

# Наноструктура на основе ZnSe/ZnMgSSe для лазерной электронно-лучевой трубки в синей области спектра

И.П.Казаков, В.И.Козловский, В.П.Мартовицкий, Я.К.Скасырский,  
Ю.М.Попов, П.И.Кузнецов, Г.Г.Якушева, А.О.Забейайлов, Е.М.Дианов

*Эпитаксиальные слои ZnMgSSe и наноструктуры ZnSe/ZnMgSSe с квантовыми ямами выращены методами молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ПФЭМОС) на подложках из GaAs. Исследованы их структурные и люминесцентные свойства в зависимости от содержания Mg и S. Обнаружен распад твердого раствора ZnMgSSe на структурные фазы в образцах с шириной запрещенной зоны свыше 2.9 эВ при  $T = 300$  К. Распад затрудняет создание эффективных лазеров. Показано, что высокая однородность кристаллической решетки барьерных слоев ZnMgSSe возможна в периодических наноструктурах ZnSe/ZnMgSSe, выращенных методом ПФЭМОС при  $T \approx 430^\circ\text{C}$ . На основе таких структур реализован лазер с выходной мощностью 1.5 Вт на длине волны 458 нм при продольной накачке электронами с энергией 42 кэВ при комнатной температуре.*

**Ключевые слова:** лазерная электронно-лучевая трубка, наноструктура ZnSe/ZnMgSSe, молекулярно-пучковая эпитаксия, парофазная эпитаксия из металлоорганических соединений.

## 1. Введение

Для реализации лазера на низкоразмерной структуре с квантовыми ямами (КЯ), излучающего в синей (455–465 нм,  $\sim 2.7$  эВ) области спектра, необходимо использовать широкозонные соединения. Твердый раствор ZnMgSSe с шириной запрещенной зоны  $E_g \approx 3.0$  эВ является подходящим материалом для барьерных слоев, в то время как слои ZnSSe или ZnSe могут быть использованы в качестве КЯ. Структура ZnMgSSe широко используется в инжекционных лазерах, излучающих в зеленой (525–535 нм) области спектра, но в основном она применяется в качестве обкладочных слоев, формирующих оптический волновод [1]. Предлагалось использовать этот твердый раствор также и в лазерах для синего диапазона [2]. Характеристики лазера оказались низкими, что связывалось, прежде всего, с проблемой получения проводимости р-типа в слоях ZnMgSSe. Однако для лазеров с продольной оптической накачкой или накачкой электронным пучком не требуется легирования слоев активной структуры. Такие лазеры могут служить источниками света для систем проекционного телевидения [3]. В качестве источников оптической накачки могут использоваться высокоэффективные лазерные диоды на основе соединений GaN [4].

Существенной проблемой получения ZnMgSSe с высокой концентрацией Mg и S является нестабильность кристаллической решетки твердого раствора при темпе-

ратурах (280–300 °С), характерных для молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Твердый раствор ZnMgSSe, согласованный по параметрам кристаллической решетки с подложкой из GaAs и имеющий  $E_g \approx 3.0$  эВ, находится в области метастабильной фазы и близок к границе области несмешиваемости и спиноподобного распада [5]. К сожалению, только несколько работ посвящено экспериментальному исследованию этой проблемы [6–9]. В лазерных структурах, выращенных методом МПЭ при достаточно высокой концентрации Mg и S, наблюдается одномерная модуляция состава ZnMgSSe в одном из направлений  $\langle 111 \rangle$  [9]. Обнаружено, что контраст этой модуляции зависит от ростовых условий и влияет на деградацию инжекционного лазера или светодиода на основе напряженной структуры ZnCdSe/ZnMgSSe, излучающей в зеленой области спектра. Неконтролируемый распад твердого раствора существенно ухудшает характеристики лазера с продольной оптической или электронно-пучковой накачкой. В лазерах этого типа неравновесные электронно-дырочные пары генерируются в основном в толстых барьерных слоях ZnMgSSe, и за время жизни эти пары собираются в тонких слоях КЯ, где возникает оптическое усиление. При распаде твердого раствора, с одной стороны, образуются структурные дефекты, создающие безызлучательные каналы рекомбинации, а с другой – формируется неоднородный потенциальный рельеф, который затрудняет транспорт носителей заряда в КЯ. Оба фактора приводят к уменьшению плотности электронно-дырочных пар в КЯ, а следовательно, к увеличению порога и снижению эффективности генерации.

В данной работе исследуются нелегированные эпитаксиальные слои ZnMgSSe и структуры ZnSSe/ZnMgSSe с КЯ, выращенные двумя различными методами: МПЭ и парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ПФЭМОС). Обнаружена общая закономерность распада твердого раствора с увеличением содержания

И.П.Казаков, В.И.Козловский, В.П.Мартовицкий, Я.К.Скасырский, Ю.М.Попов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: vikoz@sci.lebedev.ru  
П.И.Кузнецов, Г.Г.Якушева. Институт радиотехники и электроники РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Введенского, 1  
А.О.Забейайлов, Е.М.Дианов. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 24 января 2007 г.

Mg и S. С помощью ПФЭМОС удалось достигнуть хороших результатов по стабилизации кристаллической решетки ZnMgSSe с  $E_g$  вплоть до 3.1 эВ. На основе полученных структур были изготовлены активные элементы для лазеров с продольной накачкой электронным пучком и реализована генерация при комнатной температуре.

## 2. Методика эксперимента

Методом МПЭ выращивались периодические структуры ZnSe/ZnMgSSe и ZnSSe/ZnMgSSe. Рост проводился на отечественной установке ЦНА-18 с использованием твердотельных источников Zn, Se, Mg и ZnS на подложках из полуизолирующего GaAs, разориентированных на  $3^\circ$  или  $10^\circ$  от плоскости (001) в направлении к плоскости (111)Ga. Температура подложки  $T_{гр}$  в процессе эпитаксии составляла  $280^\circ\text{C}$ . Первый слой ZnMgSSe формировался на буферном слое ZnSe толщиной 60 нм. Период структур был равен  $\lambda/n$ , где  $\lambda$  – длина волны излучения, а  $n$  – эффективный показатель преломления.

Такие структуры позволяют достигнуть резонансно-периодического усиления [10]. Были сформированы различные структуры, имеющие от 5 до 30 периодов. При этом ширина КЯ составляла 6 нм, а толщина барьерных слоев – 160 нм. Структуры заканчивались слоем ZnMgSSe, равным по толщине барьерным слоям ZnMgSSe, и покровным слоем ZnSe толщиной 6 нм. Состав структуры  $Zn_xMg_{1-x}S_ySe_{1-y}$  подбирался таким, чтобы период кристаллической решетки был почти согласован с периодом подложки из GaAs, при этом ширина запрещенной зоны находилась в пределах 2.8 – 3.2 эВ при  $T = 300\text{ K}$ .

Методом ПФЭМОС выращивались эпитаксиальные слои ZnMgSSe и периодические структуры ZnSe/ZnMgSSe с числом КЯ до 65 и периодом  $\lambda/n$  или  $\lambda/(2n)$ . Рост проводился в кварцевом реакторе горизонтального типа при атмосферном давлении в потоке водорода. В качестве исходных веществ использовались диметилселенид (DMeSe), диэтилсульфид (DEtS), бисметилциклопентадиенилмагний ((MeCp)<sub>2</sub>Mg) и диэтилцинк (DEtZn). Применялись подложки из GaAs с разориентацией на  $10^\circ$  от плоскости (001) в направлении к плоскости (111)Ga. Температура подложки поддерживалась вблизи  $430^\circ\text{C}$ , что заметно выше  $T_{гр}$  при МПЭ, используемой в данной работе, и выше температуры роста, при которой ранее был получен ZnMgSSe как методом МПЭ, так и методом ПФЭМОС [6–9].

Выращенные структуры исследовались с помощью катодолюминесценции (КЛ), фотоотражения, рентгеновской дифрактометрии, оптической, сканирующей электронной и атомно-силовой микроскопии. Спектры КЛ исследовались при  $T \leq 14\text{ K}$  и  $300\text{ K}$ , энергии электронов  $E_e = 3, 10$  и  $30\text{ кэВ}$ , токе  $I_e = 1\text{ мкА}$  и диаметре электронного пучка  $d_e = 1\text{ мм}$ . Для рентгеноструктурного анализа использовались графитовый монохроматор и излучение  $K_\alpha$ -линии Cu.

Из ряда структур, выращенных методами МПЭ и ПФЭМОС, были изготовлены активные элементы лазеров с продольной накачкой. Для этого на структуру сначала напылялось полупрозрачное зеркало, содержащее пять пар чередующихся четвертьволновых слоев  $\text{SiO}_2$  и  $\text{TiO}_2$ , затем структура приклеивалась к сапфировой подложке оптическим эпоксидным клеем и подложка из GaAs удалялась химически селективным травителем.

На освободившуюся поверхность структуры напылялось глухое зеркало, содержащее 11 чередующихся слоев  $\text{SiO}_2$  и  $\text{TiO}_2$  и слой Al толщиной 0.1 мкм. Коэффициент отражения полупрозрачного зеркала  $R \approx 0.984$ . Длина микрорезонатора составляла примерно 5 мкм. Активный элемент возбуждался сканирующим электронным пучком с  $E_e = 30 - 50\text{ кэВ}$ ,  $I_e = 0 - 2\text{ мА}$  и  $d_e = 25 - 50\text{ мкм}$ , увеличивающимся с ростом тока пучка и уменьшением энергии электронов. Скорость сканирования была равна  $4 \times 10^5\text{ см/с}$ .

## 3. Результаты измерений и их обсуждение

### 3.1. Структуры, выращенные методом МПЭ

Спектры низкотемпературной КЛ структур с различными  $E_g$  представлены на рис.1. При  $E_g(14\text{ K}) < 3\text{ эВ}$  (около 2.9 эВ при  $T = 300\text{ K}$ ) интенсивность излучения КЯ значительно выше интенсивности излучения барьерных слоев ZnMgSSe, состоящего в этом случае только из одной узкой линии (кривая 1 на рис.1). Это свидетельствует об эффективном транспорте носителей заряда из барьерных слоев в КЯ при низкой температуре. Однако при комнатной температуре из-за недостаточной своей глубины ямы не могут удержать всех носителей и заметная их часть рекомбинирует в барьерных слоях (на рис.1 это не показано). При  $E_g(14\text{ K}) > 3.1\text{ эВ}$  (около 3 эВ при  $T = 300\text{ K}$ ) излучение ZnMgSSe состоит из двух и более линий, тогда как интенсивность линии излучения КЯ низкая, и в спектре возникает дополнительная широкая полоса излучения между линиями излучения ZnMgSSe и КЯ (кривые 4 и 5). В промежуточном интервале,  $3\text{ эВ} < E_g(14\text{ K}) < 3.1\text{ эВ}$ , в спектре КЛ можно обнаружить одну или две линии излучения ZnMgSSe в различных образцах (кривые 2 и 3).

Наличие нескольких линий излучения ZnMgSSe может быть объяснено непостоянством ростовых условий в

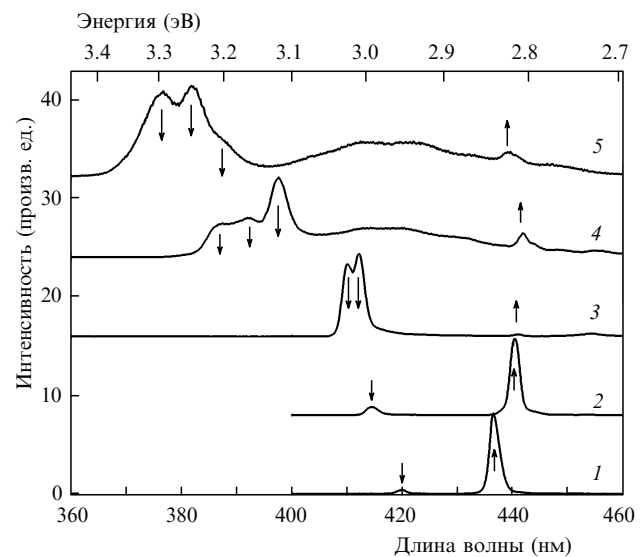


Рис.1. Спектры КЛ ( $T \leq 14\text{ K}$ ,  $E_e = 10\text{ кэВ}$ ) МПЭ-структур  $Zn_xSe_{1-x}/ZnMgSSe$  с различным содержанием Mg и S в барьерных слоях и числом КЯ, равным 20 (1), 30 (2), 7 (3) и 10 (4, 5) при  $x = 0.06$  (1) и 0 (2–5). Концентрация Mg и S увеличивается от кривой 1 к кривой 5. Барьерные слои ZnMgSSe согласованы с подложкой из GaAs по периоду кристаллической решетки. Стрелки, направленные вниз, указывают спектральное положение линий излучения барьерных слоев ZnMgSSe, стрелки, направленные вверх, – положение линий излучения КЯ.

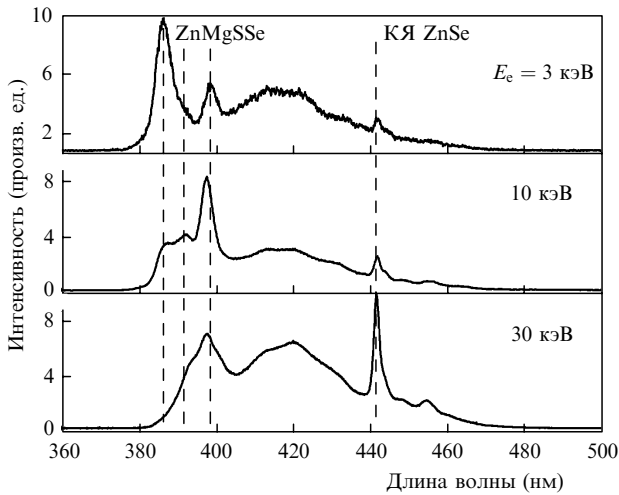


Рис.2. Спектры КЛ ( $T \leq 14$  К) структуры ZnSSe/ZnMgSSe толщиной 1.82 мкм с 10 КЯ при различных энергиях электронов  $E_c$ .

течение эпитаксиального процесса, например потоков компонентов и температуры [11]. На рис.2 представлены спектры КЛ одного из образцов толщиной 1.82 мкм с 10 КЯ при энергиях электронов 3, 10 и 30 кэВ. Характерная глубина проникновения электронов в структуру составляла соответственно 0.03, 0.25 и 2.3 мкм. При  $E_c = 3$  кэВ возбуждался только верхний слой ZnMgSSe толщиной 0.16 мкм, и носители могли диффундировать в верхний покровный слой ZnSe и первую КЯ ZnSe. При  $E_c = 10$  кэВ возбуждались в основном два верхних слоя ZnMgSSe, и только при  $E_c = 30$  кэВ структура возбуждалась по всей глубине. Из рис.2 видно, что спектр излучения, по меньшей мере, двух верхних слоев ZnMgSSe имеет ярко выраженную структуру, состоящую из двух или трех линий. Некоторое уменьшение интенсивности излучения коротковолновой компоненты с увеличением  $E_c$  можно объяснить эффектом собственного поглощения.

Наблюдаемый линейчатый спектр излучения ZnMgSSe трудно объяснить флуктуациями ростовых условий. Действительно, поскольку спектр излучения даже одного слоя имеет две линии, то характерное время флуктуаций не превышает времени роста половины этого слоя, т. е. 15 мин. Расстояние между линиями излучения ZnMgSSe составляет  $\sim 0.1$  эВ (рис.1, кривые 4 и 5). Используя данные по изменению  $E_g$  в зависимости от состава твердого раствора ZnMgSSe [12], находим, что увеличение  $E_g$  на 0.1 эВ соответствует изменению содержания Mg и S примерно на 30%. Столь существенные и быстрые изменения в молекулярных потоках невозможны в используемой установке.

Спектры КЛ, представленные на рис.1 и 2, измерялись при  $d_e = 1$  мм. Уменьшение диаметра возбужденной области до 30 мкм, а также перемещение пятна возбуждения вдоль поверхности пластины на расстояние в несколько сантиметров не приводило к существенному изменению спектров КЛ. Это означает, что поперечный масштаб неоднородностей не превышает 10 мкм.

Морфология поверхности выращенных структур исследовалась с помощью атомно-силовой микроскопии. Для ряда структур поверхность была зеркальной, особенно для структур ZnMgSSe с  $E_g(14\text{ К}) < 3$  эВ. При этом поверхностные дефекты в основном представляли собой двойные пирамиды, одна из которых представлена на рис.3,а. На рис.3,б дано изображение поперечного сече-

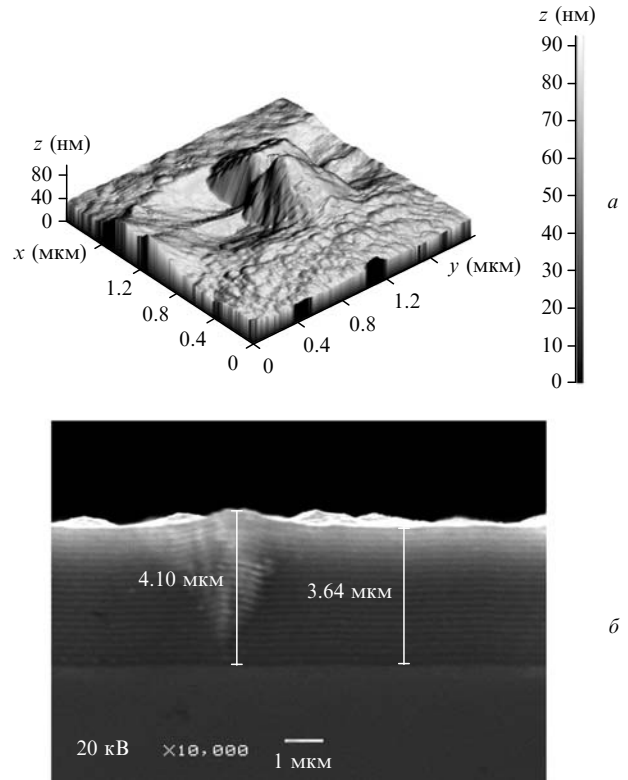


Рис.3. Фотография пирамидального дефекта структуры ZnSe/ZnMgSSe с 20 КЯ, сделанная с помощью атомно-силового микроскопа (а), и фотография поверхности скола (110) этой структуры, сделанная с помощью сканирующего электронного микроскопа (б).

ния пирамиды, полученное на сколе (110) структуры с помощью сканирующего электронного микроскопа. Видно, что в данном случае зарождение дефекта происходило на границе ZnSe–GaAs, хотя в некоторых структурах прорастание пирамид начиналось в вышележащих слоях. Пирамида соответствует области с повышенной скоростью роста. Внутри структуры эта область ограничивается плоскостями (111) и (111). Поэтому максимальный поперечный размер пирамиды, зарождающейся на границе с подложкой, примерно равен толщине структуры. Наблюдаемые дефекты похожи на структурно-дефектные комплексы в виде «бабочки», которые достаточно хорошо описаны в литературе [13, 14]. Эти комплексы содержат пару дефектов упаковки, ограниченных частичными дислокациями. Отличительная особенность исследуемых толстых структур заключается в том, что объем, ограниченный начальными дефектами упаковки, достаточно велик для образования в нем дополнительных структурных дефектов. Установлено, что с увеличением числа пирамид увеличивается интенсивность излучения в области 400–450 нм (рис.2) между линиями излучения КЯ и краевым излучением слоев ZnMgSSe. При плотности пирамид более  $10^5 \text{ см}^{-2}$  происходит уменьшение интенсивности всех линий в спектре КЛ структуры.

Увеличение плотности пирамид коррелирует с увеличением периода кристаллической решетки при его значениях, больших периода решетки GaAs. При выращивании ZnMgSSe с меньшим периодом решетки пирамиды, как правило, не образуются. Однако с увеличением расхождения периодов увеличивается шероховатость поверхности и ухудшается интенсивность излучения структуры. Наиболее гладкие поверхности характеризо-

вались среднеквадратичным отклонением 1–2 нм на площади  $10 \times 10$  мкм. Формирование ростовых дефектов мы не связываем с образованием нескольких линий в спектре краевого излучения ZnMgSSe.

Исследование структур методом рентгеновской дифрактометрии показало, что все структуры ZnMgSSe с  $E_g > 2.9$  эВ (при  $T = 300$  К) имеют, по меньшей мере, два дифракционных пика, соответствующих разным кристаллическим фазам с различным составом и/или упругими деформациями. На рис.4 представлены профили дифракционного рефлекса ( $\bar{4}\bar{4}\bar{4}$ ), записанные в режиме  $\varphi - 2\theta$ -сканирования двух образцов с различным рассогласованием параметров решетки относительно таковых для GaAs. Из-за тетрагональной и моноклинной упругих деформаций решеток слоев плоскости асимметричных рефлексов слоев отклонены на  $0.1^\circ - 0.2^\circ$  от аналогичных плоскостей подложки. Поэтому для вывода каждого пика на максимум отражения сканирование проводилось при двух углах отклонения от рефлекса ( $\bar{4}\bar{4}\bar{4}$ ) подложки из GaAs.

Для обоих образцов обнаруживаются два отчетливых пика (А и В), которые можно приписать различным кристаллическим фазам слоев ZnMgSSe. У первого образца (рис.4, а, б) оба пика находятся с одной стороны от дифракционного пика GaAs ( $2\theta = 141.44^\circ$ , на рис.4 не виден) и соответствуют кристаллическим решеткам с большим периодом, в то время как у второго образца (рис.4, в, г) пик А соответствует кристаллической решетке с меньшим периодом, чем у GaAs, а пик В имеет примерно то же угловое положение, что и у первого образца. Отметим, что у всех исследованных образцов был обнаружен пик вблизи угла  $141^\circ$ . С этим пиком связана кристаллическая фаза, имеющая в релаксированном состоянии период решетки, на 0.25 % больший, чем у GaAs. Если со-

став твердого раствора соответствует такому рассогласованию, то структура имеет один узкий дифракционный пик и характеризуется тетрагональной и моноклинной деформациями. Для структур, согласованных по периоду решетки с GaAs или имеющих меньший период, дифракционные пики становятся шире и качество структуры в целом ухудшается по сравнению со структурами, испытывающими небольшие деформации сжатия.

Состав кристаллической фазы  $Zn_{1-x}Mg_xS_ySe_{1-y}$ , имеющей период решетки, примерно на 0.25 % больший, чем у GaAs, и относительно невысокие концентрации Mg и S ( $x < 0.25$ ,  $y < 0.25$ ), может быть записан в виде  $(ZnSe)_{1-z}(MgS)_z$ . Вероятно, структура данного состава имеет наиболее устойчивую кристаллическую решетку в свободном состоянии, поскольку в нем будут сведены к минимуму связи типа Zn–S или Mg–Se, существенно отличающиеся по длине от связей Zn–Se и Mg–S. К сожалению, структура данного состава с малой дефектностью не может быть выращена на подложках из GaAs толщиной несколько микрометров, необходимой для лазеров с продольной накачкой, но остается возможность сделать это на подложках из ZnSe.

Хотя результаты рентгеновской дифракции, так же как и спектры КЛ, указывают на неоднородность твердого раствора, эти два метода выявляют неоднородности разного типа и поэтому дополняют друг друга. Действительно, твердый раствор может распасться на две фазы разного состава, но с одним параметром решетки. В этом случае фазы будут иметь различные ширины запрещенной зоны и могут быть легче обнаружены в спектрах КЛ. И наоборот, возможен вариант, когда две фазы имеют различный период решетки и разный состав, но примерно одинаковые ширины запрещенной зоны. При этом спектр излучения ZnMgSSe может иметь одну линию, тем не менее транспорт носителей по барьерным слоям будет по-прежнему затруднен. Связано это с тем, что твердые растворы разного состава, но с одним и тем же  $E_g$  не могут иметь одинаковую зонную диаграмму, поэтому положения краев зоны проводимости и валентной зоны будут различными в разных фазах.

Механизм распада твердого раствора ZnMgSSe еще не установлен. Недавние опыты по исследованию стабильности сфалеритной фазы MgS по отношению к переходу в структуру каменной соли при выращивании методом МПЭ показали, что большое значение имеют температура роста и условия на ростовой поверхности [15].

### 3.2. Структуры, выращенные методом ПФЭМОС

На рис.5, а представлены спектры низкотемпературной КЛ при  $E_c = 10$  кэВ ряда эпитаксиальных пленок ZnMgSSe разного состава с близкими к GaAs периодами кристаллических решеток. Поскольку толщина пленок была достаточно большой, примерно 2 мкм, то верхний слой пленки, возбуждаемый электронами, не имел внутренних напряжений. Видно, что с увеличением  $E_g$  спектр излучения пленки ZnMgSSe существенно уширяется, и при  $E_g > 2.9$  эВ в нем можно выделить, по меньшей мере, две линии. Эти особенности спектра, так же как и в случае структур ZnSe/ZnMgSSe, выращенных методом МПЭ и рассмотренных выше, мы приписываем распаду твердого раствора на две и более структурные фазы. Следует отметить, что в отличие от роста структур с КЯ рост эпитаксиальных пленок протекал при стабильных условиях, а возможные изменения структуры в результате ре-

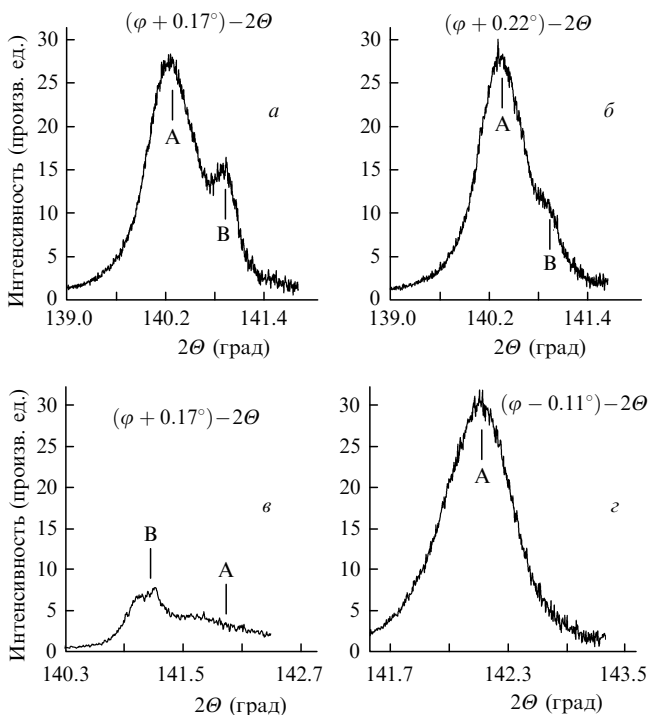


Рис.4. Профили дифракционного рефлекса ( $\bar{4}\bar{4}\bar{4}$ ) двух структур ZnSe/ZnMgSSe, записанные в режиме  $\varphi - 2\theta$ -сканирования при углах отклонения от дифракционного пика GaAs  $0.17^\circ$  (а) и  $0.22^\circ$  (б) для первого образца и  $0.17^\circ$  (в) и  $-0.11^\circ$  (г) для второго образца. Дифракционные пики А и В соответствуют твердому раствору ZnMgSSe.

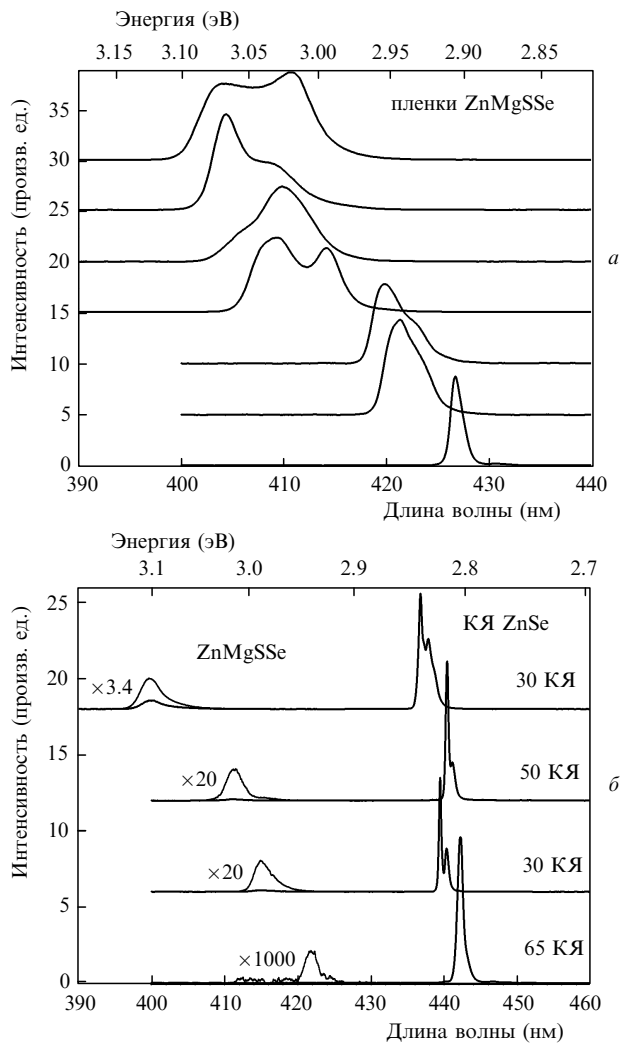


Рис.5. Спектры КЛ ( $T \leq 14$  К,  $E_e = 10$  кэВ) эпитаксиальных пленок ZnMgSSe разного состава толщиной 2 мкм (а) и структур ZnSe : Mg/ ZnMgSSe с КЯ (б), выращенных методом ПФЭМОС.

лаксации напряжений, обусловленных рассогласованием структуры с подложкой по периоду решетки, могли протекать при толщине пленки менее 1 мкм. Таким образом, процесс распада твердого раствора ZnMgSSe наблюдается и при ПФЭМОС, отличающейся от МПЭ более высокой температурой роста и условиями на ростовой поверхности.

Однако при выращивании периодических структур ZnSe/ZnMgSSe методом ПФЭМОС была обнаружена стабилизация кристаллической фазы твердого раствора. На рис.5,б представлены спектры низкотемпературной КЛ ряда структур с разным числом КЯ. Все структуры имели толщину примерно 5 мкм. Видно, что интенсивность излучения КЯ значительно превышает интенсивность излучения барьерных слоев ZnMgSSe, что свидетельствует об эффективном транспорте неравновесных носителей в КЯ. Линии излучения барьерных слоев ZnMgSSe остаются достаточно узкими (полуширина 20 мэВ) даже при  $E_g = 3.1$  эВ, т.е. в пять раз уже линии излучения пленок ZnMgSSe того же состава. Отметим также, что и методом рентгеновской дифракции обнаруживался лишь один узкий дифракционный пик для твердого раствора. Структуры имели высокую эффективность излучения при комнатной температуре.

Положения линий излучения КЯ различаются у стру-

ктур, спектры КЛ которых приведены на рис.5,б. Большему содержанию Mg в барьерных слоях соответствует более коротковолновое излучение КЯ. Это не связано с квантоворазмерным эффектом, т. к. ширины КЯ во всех структурах были равны примерно 8 нм, а обусловлено различным составом ям. Малолетучее соединение  $(MeCr)_2Mg$  адсорбируется на холодных стенках трубопроводов и реактора. Несмотря на используемый 15-секундный перерыв перед началом роста КЯ, за счет медленной десорбции Mg продолжает поступать в реактор во время роста КЯ. Частично этот эффект может быть подавлен за счет использования более длительных перерывов в процессе роста. Из рис.5,б видно также, что излучения КЯ состоит в основном из двух линий. Коротковолновую линию мы приписываем излучению свободного экситона, а длинноволновую – экситону, локализованному на флуктуациях энергетической ямы вдоль слоев, которые обусловлены неоднородностями ширины и состава КЯ.

Обнаруженный эффект стабилизации кристаллической решетки ZnMgSSe в периодических структурах ZnSe : Mg/ZnMgSSe, по-видимому, связан с наличием внутренних напряжений растяжения в плоскости подложки, создаваемых слоями ZnSe : Mg. В структурах, выращенных методом ПФЭМОС, эти напряжения были больше, чем в структурах, полученных методом МПЭ, из-за большей толщины слоев КЯ и присутствия Mg в этих слоях. Наблюдаемый коротковолновый сдвиг (35 мэВ) линии излучения КЯ (верхняя кривая на рис.5,б) по отношению к линии излучения аналогичной КЯ из чистого ZnSe (2.8 эВ) соответствует атомной концентрации Mg в КЯ примерно 3%. Это, в свою очередь, приводит к увеличению рассогласования периодов решеток КЯ и GaAs примерно в 1.5 раза. Другой возможной причиной достижения лучших результатов при ПФЭМОС является более высокая температура роста (430 °С против 280 °С для МПЭ). При большей температуре происходит лучшее встраивание атомов в ступени роста на ростовой поверхности, образуется меньшее число дефектов и более эффективно осуществляется их пассивация.

### 3.3. Лазер на основе структуры ZnSe/ZnMgSSe

На рис.6 представлены зависимости порогового тока и мощности лазера на основе одной из структур ZnSe/ZnMgSSe с 30 КЯ, полученной методом ПФЭМОС, от энергии электронов. Максимальная мощность лазера со-

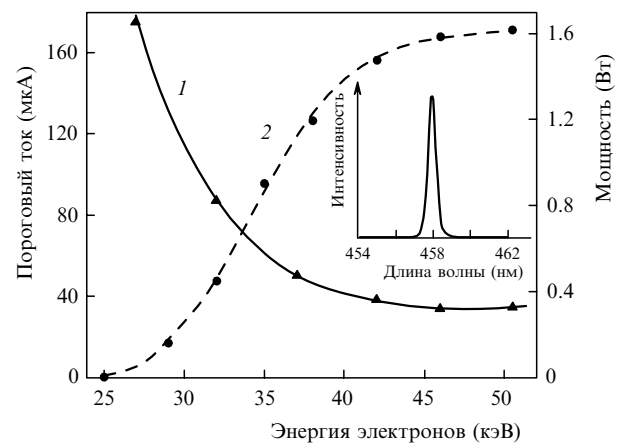


Рис.6. Зависимости порогового тока ( $I$ ) и мощности лазера при  $I_e = 1.8$  мА (2) от энергии электронов. На вставке – спектр генерации при  $E_e = 42$  кэВ и  $I_e = 1.8$  мА ( $T = 300$  К).

ставила 1.6 Вт при мощности накачки 83 Вт ( $E_c = 46$  кэВ,  $I_c = 1.8$  мА) и комнатной температуре, что соответствует эффективности лазера примерно 2%. Предполагается, что эффективность лазера может быть повышена путем использования более прозрачного выходного зеркала. Минимальный пороговый ток генерации был равен 35 мкА. Увеличение порогового тока и уменьшение мощности генерации при понижении  $E_c$  связано с увеличением потерь энергии электронного пучка в глухом зеркале, а также с увеличением диаметра области возбуждения.

На вставке к рис.6 показан спектр генерации лазера. Он состоит из одной продольной моды на длине волны 458 нм. Сдвиг длины волны генерации в длинноволновую область легко достигался нами путем добавления небольшого количества Cd в КЯ. В ряде структур генерация наблюдалась на двух соседних модах с расстоянием между ними 5–6 нм. В этом случае спектральный максимум оптического усиления находится между модами генерации. Диаграмма направленности излучения имеет круговую симметрию и содержит яркое центральное пятно с угловой шириной на полувывоте примерно  $10^\circ$  и кольцо рассеяния с максимумом при угле  $15^\circ$ . В кольце рассеяния содержится примерно 10% всей мощности. В целом направленность излучения является типичной для лазеров данного типа.

Генерация была получена и на структурах ZnSe/ZnMgSSe с 30 КЯ, выращенных методом МПЭ. Использовался состав барьерных слоев, при котором  $E_g(300\text{ K}) = 2.95$  эВ. Длина волны генерации составляла 459 нм. Однако пороговый ток был высоким (0.5 мА при 40 кэВ), а мощность излучения оказалась низкой (менее 0.1 Вт).

#### 4. Заключение

Проблема создания эффективных лазеров с продольной оптической или электронной накачкой на основе структур ZnSe/ZnMgSSe для синей области спектра (455–465 нм) заключается в реализации эффективного транспорта неравновесных электронно-дырочных пар из барьерных слоев ZnMgSSe с  $E_g \geq 3$  эВ в КЯ ZnSe. Препятствием является термодинамическая неустойчивость твердого раствора ZnMgSSe с большим содержанием Mg, проявляющаяся в его распаде на две и более структурные фазы. Распад ZnMgSSe в толстых слоях наблю-

дается как в образцах, выращенных методом МПЭ, так и в образцах, полученных методом ПФЭМОС. Однако в напряженных периодических структурах, выращенных методом ПФЭМОС, можно добиться стабилизации кристаллической решетки твердого раствора. На основе таких структур был реализован лазер с мощностью излучения 1.5 Вт на длине волны 458 нм и эффективностью 2% при  $E_c = 42$  кэВ и комнатной температуре.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 05-02-16390 и 07-02-01139), программы «Научные школы» (грант № НШ-6055.2006.2), программ фундаментальных исследований ОФН РАН «Когерентное оптическое излучение полупроводниковых соединений и структур» и «Новые материалы и структуры», а также компании Principia LightWorks Inc. (CA, USA).

1. Itoch S., Nakano K., Ishibashi A. *J. Cryst. Growth.*, **214/215**, 1029 (2000).
2. Grillo D.C., Han J., Ringle M., Hua G., Gunshor R.L., Kelkar P., Kozlov V., Jeon H., Nurmikko A.V. *Electron. Lett.*, **30**, 2131 (1994).
3. Tiberi M.D., Kozlovsky V.I. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5740**, 60 (2005).
4. Tropper A.C., Foreman H.D., Garnache A., Wilcox K.G., Hoogland S.H. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **37**, R75 (2004).
5. Sorokin V.S., Sorokin S.V., Kaygorodov V.A., Ivanov S.V. *J. Cryst. Growth*, **214/215**, 130 (2000).
6. Wu B.J., DePuydt J.M., Haugen G.M., Höfler G.E., Haase M.A., Cheng H., Guha S., Qiu J., Kuo L.H., Salamanca-Riba L. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 3462 (1995).
7. Kalisch H., Lünenbürger M., Hamadeh H., Xu J., Heuken M. *J. Cryst. Growth*, **184/185**, 129 (1998).
8. Hua G.C., Otsuka N., Grillo D.C., Han J., He L., Gunshor R.L. *J. Cryst. Growth*, **138**, 367 (1994).
9. Tomiya S., Okuyama H., Ishibashi A. *Appl. Surf. Sci.*, **159-160**, 243 (2000).
10. Бондарев В.Ю., Козловский В.И., Крыса А.Б., Попов Ю.М., Скасырский Я.К. *Квантовая электроника*, **34**, 919 (2004).
11. Grillo D.C., Ringle M.D., Hua G.C., Han J., Gunshor R.L., Hovinen M., Nurmikko A.V. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **13**, 720 (1995).
12. Parenta D.W., Rodriguez A., Ayers J.E., Jain F.C. *J. Cryst. Growth*, **224**, 212 (2001).
13. Petruzzello J., Greenberg B.L., Cammack D.A., Dally R. *J. Appl. Phys.*, **63**, 2299 (1988).
14. Freymann G., Lürßen D., Rabenstein C., Mikolaiczuk M., Richter H., Kalt H., Schimmel Th., Wegener M., Okhawa K., Hommel D. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 203 (2000).
15. Bradford C., O'Donnell C.B., Urbaszek B., Balocchi A., Morhain C., Prior K.A., Cavenett B.C. *J. Cryst. Growth*, **227/228**, 634 (2001).