульсной выходной мощности более 600 Вт для 26-элементной лазерной сборки на основе гетероструктуры (ГС) с десятью квантовыми ямами в расширенном (~ 2 мкм) волноводе [4]. Значительный прогресс в 2013 году продемонстрирован и на пути реализации компактных лазерных конвертеров $A^{III}N/A^{III}B^{VI}$ [5,6]. Несмотря на существенные достижения в области создания прямоизлучающих $A^{III}N$ лазерных диодов (ЛД) зеленого диапазона, — в частности, совместными усилиями Sumitomo SEI & Sony

AML в 2012 году продемонстрированы непрерывные InGaN ЛД, выращенные на полуполярных (11–22) GaN-подложках с $\lambda = 525–530$ нм и временем жизни до 5000 пс [7], а также ЛД с $\lambda = 536$ нм [8], — „истинный“ зеленый ($530–550$ нм), а также желто-зеленый диапазоны видимого спектра ($560–580$ нм) на данном этапе развития по-прежнему остаются „нишей“ для полупроводниковых лазеров на основе широкозонных соединений $A^{III}B^{VI}$.

Реализация мощных импульсных ПЛЭН, а также необходимость дальнейшего снижения пороговой плотности мощности до уровня менее 1 кВт/см² в лазерных гетероструктурах с оптической накачкой, используемых при создании компактных сине-зеленых $A^{III}N/A^{III}B^{VI}$ лазерных конвертеров, предъявляют высокие требования к технологии их выращивания методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Немаловажным фактором в получении ГС с низкой плотностью структурных дефектов и повышенной деградационной стойкостью является применение метода компенсации напряжений.

В настоящей работе подробно рассмотрены вопросы применения короткопериодных сверхрешеток (СР) при конструировании лазерных ГС и продемонстрированы основные принципы расчета компенсирующих СР для лазерных ГС с различной толщиной волновода и числом активных областей — квантовых точек (КТ) CdSe/ZnSe или квантовых ям (КЯ) ZnCdSe. Также представлены ГС $A^{III}B^{VI}$ лазеров для оптиче-

[†] E-mail: sorokin@beam.ioffe.ru

ской накачки с рекордно низким значением пороговой плотности мощности ($P_{thr} < 1 \text{ кВт/см}^2$) и показаны возможные пути дальнейшего улучшения характеристик лазерных ГС.

2. Эксперимент

Лазерные и тестовые ГС $\text{Cd}(\text{Zn})\text{Se}/\text{ZnMgSSe}$ в настоящей работе были выращены методом МПЭ псевдоморфно на подложках GaAs (001) с использованием буферного слоя GaAs в двухкамерной установке МПЭ (SemTEq, Санкт-Петербург) при температуре эпитаксии $T_S \approx 265\text{--}270^\circ\text{C}$. В качестве материалов источников молекулярных пучков использовались стандартные эффузионные ячейки для Zn, Mg, Cd и ZnS, являющегося одновременно источником S и Zn, а также источник Se с высокотемпературным разложителем и клапаном (Veeco). Использовался прямой радиационный нагрев подложки. Инициация гетероэпитаксиального роста GaAs/ZnSe производилась в режиме низкотемпературной ($T_S \approx 210^\circ\text{C}$) эпитаксии с повышенной миграцией атомов (ЭПМ) [9]. При этом, чтобы исключить взаимодействие Se с поверхностью GaAs, первый монослой ZnSe выращивался в режиме стандартной МПЭ [10]. Для защиты поверхности буферного слоя GaAs от загрязнений элементами VI-й группы и сохранения реконструкции поверхности $(2 \times 4)\text{As}$ до начала МПЭ роста подъем температуры подложки до рабочего значения ($T_S = 210^\circ\text{C}$ при ЭПМ) осуществлялся при закрытой главной заслонке и сниженной на 200°C относительно рабочего значения температуре источника ZnS [11,12]. Описанная процедура начальной стадии гетероэпитаксии дает возможность снижения плотности дефектов упаковки (ДУ) в лазерных ГС $A^{IV}B^{VI}$ на GaAs до уровня $\sim 10^4 \text{ см}^{-2}$ [12]. Выбор температуры эпитаксиального роста ($T_S \approx 265\text{--}270^\circ\text{C}$) определялся температурной зависимостью коэффициента встраивания серы из источника ZnS [13] и заданным содержанием серы в выращиваемых слоях Zn(Mg)SSe. Калибровка скоростей роста слоев ZnSe, ZnSSe (а также и ZnCdSe) при выращивании начальных буферных слоев лазерных ГС осуществлялась методом регистрации осцилляций интенсивности отраженного рефлекса в дифракции быстрых отраженных электронов (ДБОЭ) [14].

Для структурной характеристики использовался метод рентгеновской дифракции (РД) (режим $\Theta\text{--}2\Theta$ сканирования) с применением двухкристального дифрактометра D8 (Bruker AXS, Германия). Для оценки плотности протяженных дефектов в лазерных структурах использовался метод фотoluminesцентной микроскопии (ФЛМ) (микроскоп ЛЮМАМ ПМ11). Структурное совершенство лазерных гетероструктур исследовалось с помощью метода просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в геометрии поперечного сечения на микроскопе FEI Titan 80–300 (разрешение до 2 \AA).

3. Метод компенсации напряжений при конструировании лазерных гетероструктур $A^{IV}B^{VI}\text{GaAs}$

In-situ калибровка скоростей роста методом ДБОЭ при выращивании начальных буферных слоев является весьма эффективным средством косвенной оценки T_S .

Изменение скоростей осаждения ZnSe и ZnSSe при постоянных фиксированных потоках Zn, ZnS и Se возможно лишь за счет изменения эффективного соотношения потоков J_{VI}/J_{II} на поверхности растущего слоя при изменении температуры подложки вследствие большой чувствительности коэффициентов встраивания S и Se к T_S . Изменение J_{VI}/J_{II} в свою очередь приводит к изменению коэффициента встраивания Zn, слабо чувствительного к T_S [15]. Это позволяет проводить коррекцию T_S на начальной стадии гетероэпитаксиального роста с целью воспроизводимого получения заданного содержания S в твердых растворах Zn(Mg)SSe.

Помимо нижнего ограничивающего слоя ZnMgSSe, гетероструктуры лазеров для оптической и электронно-лучевой накачки на основе селенида цинка включают в себя волновод на основе короткопериодных CP Zn(Mg)SSe/ZnSe, активную область на основе одной или нескольких вставок CdSe/ZnSe КТ в квантовой яме (КЯ) ZnSe и верхний ограничивающий слой ZnMgSSe. При конструировании лазерных ГС состав толстого ($1\text{--}1.5 \text{ мкм}$) слоя ZnMgSSe подбирается, чтобы обеспечить решеточное согласование с GaAs при комнатной температуре, что заставляет задавать несколько увеличенный параметр решетки ZnMgSSe ($\Delta a/a \approx 3 \cdot 10^{-4}$) при температуре эпитаксии вследствие разницы коэффициентов температурного расширения $A^{IV}B^{VI}$ и GaAs. Для компенсации напряжений в активной области структуры (волновода), чтобы она была изорешеточна к GaAs как целое, используются короткопериодные переменнонапряженные CP типа Zn(Mg)SSe/ZnSe, для которых рассчитывается средний параметр решетки. Применение CP позволяет как увеличить максимально возможное рассогласование среднего параметра решетки $\Delta a/a$ всей активной области по сравнению с объемным слоем той же толщины [16], так и использовать режим управления только заслонками молекулярных источников при формировании всех слоев активной области лазерной ГС [17]. Это в свою очередь позволяет свести к минимуму количество остановок роста, вызываемых обычно необходимостью изменения температуры подложки или температур молекулярных источников, которые являются дополнительным фактором, способствующим зарождению ДУ в ГС $A^{IV}B^{VI}$ [18]. Метод компенсации напряжений с использованием короткопериодных CP был применен нами ранее при конструировании и выращивании лазерных ГС с варизонным волноводом и активной областью на основе одиночной КЯ ZnCdSe/ZnSe [19].

Концепция компенсации напряжений может быть распространена и на случай конструирования ГС с множе-

ственными активными слоями на основе CdSe/ZnSe КТ или ZnCdSe КЯ. В качестве таковых могут выступать ГС мощных импульсных ПЛЭН, в которых суммарная толщина активной области, определяемая глубиной проникновения электронного пучка в образец, может превышать величину 1–2 мкм, а число активных областей достигать 10 и более [4]. При выборе компенсирующих СР необходимо учитывать, что (i) содержание S ($y \approx 0.15$) в барьерных слоях СР определяется содержанием серы в ограничивающих слоях ZnMgSSe и (ii) толщина ZnSSe барьеров не должна превышать 10 монослоев (МС) — 3 нм, а период СР должен находиться в диапазоне 10–15 МС для обеспечения эффективного транспорта неравновесных носителей заряда вдоль оси СР к активным слоям (КТ CdSe/ZnSe или КЯ ZnCdSe).

В периодических структурах с множественными активными слоями для компенсации напряжений сжатия, индуцируемых плоскостями КТ CdSe/ZnSe (или КЯ ZnCdSe), волноводные СР между активными слоями лазерной структуры должны испытывать напряжения растяжения как целое. Величина этих напряжений определяется как соотношением толщин слоев ZnSSe и ZnSe в волноводной СР и ее периодом (d_{SL}), так и толщиной волноводной СР, приходящейся на один активный слой КТ (t_{SL}). При расчете параметров компенсирующих СР можно использовать следующие выражения, пренебрегая разницей модулей сдвига:

$$(\Delta a/a)_{[CdSe/ZnSe]} = \{(\Delta a/a)_{QD} d_{QD} + (\Delta a/a)_{ZnSe} d_{ZnSe}^{QW}\} / (d_{QD} + d_{ZnSe}^{QW}), \quad (1)$$

$$(\Delta a/a)_{[CdSe/ZnSe]} d_{[CdSe/ZnSe]} + (\Delta a/a)_{SL} t_{SL} = 0, \quad (2)$$

$$d_{ZnSe} + d_{ZnSSe} = d_{SL}, \quad (3)$$

$$t_{SL} = \frac{d_{waveguide}}{N_{QD}} - d_{[CdSe/ZnSe]}, \quad (4)$$

$$(\Delta a/a)_{SL} t_{SL} = (\Delta a/a)_{SL} d_{SL} N_{SL} = \{(\Delta a/a)_{ZnSe} d_{ZnSe} + (\Delta a/a)_{ZnSSe} d_{ZnSSe}\} N_{SL}, \quad (5)$$

где $d_{waveguide}$ — суммарная толщина СР волновода, N_{SL} — число периодов СР ZnSSe/ZnSe, N_{QD} — число плоскостей КТ CdSe/ZnSe, $d_{[CdSe/ZnSe]}$ и $(\Delta a/a)_{[CdSe/ZnSe]}$ — суммарная толщина и среднее рассогласование с подложкой GaAs КЯ ZnCdSe или плоскости КТ CdSe/ZnSe, расположенной в центре КЯ ZnSe. Для структур с множественными активными слоями на основе КТ CdSe/ZnSe в качестве первого приближения можно предположить, что за счет частичной accommodations упругих напряжений при формировании КТ рассогласование периода решетки $(\Delta a/a)$ КТ CdSe по отношению к подложке GaAs составляет $\sim 60\%$ от полного рассогласования CdSe–GaAs [20], т.е. $(\Delta a/a)_{QD} + 4.5\%$. В этом случае среднее рассогласование $(\Delta a/a)_{[CdSe/ZnSe]}$ для слоя КТ с номинальной толщиной 2.8 МС, расположенного в центре КЯ ZnSe толщиной 10 нм, составляет $\sim +0.61\%$.

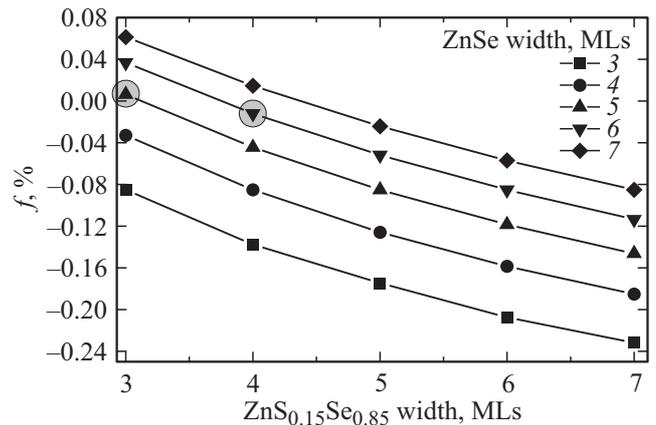


Рис. 1. Зависимость среднего рассогласования по периоду решетки с подложкой GaAs от толщины слоев ZnSe при различных толщинах слоев ZnSe для СР типа ZnS_{0.15}Se_{0.85}/ZnSe.

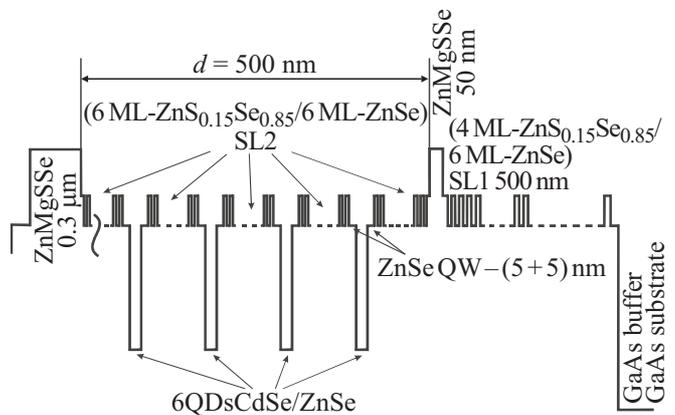


Рис. 2. Схематическая зонная диаграмма тестовой ГС с шестью активными слоями (плоскостями КТ CdSe/ZnSe) в СР волноводе толщиной 0.5 мкм, изорешеточной в целом к GaAs.

Результаты расчетов компенсирующих СР типа ZnS_{0.15}Se_{0.85}/ZnSe приведены на рис. 1, где толщины слоев СР (d_{ZnSe} и d_{ZnSSe}) для удобства выражены в МС. Из рис. 1, в частности, следует, что близкими к изопериоду к GaAs являются СР типа 4МС-ZnS_{0.15}Se_{0.85}/6МС-ZnSe или 3МС-ZnS_{0.15}Se_{0.85}/5МС-ZnSe.

Для иллюстрации применения метода компенсации напряжений в ГС с множественными активными слоями была рассчитана и выращена ГС с шестью плоскостями CdSe (2.8 МС)/ZnSe КТ в волноводе толщиной 0.5 мкм (см. рис. 2). В этом случае, согласно (4), толщины компенсирующих СР должны составить ~ 72.5 нм. Со стороны подложки в данной структуре была также выращена изопериодичная к GaAs СР типа 4МС-ZnS_{0.15}Se_{0.85}/6МС-ZnSe толщиной ~ 0.5 мкм. Для полной компенсации напряжений согласно выражениям (1)–(5) среднее рассогласование волноводной СР по отношению к подложке GaAs должно составлять $(\Delta a/a)_{SL} = -0.09\%$, что соответствует СР ти-

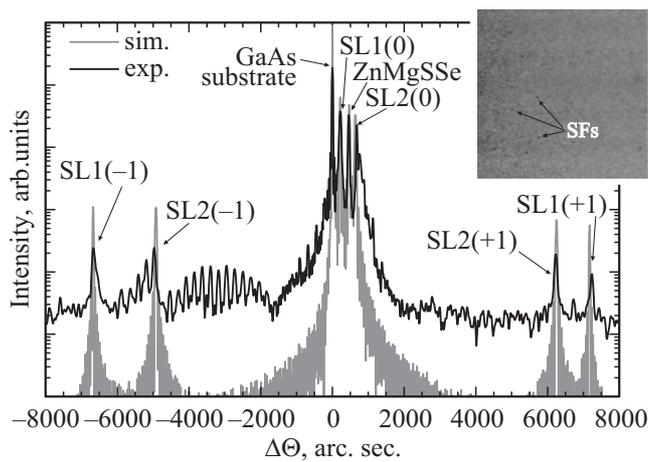


Рис. 3. Экспериментальные Θ – 2Θ кривые качания двухкристалльной РД для гетероструктуры с шестью плоскостями КТ CdSe/ZnSe в волноводе толщиной 0.5 мкм (черная линия) и ее моделирование с помощью полукинематической теории дифракции (серая линия). На вставке показано изображение данной структуры в ФЛ микроскопе (сторона квадрата — 200 мкм), отдельные темные точки соответствуют дефектам упаковки.

па $\{6 \text{ MC-ZnSSe}/6 \text{ MC-ZnSe}\}_{21}$ (см. рис. 1). На рис. 3 представлена экспериментальная кривая качания Θ – 2Θ , полученная для данной структуры методом двухкристалльной РД. Наблюдаемые высокие интенсивности и малые полуширины линий спектра, соответствующих 0-пику нижней „изопериодичной“ СР ZnSSe/ZnSe (+216 угл.сек.) и „волноводной“ СР (+684 угл.сек.), а также отчетливые сателлиты 1-го порядка для обеих СР указывают на высокое структурное совершенство выращенного образца. Плотность ДУ в структуре, согласно данным ФЛМ (см. вставку на рис. 3), составляет $< 10^5 \text{ см}^{-2}$.

Периоды СР, согласно рис. 3 составляют $d_{\text{SL1}} = 2.74 \text{ нм}$ и $d_{\text{SL2}} = 3.4 \text{ нм}$, что хорошо совпадает с заданными расчетными значениями (2.84 и 3.4 нм соответственно). На кривой качания в области отрицательных углов (–2000–4000 угл. сек.) отчетливо проявляются толщинные осцилляции, наложенные на широкий пик, связанный с плоскостями КТ CdSe/ZnSe. Оценка толщины, сделанная на основе этих осцилляций, дает величину $\sim 84 \text{ нм}$, хорошо согласующуюся с расчетным расстоянием между соседними плоскостями КТ (83.3 нм).

Приведенная концепция компенсации напряжений в ГС с множественными активными слоями вместе с оптимизированной процедурой начальной стадии гетероэпитаксиального роста была применена нами при конструировании и выращивании ГС для мощных импульсных ПЛЭН. Для ГС с шестью КЯ ZnCdSe, эквидистантно размещенными в волноводе толщиной 2.130 мкм, максимальное значение выходной импульсной мощности ($\tau_i = 0.3 \text{ мкс}$, $f = 1 \text{ kHz}$) с одного зеркала лазерного кристалла с длиной резонатора $L = 1.1 \text{ мм}$ и шириной

полоска возбуждения 0.65 мм составило $P_{\text{max}} \approx 80 \text{ Вт}$ при комнатной температуре. Детальная информация по исследованию данной структуры с электронно-лучевой накачкой будет опубликована отдельно [21].

4. Особенности МПЭ активной области лазерных ГС $A^{II}B^{VI}$

Особенностью МПЭ широкозонных соединений $A^{II}B^{VI}$ является тот факт, что рост происходит при температурах ($T_S = 250$ – 300°C), много меньших температуры заметной термической диссоциации ($T > 550^\circ\text{C}$) (см., например, [22]), т.е. вдали от квазиравновесной ситуации. Исходя из этого можно ожидать появления большой плотности неравновесных точечных дефектов в ГС. Экспериментальным доказательством их наличия служит обнаруженная нами экспериментальная зависимость интенсивности ФЛ лазерной ГС $A^{II}B^{VI}$ с одиночной плоскостью CdSe/ZnSe КТ от времени экспозиции при облучении лазером ($\lambda_{\text{exc}} = 404 \text{ нм}$, CUBE, COHERENT Inc.) при $T = 300 \text{ К}$ (рис. 4). Интенсивность ФЛ возрастает в течение первых нескольких минут, а затем происходит насыщение сигнала. При увеличении мощности возбуждения насыщение ФЛ происходит за более короткое время. Такое поведение может быть объяснено отжигом (или оптической трансформацией) неравновесных дефектов вблизи активной области. Результаты по исследованию природы данных собственных дефектов будут опубликованы отдельно. Подобное явление наблюдалось на наших структурах при их возбуждении излучением ртутной лампы мощностью 40–60 Вт/см² [23].

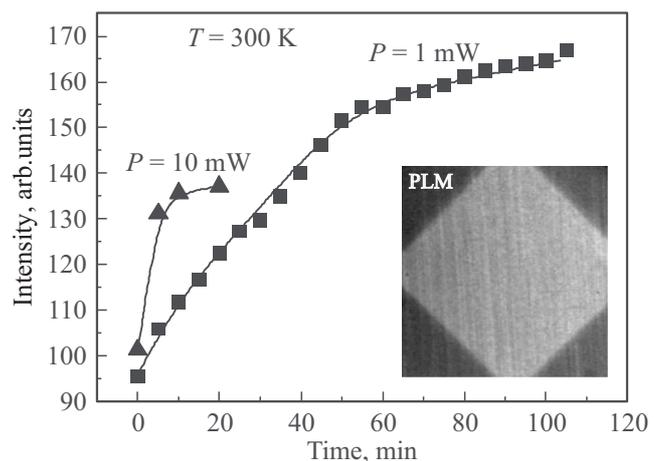


Рис. 4. Экспериментально наблюдаемое возрастание интенсивности ФЛ со временем лазерной ГС $A^{II}B^{VI}$ с одиночной плоскостью CdSe/ZnSe КТ при экспозиции лазерным излучением ($\lambda_{\text{exc}} = 404 \text{ нм}$, CUBE, COHERENT Inc.) при различных мощностях возбуждения (1 и 10 мВт). На вставке показано изображение, полученное в ФЛ микроскопе, демонстрирующее возрастание интенсивности ФЛ при засветке УФ лампой (квадратная область).

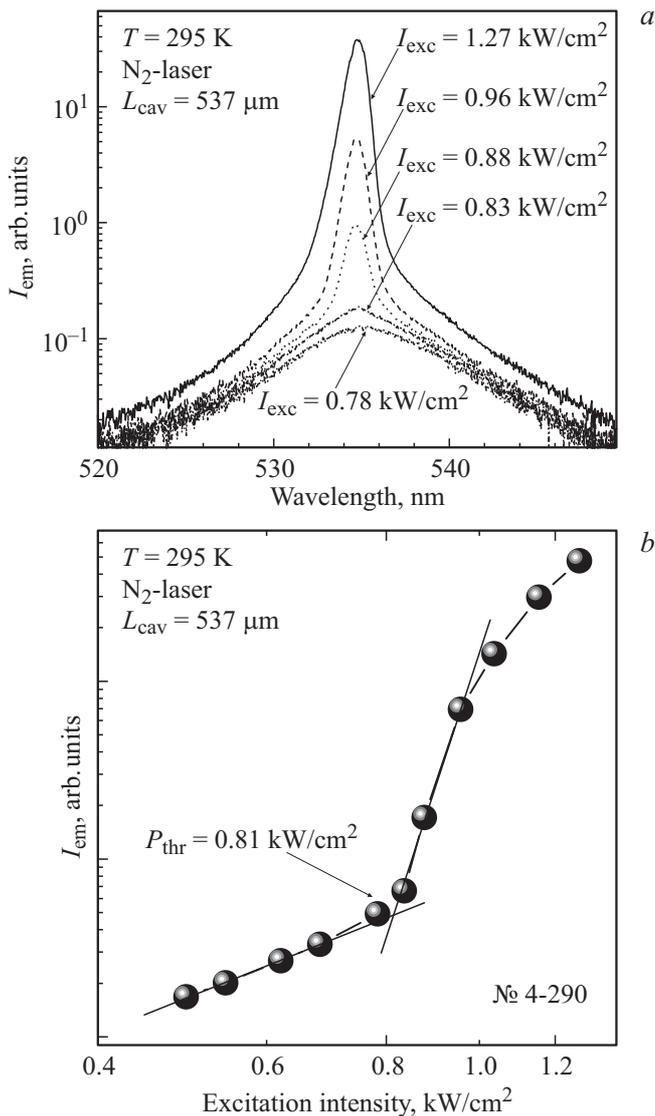


Рис. 5. Спектры торцевой люминесценции при различных интенсивностях возбуждения ниже и выше порога генерации (а) и порог генерации (б) лазерной ГС $A^{II}B^{VI}$ с одиночной плоскостью CdSe/ZnSe КТ при $T = 295$ К ($\lambda = 535$ нм). Слои CdSe/ZnSe КТ и ZnSe КЯ выращены в режиме ЭПМ.

Дополнительным подтверждением перестройки неравновесных дефектов в активной области служит также экспериментально наблюдаемое возрастание интенсивности ФЛ при засветке лазерной ГС УФ лампой. При этом на изображениях структуры в ФЛ микроскопе (см. вставку к рис. 4) не наблюдаются дополнительные особенности — темные точки, связанные с ДУ, или темные полосы, обусловленные дислокациями несоответствия [12]. Отсюда следует вывод, что для снижения плотности неравновесных дефектов необходимо, по возможности, реализовать более равновесные условия МПЭ $A^{II}B^{VI}$, по крайней мере при выращивании активной области и прилегающих к ней слоев лазерной ГС.

В условиях невозможности повышения температуры роста вследствие высокого давления паров базовых элементов II и VI групп в качестве возможного решения было предложено использовать режим ЭПМ в активной области для облегчения миграции атомов на поверхности роста. Ранее мы уже разработали и апробировали режим роста КТ CdSe/ZnSe в режиме мультициклового ЭПМ с увеличенной паузой после импульса осаждения Se, что привело к повышению однородности массива КТ и увеличению их интегральной интенсивности [24]. В данной работе режим ЭПМ был применен для выращивания КЯ ZnSe, ограничивающей КТ CdSe в активной области лазерных гетероструктур, т.е. в области проникновения волновой функции электронов из КТ. При этом необходимо учитывать, что при используемых $T_S \approx 265-270^\circ\text{C}$ номинальная толщина слоя ZnSe, осаждаемая за один цикл ЭПМ, составляет ~ 0.5 нм [25]. Применение указанного подхода позволило снизить пороговую плотность мощности $A^{II}B^{VI}$ лазерных ГС с КТ до уровня ~ 0.8 кВт/см² ($\lambda = 535$ нм) при комнатной температуре, что является рекордным значением для лазеров $A^{II}B^{VI}$ с оптической накачкой (см. рис. 5).

На рис. 6 представлено изображение активной области с расширенной КЯ ZnSe и асимметричного СР волновода для данной структуры, полученное методом ПЭМ в геометрии поперечного сечения. На изображении хорошо различимы переменено-напряженные волноводные СР Zn(Mg)SSe с варьируемым периодом и толщиной.

В качестве дальнейших шагов снижения пороговой плотности мощности лазерных ГС $A^{II}B^{VI}$ с КТ пер-

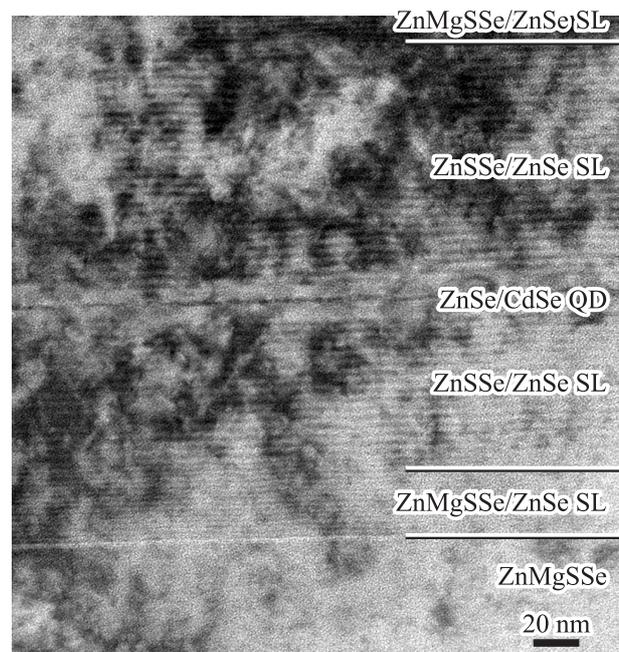


Рис. 6. Изображение волноводной и активной области $A^{II}B^{VI}$ лазерной ГС с одиночной плоскостью CdSe/ZnSe КТ, полученное методом ПЭМ в геометрии поперечного сечения. Слои CdSe/ZnSe КТ и ZnSe КЯ выращены в режиме ЭПМ.

спективным представляется изменение режимов эпитаксиального роста ограничивающих и волноводных слоев лазерной ГС. В частности, в отсутствие дополнительного потока Zn из источника Zn при МПЭ слоев $Zn_{1-x}Mg_xS_ySe_{1-y}$ в условиях $J_{\text{VI}}/J_{\text{II}} \approx 1$ температура эпитаксиального роста может быть увеличена на $\sim 30^\circ\text{C}$ при сохранении необходимой концентрации S в диапазоне $y = 0.15-0.17$ [13], т.е. приблизится к более равновесной ситуации.

5. Заключение

Таким образом, в работе представлены основные подходы при конструировании и росте методом МПЭ волноводной и активной областей лазерных гетероструктур в системе ZnMgSSe с множественными плоскостями КТ CdSe или КЯ ZnCdSe. Аккуратная компенсация напряжений, вводимых в структуру несколькими активными областями КТ, за счет изменения решеточного рассогласования с GaAs волноводных сверхрешеток ZnSSe/ZnSe при неизменных параметрах технологического процесса, позволила более чем в 2.5 раза увеличить выходную импульсную мощность с одного зеркала лазерного кристалла до 80 Вт (длина волны 537 нм). Предложен способ уменьшения плотности неравновесных точечных дефектов в активной области лазерных структур $A^{\text{II}}B^{\text{VI}}$ посредством использования режима эпитаксии с повышенной миграцией при выращивании КЯ ZnSe, ограничивающей плоскостью КТ CdSe. Это привело к 20% снижению пороговой плотности мощности лазерной гетероструктуры с одиночной плоскостью КТ CdSe и асимметричным градиентным СР волноводом до рекордного значения $\sim 0.8 \text{ кВт/см}^2$ (300 К).

Список литературы

- [1] S. Gundel, D. Albert, J. Nurnberger, W. Faschinger. Phys. Rev. B, **60**, R16271 (1999).
- [2] S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Gronin, G.V. Klimko, K.G. Belyaev, S.V. Ivanov, A. Alyamani, E.V. Lutsenko, A.G. Vainilovich, G.P. Yablonskii. Electron. Lett., **48** (2), 118 (2012).
- [3] М.М. Зверев, Н.А. Гамов, Е.В. Жданова, Д.В. Перегудов, В.Б. Студенов, С.В. Иванов, И.В. Седова, С.В. Сорокин, С.В. Гронин, П.С. Копьев. Письма ЖТФ **33** (24), 1 (2007).
- [4] M.M. Zverev, N.A. Gamov, E.V. Zdanova, V.N. Studionov, D.V. Peregoudov, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Gronin, P.S. Kop'ev, I.M. Olikhov, S.V. Ivanov. Phys. Status Solidi B, **247** (6), 1561 (2010).
- [5] Е.В. Луценко, А.Г. Войнилович, Н.В. Ржеуцкий, В.Н. Павловский, Г.П. Яблонский, С.В. Сорокин, С.В. Гронин, И.В. Седова, П.С. Копьев, С.В. Иванов, М. Аланзи, А. Хамидалдин, А. Альямани. Квант. электрон., **43** (5), 418 (2013).
- [6] S.V. Sorokin, E.V. Lutsenko, I.V. Sedova, S.V. Gronin, S.V. Ivanov, A.G. Vainilovich, N.V. Rzhetskii, G.P. Yablonskii. Abstracts 17th Eur. Molecular Beam Epitaxy Workshop (Levi, Finland, 2013) p. 239.
- [7] K. Yanashima, H. Nakajima, K. Tasai, K. Naganuma, N. Fuutagawa, Y. Takiguchi, T. Hamaguchi, M. Ikeda, Y. Enya, Sh. Takagi, M. Adachi, T. Kyono, Y. Yoshizumi, T. Sumitomo, Y. Yamanaka, T. Kumano, Sh. Tokuyama, K. Sumiyoshi, N. Saga, M. Ueno, K. Katayama, T. Ikegami, T. Nakamura. Appl. Phys. Express, **5** (8), 082103 (2012).
- [8] S. Takagi, Y. Enya, T. Kyono, M. Adachi, Y. Yoshizumi, T. Sumitomo, Y. Yamanaka, T. Kumano, S. Tokuyama, K. Sumiyoshi, N. Saga, M. Ueno, K. Katayama, T. Ikegami, T. Nakamura, K. Yanashima, H. Nakajima, K. Tasai, K. Naganuma, N. Fuutagawa, Y. Takiguchi, T. Hamaguchi, M. Ikeda. Appl. Phys. Express, **5** (8), 082102 (2012).
- [9] A. Colli, E. Pelucchi, A. Franciosi. Appl. Phys. Lett., **83** (1), 81 (2003); A. Colli, E. Carlino, E. Pelucchi, V. Grillo, F. Franciosi. J. Appl. Phys., **96** (5), 2592 (2004).
- [10] A. Ohtake, T. Hanada, K. Arai, T. Komura, S. Miwa, K. Kimura, T. Yasuda, C. Jin, T. Yao. J. Cryst. Growth, **201/202**, 490 (1999).
- [11] B.J. Wu, G.M. Haugen, J.M. DePuydt, L.H. Kuo, L. Salamanca-Riba. Appl. Phys. Lett., **68** (20), 2828 (1996).
- [12] S.V. Gronin, I.V. Sedova, S.V. Sorokin, G.V. Klimko, K.G. Belyaev, A.V. Lebedev, A.A. Sitnikova, A.A. Toropov, S.V. Ivanov. Phys. Status Solidi C, **9**, 1833 (2012).
- [13] S.V. Ivanov, S.V. Sorokin, P.S. Kop'ev, J.R. Kim, H.D. Jung, H.S. Park. J. Cryst. Growth, **159** (1-4), 16 (1996).
- [14] J.H. Neave, B.A. Joyce, P.J. Dobson, N. Norton. Appl. Phys. Lett. A, **31**, 1 (1983).
- [15] S.V. Ivanov, S.V. Sorokin, I.L. Krestnikov, N.N. Faleev, B.Ya. Ber, I.V. Sedova, P.S. Kop'ev. J. Cryst. Growth, **184/185**, 70 (1998).
- [16] Jan H. van der Merwe, W.A. Jesser. J. Appl. Phys., **63** (5), 1509 (1988).
- [17] С.В. Иванов, А.А. Торопов, С.В. Сорокин, Т.В. Шубина, Н.Д. Ильинская, А.В. Лебедев, И.В. Седова, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Х.Д. Лугауэр, Г. Решер, М. Кайм, Ф. Фишер, А. Ваг, Г. Ландвер. ФТП, **32** (10), 1272 (1998).
- [18] I.V. Sedova, S.V. Sorokin, A.A. Sitnikova, R.V. Zolotareva, S.V. Ivanov, P.S. Kop'ev. Proc. 7th Int. Symp. „Nanostructures: Physics and Technology“ (St. Petersburg, Russia, 1999) p. 547.
- [19] I.V. Sedova, E.V. Lutsenko, S.V. Gronin, S.V. Sorokin, A.G. Vainilovich, A.A. Sitnikova, G.P. Yablonskii, A. Alyamani, D.L. Fedorov, P.S. Kop'ev, S.V. Ivanov. Appl. Phys. Lett., **98**, 171103 (2011).
- [20] F. Tinjod, I.-C. Robin, R. André, K. Kheng, H. Mariette. J. Alloys Comp., **371** (1-2), 63 (2004).
- [21] M.M. Zverev, N.A. Gamov, E.V. Zhdanova, V.B. Studionov, D.V. Peregoudov, S.V. Gronin, I.V. Sedova, S.V. Sorokin, S.V. Ivanov. Abstracts 16th Int. Conf. „Laser Optics 2014“ (St.-Petersburg, Russia, 2014) ThR3-p09.
- [22] S.V. Ivanov, S.V. Sorokin, I.V. Sedova. In: Molecular Beam Epitaxy: From research to mass production, ed. by M. Henini (Elsevier Inc., 2013) p. 611.
- [23] M.M. Zverev, N.A. Gamov, E.V. Zhdanova, D.V. Peregoudov, V.B. Studionov, S.V. Gronin, I.V. Sedova, S.V. Sorokin, S.V. Ivanov. Abstracts 16th Int. Conf. „Laser Optics 2014“ (St.-Petersburg, Russia, 2014) ThR3-p08.
- [24] I.V. Sedova, S.V. Sorokin, A.A. Sitnikova, O.V. Nekrutkina, A.N. Reznitsky, S.V. Ivanov. Inst. Phys. Conf. Ser. N 174, ed. by M. Ilegems, G. Weimann and J. Wagner, Section 3, p. 161 (2003).
- [25] J.M. Gaines. Phil. J. Res. **49**, 245 (1995).

Редактор Т.А. Полянская

Molecular Beam Epitaxy of Wide-Gap II-VI Heterostructures for Optically and Electron-Beam Pumped Lasers

S.V. Sorokin*, S.V. Gronin*, I.V. Sedova*,
M.V. Rakhlina*, M.V. Baidakova*, P.S. Kop'ev*,
A.G. Vainilovich⁺, E.V. Lutsenko⁺, G.P. Yablonskii⁺,
N.A. Gamov[•], E.V. Zhadanova[•], M.M. Zverev[•],
S.S. Ruvimova^{*□}, S.V. Ivanov*

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

⁺ Stepanov Institute of Physics,
National Academy of Science of Belarus,
220072 Minsk, Belarus

[•] Moscow State Institute of Radio Engineering,
Electronics and Automatic,
119454 Moscow, Russia

[□] Department of Electrical Engineering,
University of Notre Dame,
IN 46556 Notre Dame, USA

Abstract The paper presents basic approaches in designing and growing by molecular beam epitaxy of (Zn,Mg)(S,Se)-based laser heterostructures with multiple CdSe quantum dot (QD) sheets or ZnCdSe quantum wells (QW). The method of calculation of compensating short-period ZnSSe/ZnSe superlattices (SLs) in both active and waveguide regions of laser heterostructures possessing the different waveguide thickness and different number of active regions is presented. The method allowing reduction of the density of non-equilibrium point defects in the active region of the II–VI laser structures has been proposed. It utilizes the migration enhanced epitaxy mode in growing the ZnSe QW confining the CdSe QD sheet. The threshold power density as low as $P_{\text{thr}} \sim 0.8 \text{ kW/cm}^2$ at $T = 300 \text{ K}$ has been demonstrated for laser heterostructure with single CdSe QD sheet and asymmetric graded-index waveguide with strain-compensating SLs.