

**А.В. Коваленко¹, Д.В. Корбутяк²,
С.И. Будзуляк²**

ЛАЗЕРНЫЕ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЙ A_2B_6 (обзор)

Представлен обзор работ, посвященных исследованию полупроводниковых лазеров на основе квантово-размерных структур (КРС) соединений A_2B_6 . Рассмотрены особенности лазерных КРС в виде сверхрешеток с накачкой электронным пучком и оптической накачкой.

Ключевые слова: квантово-размерная структура, соединения A_2B_6 , полупроводниковый лазер, молекулярно-лучевая эпитаксия, сверхрешетка.

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на значительный прогресс в создании излучающих структур (как светодиодных, так и лазерных) на основе нитридов, соединений A_4B_4 , A_3B_5 , соединения A_2B_6 продолжают оставаться наиболее перспективными материалами для разработки излучающих структур, так как именно эти соединения позволяют создать лазеры от УФ- до ИК-области спектра излучения. Так, для УФ-, фиолетового и сине-голубого диапазонов спектра весьма перспективны соединения ZnO, ZnS, ZnSe, для ИК- и красного диапазонов спектра — CdTe, HgSe, HgTe, а такие соединения, как ZnTe, CdS, CdSe, вместе с уже перечисленными соединениями успешно перекрывают оранжево-желто-зеленый диапазон спектра излучения. При этом отметим, что границы спектральных диапазонов излучающих структур весьма условно привязаны к определенному виду соединений A_2B_6 . Хорошо известно, что только кристаллы ZnS с шириной запрещенной зоны $\sim 3,7$ эВ позволяют создать за счет примесных центров излучательной рекомбинации (Mn, Cu, Ag, Al, Cr, Fe) фотолюминесцентные (ФЛ) структуры, излучающие от УФ- до ИК-области спектра излучения.

Кроме того отметим, что лазерные среды на базе соединений A_2B_6 могут быть созданы на основе объемных классических $p-n$ - или гетеропереходов, гибридных систем типа A_3B_5/A_2B_6 или A_4B_4/A_2B_6 , а в последнее время и на основе квантово-размерных структур (КРС).

При этом КРС в виде короткопериодических сверхрешеток (СР) могут применяться как компонент объемного $p-n$ -перехода, заменяя в нем эмиттер, или использоваться для создания волноводных структур. Подобная СР препятствует проникновению различных дефектов в активную область, эффективно останавливая их на границе эмиттер-волновод, одновременно обеспечивая улучшение оптического и электронного ограничения. Кроме того, СР значительно компенсирует напряжения, возникающие из-за несоответствия постоянных кристаллической решетки подложки и эпитаксиальных слоев. Использование СР в таких лазерах влияет на тепловой режим работы, уменьшая тепловое сопротивление, а также позволяет значительно увеличить деградиационную стабильность структуры.

Кроме таких вариантов использования КРС, в настоящее время появились лазеры, где КРС являются не частью лазерной среды, а в полном объеме ее сутью. Именно такие КРС лазерные структуры и есть предметом рассмотрения данного обзора.

2. ЛАЗЕРНЫЕ КРС В ВИДЕ СР С НАКАЧКОЙ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Одни из первых результатов по использованию КРС типа ZnCdSe/ZnSe в лазерах с продольной накачкой сканирующим электронным пучком представлены в работе [1].

Авторами работы методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) при $T = 250$ °С получена КРС, процесс выращивания которой является таковым: 1) на полуизолирующую подложку GaAs с ориентацией (100) наращивается буферный слой ZnSe ($d = 0,5$ мкм); 2) далее, на протяжении 20 периодов наращивали четвертьволновые слои СР и ZnSe, образующие распределенное брегговское зеркало (РБЗ) на длину волны 484 нм. СР образовывали квантовые ямы (КЯ) из $Zn_{0,86}Cd_{0,14}Se$ толщиной 5,6 нм и барьеры из ZnSe толщиной 7 нм; 3) на последний слой ZnSe нижнего брегговского зеркала наращивался слой СР толщиной, равной длине волны (173 нм); 4) на СР наращивалось второе брегговское зеркало, содержащее 15 периодов четвертьволновых слоев СР и ZnSe; 5) завершалась структура дополнительным верхним четвертьволновым слоем ZnSe.

Исследовались катодолюминесценция (КЛ) при энергии электронов $E_e = 3-30$ кэВ и плотности тока $J_e \approx 10^{-4}$ А/см², а также фотоотражение (ФО) указанной выше структуры при 40 и 300 К (рис. 1). Интенсивность излучения КЯ более чем на три порядка превышает интенсивность излучения барьерных и четвертьволновых слоев ZnSe даже при поверхностном ($E_e = 3$ кэВ) возбуждении (рис. 1, а) и почти на два порядка превышает интенсивность в максимуме длинноволнового излучения при 300 К (рис. 1, б). Наличие длинноволнового излучения авторы связывают с примесью Ga из подложки GaAs. Полуширина линии излучения структуры составила 15 мэВ при 40 К, что свидетельствует о высоком качестве КЯ и идентичности их параметров по толщине структуры.

В спектре ФО в области прозрачности структуры наблюдались интерференционные максимумы и минимумы, обусловленные полной толщиной эпитаксиальной пленки, а также расщепления в области экситонного резонанса верхнего слоя ZnSe и нескольких КЯ. Расщепление в 12 мэВ между экситоном, образованным тяжелой дыркой X_{hh} , и экситоном, образованным легкой дыркой X_{lh} , в верхнем слое ZnSe (рис. 1, а) обусловлено напряжением растяжения, вызванным несогласованием периодов кристаллических решеток слоев СР с промежуточными слоями ZnSe. Рас-

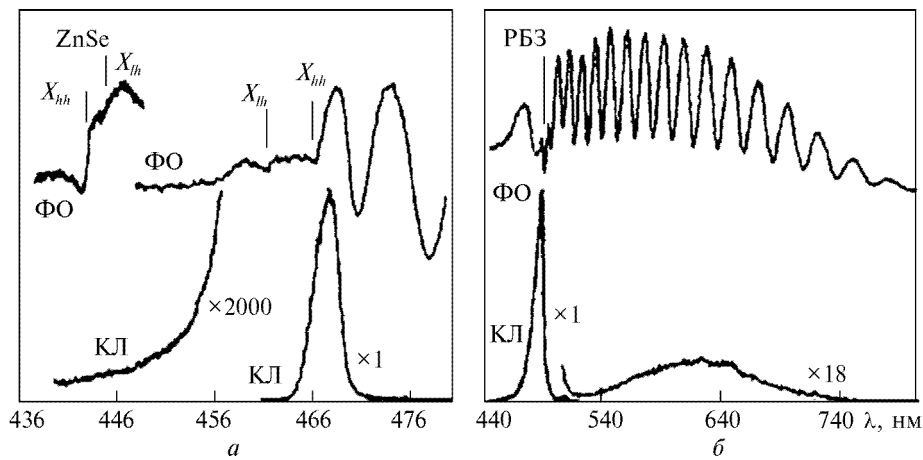
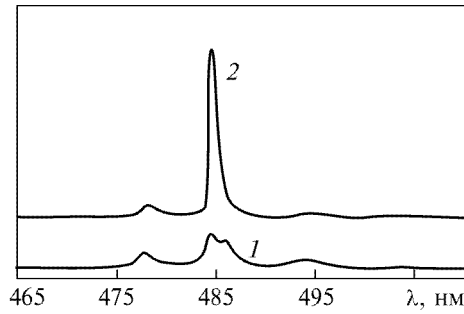


Рис. 1. Спектры ФО и КЛ полупроводниковой структуры при $E_e = 3$ кэВ, $T = 40$ К (а) и $E_e = 10$ кэВ, $T = 300$ К (б) [1]

Рис. 2. Спектры излучения лазерного элемента при $T = 300$ К, $E_e = 40$ кэВ ниже (1) и выше (2) порога генерации J_{th} [1]



щепление в области резонанса КЯ составило примерно 28 мэВ, что близко к значению, полученному в работе [2], и обусловлено напряжением сжатия из-за рассогласования периодов решетки КЯ и барьеров. Подтверждением реализации распределенных брегговских зеркал является наличие провала в спектре отражения при $T = 300$ К (рис. 1, б), поскольку два зеркала, имеющие длинноволновой промежуток между ними, образуют фильтр пропускания.

В целях достижения лазерного режима структура испытана под воздействием интенсивного сканирующего электронного пучка с $E_e = 10$ –70 кэВ, плотностью тока до 200 А/см² (70 кэВ), скоростью сканирования $v_{sc} = 2 \cdot 10^5$ см/с и частотой повторения возбуждения отдельной точки 50 Гц. Вследствие недостаточно высоких коэффициентов отражения РБЗ генерации достичь не удалось. После проведенного анализа установлено, что число периодов в РБЗ необходимо удвоить. Технологически увеличение добротности резонатора было осуществлено нанесением на поверхность структуры 12- и 16-слойных зеркальных SiO₂–ZrO₂ покрытий с коэффициентами отражения превышающими соответственно 0,9 и 0,95, предварительно стравив GaAs-подложку. Со стороны 12-слойного зеркала структура приклеивалась к сапфировой подложке, сквозь которую происходило излучение лазера.

На рис. 2 представлены спектры излучения лазера при комнатной температуре выше и ниже порога генерации. Интенсивность одной из продольных мод резонатора резко возрастала при превышении порога генерации. Генерация осуществлялась на одной продольной моде при всех достижимых превышениях над порогом с максимумом интенсивности вблизи 484 нм. Этот максимум определяется энергетическими уровнями в КЯ и положением моды плоского резонатора с динамически изменяющейся оптической длиной, зависящей от температуры и концентраций неравновесных носителей. По этой причине наблюдаемая относительно большая ширина генерируемой спектральной линии (1 нм) обусловлена импульсным характером накачки, а обнаруженное в эксперименте плавное изменение порога генерации по площади лазера — рассогласованием спектрального положения продольной моды резонатора с максимумом полосы усиления, проявляющимся при малых длинах резонатора.

При комнатной температуре генерация наблюдалась при $E_e = 30$ –70 кэВ. При $E_e = 40$ кэВ плотность порогового тока J_{th} составила примерно 50 А/см². Для сравнения, генерация лазерного экрана из объемного ZnSe ($\lambda = 470$ нм) толщиной 8 мкм с такими же зеркалами наблюдалась лишь при $E_e > 45$ кэВ. Наблюдающееся резкое повышение порогового тока генерации при $E_e < 40$ кэВ связано с увеличением диаметра электронного пучка, а увеличение порогового тока при $E_e > 50$ кэВ — с уменьшением эффективности возбуждения структуры из-за превышения глубиной возбуждения толщины структуры. Диаметр светового пятна в ближней зоне генерации увеличивался с повышением тока накачки и уменьшением E_e и составлял 15–40 мкм. Угол расходимости не превышал 20°. Максимальная мощность генерации при $T = 300$ К и $E_e = 50$ кэВ равнялась 1,6 Вт при полном КПД по электронному пучку 1,5 %.

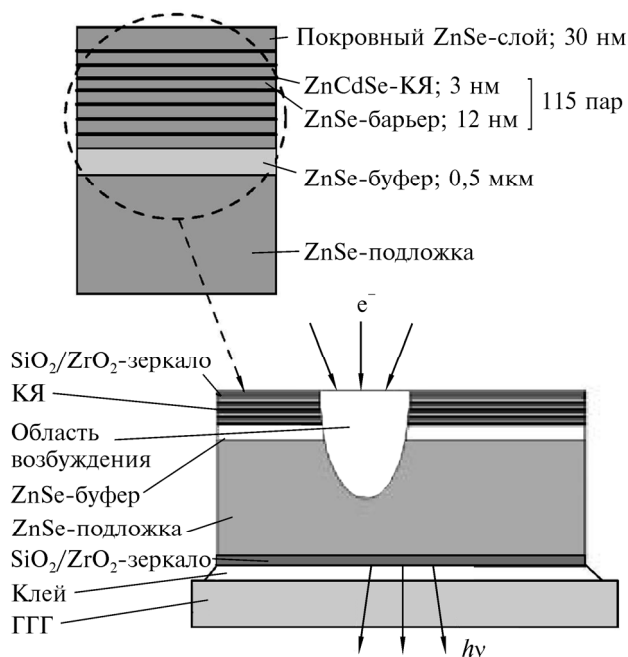


Рис. 3. Схема полупроводникового лазера с продольной накачкой электронным пучком на основе КРС ZnCdSe/ZnSe, выращенной на подложке ZnSe [3]

Время деградации исследованной структуры составило несколько часов, а основной причиной деградации являются дислокации несоответствия, сосредоточенные в буферном слое ZnSe. Данный факт подтверждается, если при изготовлении лазера буферный слой можно химически удалить. При этом срок работоспособности лазера увеличивается.

Дальнейшее совершенствование лазерной системы с продольной накачкой электронным пучком выполнено в [3], а одним из решений проблемы однородности излучения и продления срока службы выращенной структуры было использование для эпитаксиального роста подложек ZnSe, прозрачных для сине-зеленого излучения ($\lambda > 470$ нм при $T = 300$ К). В этом случае нет необходимости полностью удалять подложку при изготовлении активного элемента лазера. Существенно лучшее согласование коэффициентов температурного расширения КРС и подложки способствует снижению количества дефектов в структуре и увеличению ее срока службы, что является важным потенциальным преимуществом роста на ZnSe по сравнению с GaAs. Первые положительные результаты по созданию и исследованию полупроводникового лазера на основе КРС, выращенных на подложках ZnSe, представлены в работе [4].

На рис. 3 показана схема полупроводникового лазера с продольной накачкой электронным пучком на основе КРС, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложке ZnSe (100). Исходя из особенностей процесса создания такой КРС, отметим, что начальный этап роста буферного слоя ZnSe включал в себя стадию послойной атомно-пучковой эпитаксии способствовавшей улучшению морфологии ростовой поверхности.

Рост происходил из отдельных источников Zn, Cd и Se при небольшом избытке селена и температуре подложки 300 °С. После изготовления структуры ростовая подложка ZnSe утончалась механически, а затем химически в полирующем травителе ($\text{CrO}_3 + \text{HCl}$) до толщины 15 мкм. На поверхность выращенной структуры и обработанную поверхность подложки напылялись диэлектрические зеркала, состоящие из восьми пар чередующихся четвертьволновых слоев $\text{SiO}_2/\text{ZrO}_2$. Образованный

зеркальными покрытиями резонатор приклеивался к прозрачной теплопроводящей подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ).

Резонатор возбуждался сфокусированным сканирующим электронным пучком с энергией электронов $E_e = 20\text{--}70$ кэВ, причем максимальная плотность тока $J_{\max} = 200$ А/см² ($E_e = 70$ кэВ). Характеристики лазера измерялись при $T = 80, 300$ К. При комнатной температуре в сканирующем режиме возбуждения генерации достигнуть не удалось. Для получения генерации при $T = 300$ К использован более мощный электронный пучок с $E_e = 150$ кэВ, длительностью $t_e \approx 1$ нс, $J_{\max} = 500$ А/см² и диаметром 30 мкм.

Анализировались спектры излучения структуры, зарегистрированные с поверхности до изготовления резонатора, а также спектры излучения лазера до порога генерации и при небольшом, и значительном превышении порога при $T = 80, 300$ К. Линия излучения КЯ при $T = 80$ К с максимумом на $\lambda = 458,5$ нм является наиболее интенсивной в спектре излучения структуры при $E_e = 30$ кэВ и относительно низкой плотности тока накачки. Катодолюминесценция от подложки ZnSe вблизи $\lambda = 443$ нм практически полностью поглощается КЯ даже при $E_e > 30$ кэВ (возбуждение и регистрация излучения со стороны КЯ).

После помещения структуры в резонатор (регистрация излучения со стороны подложки) линия излучения ZnSe ($\lambda_{\max} = 449,5$ нм) появляется при $E_e > 30$ кэВ. При $E_e = 65$ кэВ (ниже порога генерации) ее интенсивность превышает интенсивность излучения КЯ ($\lambda_{\max} = 462$ нм), поскольку большая часть области возбуждения приходится на подложку ZnSe (характерная глубина проникновения электронов в структуру равна соответственно примерно 2,5 и 8 мкм для $E_e = 30$ и 65 кэВ, а суммарная толщина КЯ и барьеров составляет только 1,7 мкм).

Вследствие малого коэффициента пропускания зеркального шестнадцатислойного покрытия ($\tau \approx 0,005$) и сильного перепоглощения внутри резонатора максимумы линий излучения ZnSe и КЯ сдвинуты в длинноволновую сторону относительно максимумов линий излучения вне резонатора соответственно примерно на 4 и 6 нм. Выше порога генерации в контуре линии излучения КЯ возникают две продольные моды генерации. Это свидетельствует о том, что за оптическое усиление ответственны именно КЯ.

По причине большей ширины линий излучения подложки ZnSe и КЯ ZnCdSe при комнатной температуре наблюдался и большой длинноволновый сдвиг максимумов этих линий после помещения структуры в резонатор: с 475,5 до 482 нм для КЯ и с 460 до 472 нм для ZnSe. Выше порога генерации спектр излучения также состоит из нескольких продольных мод резонатора, но максимум огибающей ($\lambda_{\max} = 474$ нм) находится в контуре линии излучения ZnSe, а не КЯ. Среднее расстояние между продольными модами резонатора при $T = 300$ К ($\delta = 1,3$ нм) оказалось меньше, чем при $T = 80$ К ($\delta = 1,7$ нм). Данные спектральные особенности свидетельствуют о том, что генерация при $T = 300$ К достигается на переходах в подложке ZnSe.

В сканирующем режиме ($T = 80$ К) генерация была достигнута при $E_e = 40\text{--}70$ кэВ. При $E_e = 65$ кэВ максимальная мощность излучения, выходящего через гранатовую подложку, составила 0,15 Вт, а пороговый ток генерации был равен 100 мкА, что соответствует плотности тока примерно 60 А/см². При $T = 300$ К пороговая плотность тока примерно в 4—6 раз больше. В данном случае плотность больше, чем для КРС, выращенных на подложках GaAs [1], поскольку буферный слой и часть подложки ZnSe, содержащие относительно большое число дефектов, находились внутри резонатора.

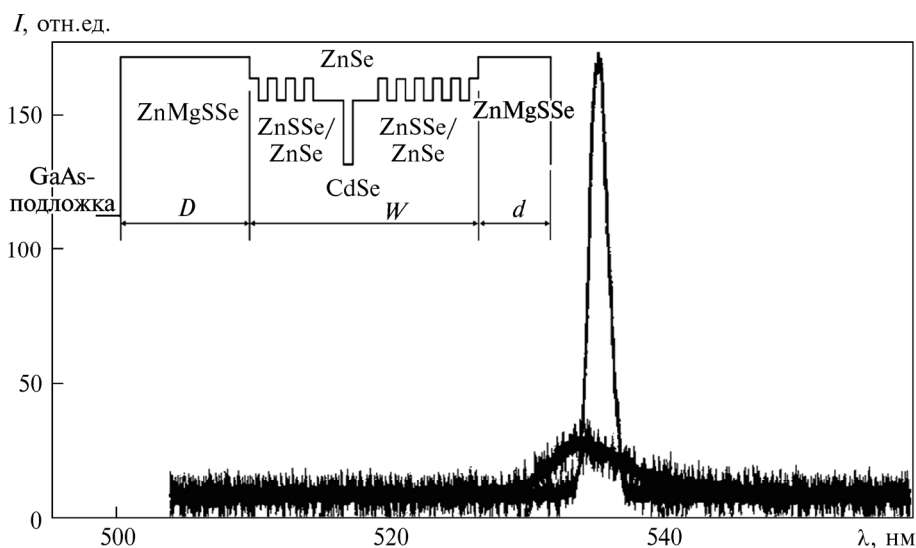


Рис. 4. Спектр излучения лазера на основе структуры #4446. На вставке — схематическая зонная диаграмма исследуемых структур [6]

Несколько иной подход выращивания КРС для создания полупроводникового лазера с продольной накачкой электронным пучком применялся в работе [5]. Эпитаксиальные слои ZnMgSSe и наноструктуры ZnSe/ZnMgSSe с квантовыми ямами выращивались методами МЛЭ и парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (ПФЭМОС) на подложках из GaAs. Исследовались их структурные и люминесцентные свойства в зависимости от содержания Mg и S. Проблема создания эффективных лазеров с продольной оптической или электронной накачкой на основе структур ZnSe/ZnMgSSe для 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 квантовые ямы ZnSe. Препятствием здесь является термодинамическая неустойчивость твердого раствора ZnMgSSe с большим содержанием Mg, проявляющаяся в его распаде на несколько структурных фаз. Однако в напряженных периодических структурах, выращенных методом ПФЭМОС, удалось достичь стабилизации кристаллической решетки твердого раствора и реализовать на основе таких структур лазер с мощностью излучения 1,5 Вт на длине волны 458 нм с эффективностью 2 % при $E_e = 42$ кэВ и $T = 300$ К.

Лазеры для зеленой области спектра излучения на основе ZnSe-содержащих КРС с накачкой электронным пучком разработаны в [6]. Исследованные ранее в качестве активных элементов полупроводникового лазера с накачкой электронным пучком ZnSe-содержащие гетероструктуры с волноводом на основе переменного-напряженной СР ZnSSe/ZnSSe и квантовыми точками (КТ) CdSe/ZnSe в активной области продемонстрировали генерацию в сине-зеленом диапазоне при $T = 300$ К и энергии электронного пучка составляющей 8—25 кэВ [7]. При этом пороговая плотность тока была снижена до уровня 0,8 А/см² (при энергии электронов 16—18 кэВ).

В работе [6] в результате оптимизации конструкции многослойной гетероструктуры на основе селенида цинка получена генерация при рекордно малых значениях рабочей энергии электронного пучка (менее 4 кэВ) при $T = 300$ К и низких значениях пороговой плотности тока.

Структуры были выращены методом МЛЭ псевдоморфно на подложках GaAs (001) при температуре 270–280 °С. Они включают нижний (толщиной D) и верхний (толщиной d) ограничивающие слои $\text{Zn}_{0,9}\text{Mg}_{0,1}\text{S}_{0,15}\text{Se}_{0,85}$, волновод в виде СР $15 \text{ \AA} - \text{ZnS}_{0,14}\text{Se}_{0,86} / 18 \text{ \AA} - \text{ZnSe}$ толщиной 250–620 нм и активную область в виде ZnSe КЯ с плоскостью самоформирующихся КТ CdSe в ее центре [7]. Схематическое изображение зависимости ширины запрещенной зоны от координаты для исследуемых структур представлено на рис. 4. Исследовались структуры как с симметричным, так и с асимметричным расположением активного слоя в волноводе W . Параметры использованных структур приведены в таблице (и в таблице, и на рисунках сохранено авторское обозначение [6] исследуемых КРС). В отличие от структур, применяющихся в работе [7], толщина d внешнего приповерхностного слоя была уменьшена до 20 нм. Вследствие этого снижены также потери энергии накачки во внешнем ограничивающем слое ZnMgSSe , особенно существенные при малых энергиях электронного пучка.

Использовалась поперечная геометрия возбуждения. Лазерные резонаторы изготавливались путем скалывания, отражающие покрытия на поверхности не наносились. Эксперименты проводились при комнатной температуре образцов. Для накачки применяли импульсный электронный пучок с энергией электронов до 12 кэВ и плотностью тока в плоскости образца до 3 А/см². Длительность импульсов составляла порядка 200 нс, частота следования — до 10 Гц.

Минимальное значение пороговой плотности тока 0,4–0,5 А/см² наблюдалось при энергии пучка 8–9 кэВ для лазеров с толщиной внешнего слоя $d = 20$ нм и с длиной резонатора $L = 0,92$ мм. J_{thr} возрастает при уменьшении длины резонатора и существенно увеличивается с ростом толщины внешнего слоя d (структура #4436, $d = 50$ нм). Глубина проникновения электронного пучка с энергией менее 10 кэВ в кристалл составляет доли микрометра и уменьшается с понижением энергии. Поэтому с уменьшением толщины внешнего ограничивающего слоя ZnMgSSe , в котором транспорт носителей существенно уступает транспорту в ZnSSe/ZnSe СР [8], уменьшаются потери энергии накачки и соответственно пороговая плотность тока. Минимальная энергия U электронного пучка, при которой удалось получить лазерную генерацию, составила 3,7 кэВ.

Пороговая интенсивность накачки P слабо зависит от энергии пучка во всем исследованном диапазоне. Минимальное значение пороговой интенсивности ($\sim 3,5$ кВт/см²) наблюдалось для лазеров на основе структур с длиной резонатора 0,92 мм. Для таких структур на рис. 5 приведены зависимости выходной импульсной мощности, излучаемой с одного торца лазера, от плотности тока накачки для разных значений энергии U электронного пучка. При энергии пучка около 5 кэВ максимальная импульсная мощность составила ~ 2 Вт. Спектр излучения лазера на основе структуры #4446 до и после порога генерации представлен на рис. 4. Длина волны в максимуме составила 535 нм при ширине линии ~ 2 –3 нм.

Номер структуры	d , нм	Толщина волновода W , мкм	Расположение активного слоя в волноводе	D , мкм
#4445	20	0,62	Симметричное	1,2
#4446	20	0,37	Асимметричное	1,15
#4436	50	0,254	Асимметричное	1

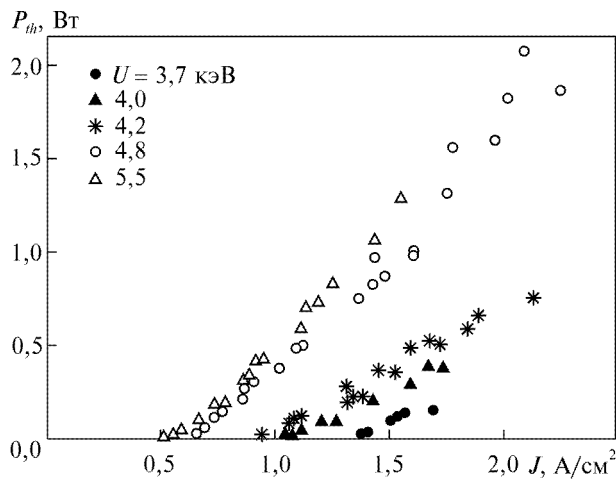


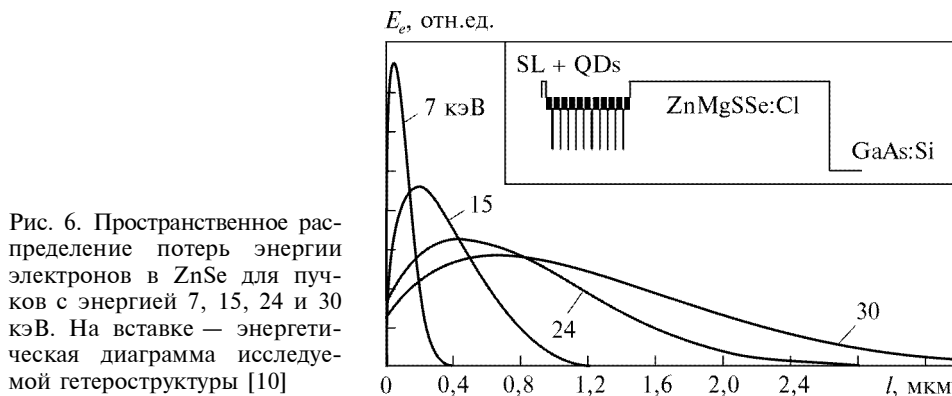
Рис. 5. Зависимость выходной мощности, излучаемой с одного торца лазера, от плотности тока накачки для разных значений энергии электронного пучка для лазера с длиной резонатора $L = 0,92$ мм [6]

Использование ZnSe-содержащих гетероструктур с волноводом из переменного-напряженной СР и внешнего ограничивающего слоя ZnMgSSe (20 нм) в качестве активного элемента зеленого лазера с электронно-лучевой накачкой позволило существенно уменьшить рабочую энергию электронного пучка. Генерация получена при комнатной температуре для энергии пучка превышающей 3,7 кэВ. Минимум пороговой плотности тока составил 0,4—0,5 А/см², а максимальная импульсная мощность — 2 Вт при энергии электронов ~ 5 кэВ.

Для увеличения эффективности преобразования энергии электронного пучка в лазерное излучение необходимо согласовать значения рабочей энергии пучка с конструкцией полупроводниковой структуры. Для каждой энергии пучка существует оптимальный размер структуры, так как при малых значениях U часть энергии накачки тратится во внешнем слое структуры, а при больших U гетероструктура простреливается электронным пучком насквозь и значительная часть энергии накачки теряется в подложке. Эффективность излучения 1,6 % с одной грани кристалла при энергии электронного пучка 17—21 кэВ достигнута при 300 К при использовании гетероструктуры с одним слоем КТ CdSe, расположенных в центре 10 нм — ZnSe КЯ. Общая толщина структуры составляла ~ 1,1 мкм при толщине волновода 0,2 мкм [7]. Увеличение толщины волновода до 0,4 мкм и использование структуры с тремя одинаковыми активными слоями КТ CdSe/ZnSe (общая толщина структуры 1,3 мкм) позволило [9] получить генерацию с эффективностью с каждой грани ~ 4 % при энергии пучка 20—22 кэВ.

В работе [10] представлены результаты исследований зеленого лазера с накачкой электронным пучком на основе гетероструктуры Cd(Zn)Se/ZnMgSSe с 10 активными слоями КТ CdSe/ZnSe, эквидистантно расположенными в волноводе на основе короткопериодной СР ZnSe/ZnSSe толщиной 0,65 мкм, в котором достигнута эффективность преобразования энергии электронного пучка в свет, равная 8,5 % с одной грани лазерного кристалла.

Гетероструктуры Cd(Zn)Se/ZnMgSSe для лазеров с электронной накачкой выращены методом МЛЭ псевдоморфно на подложках GaAs (001) при температуре роста 270—280 °С [11, 12]. Структуры содержат нижний ограничивающий слой n -типа $Zn_{0,9}Mg_{0,1}S_{0,15}Se_{0,85}:Cl$ толщиной 1,6 мкм и верхний нелегированный ограничивающий слой того же состава толщиной 20 нм, волновод в виде короткопериодной СР 2,4 нм — $ZnS_{0,14}Se_{0,86}/0,9$ нм — ZnSe общей толщиной 0,65 мкм, в котором равно-

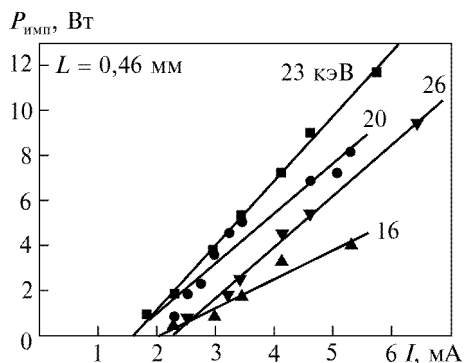


мерно расположены 10 активных слоев, представляющих собой КЯ ZnSe шириной 4 нм с плоскостью КТ CdSe номинальной толщиной 2,5 монослоя в центре КЯ (рис. 6). Использование переменного-напряженной короткопериодной СР позволяет повысить стойкость всей структуры к механическим напряжениям, а также защитить активную область от проникновения протяженных и точечных дефектов и их развития в процессе эксплуатации лазерной структуры.

Измерения проводились при комнатной температуре в поперечной геометрии возбуждения. Отражающие покрытия на грани кристалла не наносились. Для накачки использовался импульсный электронный пучок, длительность импульса накачки составляла 50 нс при частоте следования импульсов до 10 Гц. Размер электронного пучка в направлении, перпендикулярном к оси лазерного резонатора, ограничивался диафрагмой размером 0,25 мм. Энергия электронов могла варьироваться от 10 до 30 кэВ.

На рис. 6 схематически изображена энергетическая диаграмма структуры, а также пространственное распределение потерь энергии электронов в ZnSe для пучков с энергией 7, 15, 24 и 30 кэВ [10]. Генерация наблюдалась на длине волны 542 нм при полуширине линии излучения 2—3 нм.

На рис. 7 приведены зависимости импульсной мощности излучения с одного торца лазера от тока накачки, измеренные при различных значениях энергии электронного пучка (16, 20, 23 и 26 кэВ). Длина резонатора $L = 0,46$ мм, поперечный размер лазера равен 0,25 мм. Максимальная мощность 12 Вт достигается при энергии электронного пучка 23 кэВ и токе 5,5 мА. Отметим, что полный ток электронной пушки в экспериментальной установке уменьшается с уменьшением ускоряющего напряжения из-за влияния на него пространственного заряда пучка. В связи с этим при больших напряжениях есть возможность обеспечить большее превышение над порогом и соответственно увеличить мощность генерации. Однако это может привести также и к возрастанию потерь носителей в подложке. Оптимальным решением здесь является модернизация конструкции электронной пушки, позволяю-



шей увеличивать плотность тока электронов в пучке при сохранении неизменным ускоряющего напряжения в пределах 20—30 кВ.

Максимальное значение полученной эффективности (~ 8,5 %) является рекордно большим для лазеров данного типа. Так как излучение происходит в двух направлениях, истинное значение эффективности вдвое больше, т. е. ~ 17 %. Полученные в работе значения эффективности при малых значениях энергии электронного пучка ограничены возможностями экспериментальной установки, а именно жесткой взаимосвязью ускоряющего напряжения и тока в электронном пучке.

3. ЛАЗЕРНЫЕ КРС В ВИДЕ СР С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

В работе [13] отмечается, что интерес к лазерам на основе A_2B_6 сохраняется, в частности, по отношению к зеленой области спектра, где человеческий глаз обладает максимальной чувствительностью. Так как до сих пор эта спектральная область остается недостижимой для других систем полупроводниковых материалов, важной задачей является поиск новых решений, позволяющих принципиально улучшить излучательные характеристики гетероструктур на основе ZnSe. Основными проблемами, ограничивающими приборное использование таких структур, являются: возникновение метастабильных компенсирующих центров в легированных *p*-слоях; заметное рассогласование постоянных решеток эпитаксиальных слоев и распространенных подложек; относительно низкая энергия образования и развития протяженных дефектов.

Наиболее распространенная конструкция лазерных двойных гетероструктур с отдельным ограничением на основе ZnSe использует в качестве активной области одиночную КЯ, помещенную в центре оптического волновода, представляющего собой слой твердого раствора ZnSSe [14] или BeZnSe [15], ограниченного слоями более широкозонных четверных твердых растворов. С точки зрения технологии МЛЭ существенно, что решеточно-согласованные с подложкой GaAs тройные и четверные слои характеризуются различным содержанием серы (в ZnSSe и ZnMgSSe) и бериллия (в BeZnSe и BeMgZnSe), что накладывает определенные ограничения на технологический процесс получения псевдоморфных гетероструктур. В работе [13] указаны различные методы, обеспечивающие изменение содержания серы, необходимое для решеточно-согласованного роста двойных гетероструктур с отдельным ограничением, в том числе: 1) повышение температуры подложки при выращивании активной и волноводной областей относительно температуры роста эмиттеров; 2) измерение интенсивности потока ZnS (температуры источника ZnS) на границе раздела ZnSSe/ZnMgSSe. Отмечается, что оба метода требуют остановки роста вблизи активной области, которая может способствовать неконтролируемому уходу технологических параметров и образованию дополнительных дефектов. В качестве альтернативного подхода предложен безостановочный режим роста, характеризующийся перекрытием одного лишь потока Mg при постоянной температуре роста [16]. Как было экспериментально показано, это сопровождается уменьшением всего на 1,5—2 % содержания серы в слоях ZnSSe по сравнению с четверными твердыми растворами, поэтому волноводные слои подвержены значительным деформациям растяжения.

Для обеспечения полного баланса напряжений в структуре авторами [13] предложен подход, использующий вместо сравнительно толстых слоев тройных твердых растворов (например, ZnSSe и BeZnSe) коротко-

периодические СР, параметры которых выбираются с учетом полной компенсации напряжений [17]. Концепция компенсации напряжений не нова и заключается в том, что напряжение, возникающее из-за несоответствия постоянных решеток слоя и подложки, компенсируется введением другого слоя соответствующей толщины, обладающего противоположным знаком несоответствия параметров решеток. Помимо чередования слоев с разнополярными напряжениями (растяжения—сжатия), для роста псевдоморфной гетероструктуры необходимо также, чтобы толщина как отдельного слоя, так и всей структуры в целом не превышала критической. Возможность применения в лазерных структурах переменного-напряженных слоев бинарных соединений рассматривалась в работе [18], где ZnSe/MgSe/ZnSe/ZnS-короткопериодическая СР использовалась в качестве эквивалента ZnMgSSe-эмиттеров. Однако сильное рассогласование параметров решеток бинарных соединений и вытекающая малая критическая толщина отдельных составляющих слоев накладывают жесткие требования к поддержанию постоянства скорости роста, а следовательно, интенсивностей молекулярных потоков и температуры подложки. В результате успехи наблюдались лишь в создании только светоизлучающего, но не лазерного диода [18].

В работе [13] акцент делается на использовании СР тройных твердых растворов, а также на компенсации напряжений в активной и волноводной (а не только в эмиттерных и контактных) областях лазерной структуры. Для определения границ применимости предложенного метода и исследования оптических и структурных свойств переменного-напряженных многослойных гетероструктур были выращены лазерные структуры для оптической накачки в системе ZnMgSSe/ZnSSe/ZnCdSe. Помимо структур со СР, суммарная толщина которых меньше критической, исследованы также системы с множественными КЯ, суммарная толщина которых находится в критическом диапазоне [17], а именно между расчетными значениями критических толщин, полученными в рамках различных моделей.

Особый интерес представляет распространение метода компенсации напряжений на рост гетероструктур, включающих слои новых бериллийсодержащих твердых растворов, которые обладают наибольшей среди соединений A_2B_6 прочностью и устойчивостью к дефектообразованию. Кроме того, использование этих соединений упрощает задачу эффективного акцепторного легирования, необходимого для создания инжекционных лазеров, работающих при комнатной температуре [19]. В работе [13] впервые показана возможность создания BeMgZnSe/ZnCdSe лазерных двойных гетероструктур с отдельным ограничением с волноводной областью, выполненной в виде переменного-напряженной BeZnSe/ZnSe-короткопериодической СР.

Структуры были выращены методом МЛЭ на подложках GaAs(001) с буферным слоем GaAs, сформированным в отдельной камере МЛЭ A_3B_5 . Схематическая зонная диаграмма лазера для оптической накачки с волноводной областью на основе короткопериодической СР представлена на рис. 8. Структура содержит слой 0,6 мкм — $Zn_{0,93}Mg_{0,07}S_{0,17}Se_{0,83}$, близкий по параметру решетки к GaAs, с низкотемпературным значением ширины запрещенной зоны $E_g \sim 2,95$ эВ, КЯ 70 Å — $Zn_{0,87}Cd_{0,13}Se$, ограниченную СР (42 Å — $ZnS_{0,15}Se_{0,85}/12$ Å — $Zn_{0,87}Cd_{0,13}Se$)₂₁ с обеих сторон, и верхний слой ZnMgSSe толщиной 0,12 мкм. Схема, приведенная на рис. 8, б, показывает изменение рассогласования объемного параметра решетки по толщине, иллюстрируя компенсацию напряжений в структуре. Структура с центральной областью ZnSSe/ZnCdSe множественными КЯ имеет аналогичную конструкцию и содержит 30 пар (170 Å —

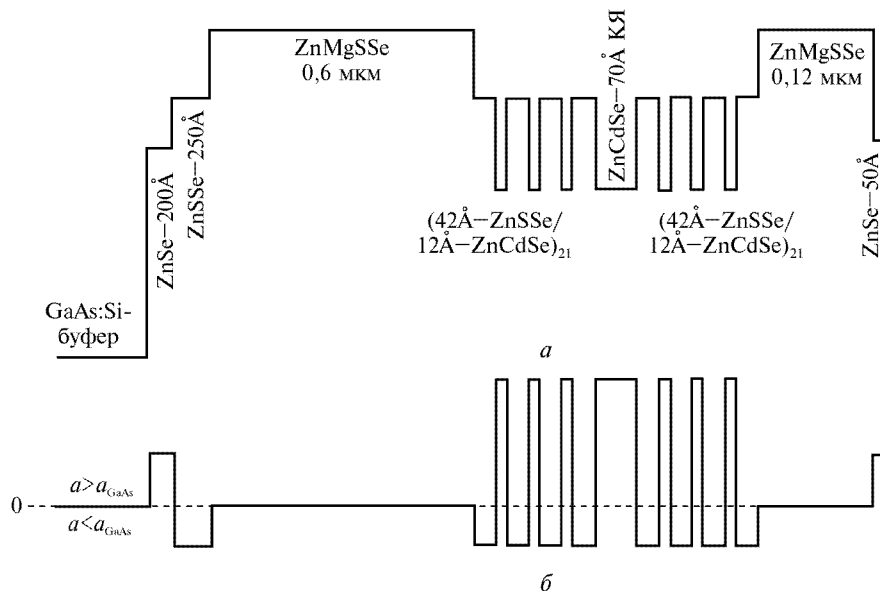


Рис. 8. Схематическая зонная диаграмма лазера для оптической накачки с волноводной областью на основе СР ZnSSe/ZnCdSe (а) и профиль изменения рассогласования объемного параметра решетки по толщине, иллюстрирующий компенсацию напряжений в структуре [13] (б)

ZnS_{0,1}Se_{0,9}/50 Å — Zn_{0,82}Cd_{0,18}Se) с суммарной толщиной 0,66 мкм. Структура BeMgZnSe/ZnCdSe — размерно-ограниченная двойная гетероструктура лазерного диода с КЯ — содержит 40 Å — Zn_{0,63}Cd_{0,37}Se КЯ в центре (10 Å — Be_{0,05}Zn_{0,95}Se/15 Å — ZnSe)₈₂ СР волновода, широкозонные Be_{0,05}Mg_{0,06}Zn_{0,89}Se эмиттерные слои *n*- и *p*-типа, легированные соответственно йодом и азотом, и ZnSe/BeTe модулированно-легированную градиентную СР с 10 нм *p*⁺-слоем BeTe для образования омического контакта с малым сопротивлением.

Для характеристики структур использовались методы двухкристалльной рентгеновской дифрактометрии и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Спектры фотолюминесценции (ФЛ), возбуждения фотолюминесценции (ВФЛ) и поглощения света в свободных эпитаксиальных пленках снимались в проточном гелиевом криостате в температурном диапазоне 5—300 К. В качестве источников возбуждения использовался He—Cd-лазер с длиной волны излучения 325 нм или галогенная лампа. Лазерные характеристики изучались в условиях импульсной оптической (азотный лазер с длительностью импульса 8 нс) и инжекционной (длительность импульса 100 нс) накачек. Полосковые лазерные мезаструктуры формировались обычной фотолитографией с использованием Al₂O₃ в качестве диэлектрика и напыленного Pd/Pt/Al-контакта к легированным *p*-слоям. Свободные эпитаксиальные пленки получались в результате удаления подложки GaAs селективным химическим травлением.

Спектры ФЛ и ВФЛ этой структуры были получены при 77 К. Полуширина линии ФЛ составляет 14 мэВ (10 мэВ при 5 К). В спектре поглощения свободной пленки отчетливо разрешается пик экситона тяжелой дырки от одиночной КЯ. Пики экситонов тяжелой и легкой дырки в СР совпадают в спектрах поглощения свободной пленки и ВФЛ исходной структуры, что свидетельствует о псевдоморфности роста и отсутствии нескомпенсированных напряжений в эпитаксиальной структуре. Состав твердого раствора ZnCdSe КЯ в этом образце соответствует

люминесценции с длиной волны вблизи 490 нм при 300 К. Расчет зонных параметров с учетом псевдоморфных напряжений в слоях подтверждает, что ограничение дырок в такой КЯ сравнимо со структурами, имеющими соответствующий волновод ZnSSe, при лучшем оптическом ограничении, определяемом малой эффективной шириной запрещенной зоны CP, сравнимой с E_g ZnSe. Лазерная генерация при оптической накачке наблюдалась в этом образце на длинах волн 473 и 491 нм при 77 и 300 К, а измеренное значение пороговой плотности мощности накачки менее 20 кВт/см^2 , являлось одним из лучших значений, найденных для лазеров на основе ZnSe с длиной волны генерации вблизи 490 нм при 300 К. Изменение пороговой плотности накачки менее чем в 3 раза при повышении температуры от 77 до 300 К подтверждает наличие хорошего электронного ограничения.

Оптические свойства структуры с множественными КЯ исследовались как в исходных образцах, так и в свободных пленках. В спектрах поглощения свободных пленок отчетливые экситонные пики прослеживаются вплоть до температуры 300 К. Сравнение низкотемпературных спектров поглощения и спектров ВФЛ, измеренных на том же образце до удаления подложки, показывает, что освобождение эпитаксиальной структуры от подложки обуславливает небольшой сдвиг ($\sim 8 \text{ мэВ}$) экситонного пика тяжелых дырок и большой сдвиг пика экситона легких дырок ($\sim 15 \text{ мэВ}$). Эти значения находятся в хорошем согласии с расчетами для случая псевдоморфнонапряженной гетероструктуры, что также свидетельствует об отсутствии существенной релаксации через дислокации несоответствия.

Лазерная генерация в структуре с множественными КЯ при оптической накачке исследовалась как в четырехсклоотых образцах (в обычной волноводной геометрии), так и в приготовленных из свободных пленок поверхностно излучающих лазеров и наблюдалась для обоих типов образцов вплоть до комнатной температуры. Поверхностно излучающие лазеры изготавливались путем помещения свободной пленки в резонатор на основе кварцевой пластинки с напыленным металлическим зеркалом. Характерный вид спектров лазерной генерации (77 К) при излучении с поверхности и с торца приведен на рис. 9. Точками показан вид спектра поглощения. Лазеры с обычной волноводной геометрией продемонстрировали пороговую плотность накачки 11 кВт/см^2 при 77 К и $\sim 22 \text{ кВт/см}^2$ при 300 К. Значение пороговой плотности накачки для поверхностно излучающих лазеров равно 65 и 110 кВт/см^2 соответственно при 77 и 300 К.

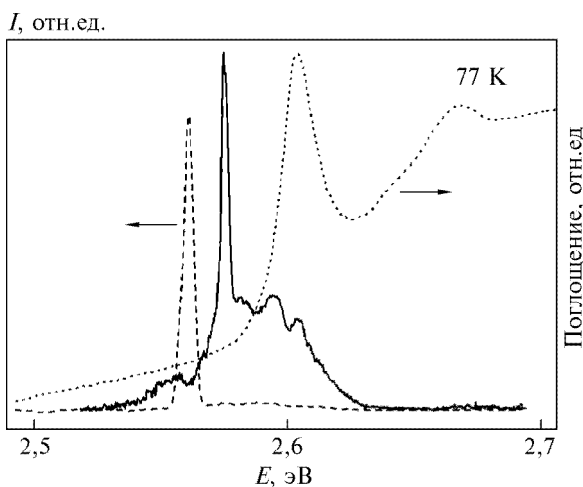


Рис. 9. Спектры лазерной генерации при 77 К образцов ZnMgSSe/ZnSSe/ZnCdSe с множественными КЯ: сплошная линия соответствует поверхностно излучающему лазеру; штриховая — лазеру с волноводной геометрией; точки — спектрам поглощения свободной пленки [13]

Для структуры BeMgZnSe /ZnCdSe двойных гетероструктур с отдельным ограничением КЯ лазера с волноводом на основе СР BeZnSe/ZnSe среднее значение пороговой плотности тока составляет 750 А/см^2 , а характеристическая температура $T_0 = 307 \text{ К}$. Несмотря на отсутствие легирования, волноводные СР обеспечивают хороший сбор носителей и их ограничение в КЯ. Отметим, что оптическое ограничение и, как следствие, пороговые характеристики лазерных структур можно далее улучшать при переходе к СР на основе BeZnSe/ZnCdSe за счет увеличения разности показателей преломления между волноводом и четверными твердыми растворами, составляющими эмиттерные слои. Применение короткопериодических СР в качестве волновода оптически накачиваемых лазеров ZnMgSSe/ZnSSe/ZnCdSe привело к уменьшению пороговой плотности мощности накачки. Впервые в работе [13] показана применимость концепции переменного-напряженных СР для системы материалов (Be, Mg, Zn)Se и получены лазерные диоды с волноводом на основе СР BeZnSe/ZnSe, работающие при комнатной температуре.

Подобная лазерная структура исследована в [20]. КРС были выращены методом МЛЭ при температуре $T_s = 300 \text{ }^\circ\text{C}$ на подложках GaAs (001). При выращивании BeCdSe использовался метод субмонослойной цифровой эпитаксии (СЦЭ), при котором слой твердого раствора выращивался путем последовательного циклического осаждения субмонослоев CdSe и BeSe толщиной менее 0,3 монослоя, а результирующий состав определялся соотношением их толщин. Излучающая структура, состояла из пяти КЯ BeCdSe толщиной 2 нм, разделенных барьерами ZnSe толщиной 10 нм, а также верхнего и нижнего ограничивающих слоев $\text{Zn}_{0,97}\text{Be}_{0,03}\text{Se}$ толщиной соответственно 100 и 1000 нм. В структуре с объемным слоем BeCdSe толщина верхнего и нижнего ограничивающих слоев $\text{Zn}_{0,97}\text{Be}_{0,03}\text{Se}$ составила соответственно 50 и 400 нм. Для оценки состава слоев BeCdSe, выращиваемых в режиме МЛЭ, использовалось отношение скоростей роста BeTe и BeCdSe, регистрируемых *in situ* методом дифракции быстрых электронов.

Структурные исследования проводились методами двухкристалльной рентгеновской дифрактометрии ПЭМ, а также сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Спектры ФЛ регистрировались при температуре 80 К, в качестве источника возбуждения использовался He—Cd-лазер с длиной волны излучения 325 нм. Лазерные характеристики исследовались в условиях импульсной оптической накачки азотным лазером с длительностью импульса 8 нс и $\lambda = 337 \text{ нм}$.

Теоретические расчеты, проведенные в приближении термодинамического равновесия с использованием модели регулярного твердого раствора, позволили получить картину зон нестабильности и несмешиваемости в системе BeSe—CdBe, а также показывают, что в системе BeCdSe возможно выращивание псевдоморфных изопериодических к GaAs слоев с концентрацией Be $x \approx 0,46$.

Для расширения диапазона составов внутри области нестабильности было предложено использовать сильно неравновесный метод СЦЭ, прежде применявшийся при росте соединений A_3B_5 и впервые использованный авторами [20] для роста по методу МЛЭ A_2B_6 . Применение такого метода позволило вырастить КЯ с хорошим структурным качеством с концентрацией бериллия до $x \approx 0,15$. На рис. 10 показано, что интенсивность люминесценции из КЯ $\text{Be}_{0,14}\text{Cd}_{0,86}\text{Se/ZnSe}$ в 50 раз превышает интенсивность ФЛ из КЯ CdSe. Здесь отмечается, что для сходной структуры с КЯ CdSe (2,8 нм) авторами ранее была получена лазерная генерация с рекордно низкой пороговой плотностью накачки при комнатной температуре. Однако даже при использовании неравновесного ме-

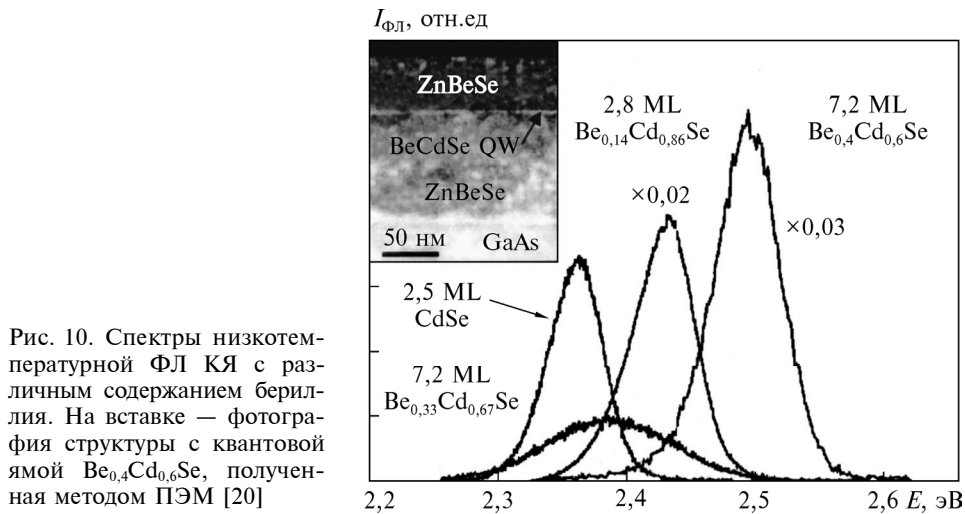


Рис. 10. Спектры низкотемпературной ФЛ КЯ с различным содержанием бериллия. На вставке — фотография структуры с квантовой ямой $\text{Be}_{0,4}\text{Cd}_{0,6}\text{Se}$, полученная методом ПЭМ [20]

тогда СЦЭ дальнейшее увеличение концентрации бериллия приводит к появлению признаков фазового распада. Тем не менее при дальнейшем увеличении концентрации Be и переходе границы зоны неустойчивости ($x \approx 4$) структуры с КЯ $\text{BeCdSe}/\text{ZnSe}$ демонстрируют столь же яркую люминесценцию, как и в случае КЯ $\text{Be}_{0,14}\text{Cd}_{0,86}\text{Se}/\text{ZnSe}$ (см. рис. 10). Структурные исследования, в частности методом ПЭМ, показывают хорошую морфологию исследуемых образцов и отсутствие структурных дефектов (см. рис. 10, вставка). Таким образом, применение метода СЦЭ дает возможность получения КЯ $\text{BeCdSe}/\text{ZnSe}$ с концентрацией бериллия в глубине области неустойчивости системы. Отметим, что результаты исследований двух структур, содержащих множественные КЯ $\text{BeCdSe}/\text{ZnSe}$ с существенным градиентом содержания бериллия по площади подложки (от 40 до 48 %), выращенных методом обычной МЛЭ и СЦЭ, показали [23], что оптические характеристики для обеих структур, в частности интенсивность люминесценции, сравнимы по порядку величины, тогда как структурное качество КЯ, выращенных методом СЦЭ, несколько выше.

Для исследования свойств изопериодических составов BeCdSe методом СЦЭ была выращена структура со слоем BeCdSe толщиной 100 нм. Отсутствие азимутального вращения подложки в процессе эпитаксии привело к заметному градиенту концентрации бериллия в BeCdSe . Поскольку рентгеновские исследования показали, что максимальная концентрация Be в образце составляет $\sim 47\%$, что близко к твердому раствору, изопериодическому с GaAs, можно ожидать, что при уменьшении содержания бериллия в слое интенсивность люминесценции будет также уменьшаться за счет увеличения рассогласования параметра решетки слоя и подложки и, соответственно, из-за релаксации упругих напряжений в слое, обуславливающей возникновение структурных дефектов. Данные измерений низкотемпературной подтверждают это предположение, хотя появление дополнительного длинноволнового пика может быть интерпретировано как начало фазового распада. Поскольку зона неустойчивости расширяется по мере релаксации упругих напряжений в слое, можно предположить наличие частичной релаксации напряжений в структуре.

Были также выращены структуры с объемным слоем BeCdSe как методом обычной МЛЭ, так и методом СЦЭ. Из этой серии хорошим структурным качеством обладали лишь слои, выращенные методом СЦЭ. Можно предположить, что при выращивании методом МЛЭ релаксация

упругих напряжений в слое происходит при превышении критической толщины, за счет, например, флуктуации интенсивностей потоков молекулярных пучков. Метод СЦЭ позволяет с большей точностью контролировать состав и толщину выращиваемого слоя и значительно меньше чувствителен к флуктуациям потоков. Зависимость критической толщины слоя BeCdSe от концентрации бериллия была рассчитана с использованием равновесной механической модели Мэттьюза—Блэкли в качестве нижней границы и модели энергетического баланса Пипла—Бина в качестве верхней границы. Толщина 100 нм превышает критическую для слоя BeCdSe с концентрацией Be меньше 38 % (согласно модели Пипла—Бина) или даже 44 % (согласно модели Мэттьюза—Блэкли). Таким образом, учитывая наличие значительного градиента концентрации Be по площади структуры, можно было бы ожидать существенное ухудшение морфологии слоя в области с малой концентрацией Be . Однако исследования поперечного сечения структуры с помощью СЭМ показывают однородность морфологии слоя по всему образцу.

На основе данных по ФЛ BeCdSe для КЯ толщиной 0,8 и 2 нм, а также для структур, описываемых в работе [20], выполнено моделирование зависимости ширины запрещенной зоны E_g от концентрации бериллия по соотношению

$$E_g(\text{BeCdSe}) = (1 - x) E_g(\text{CdSe}) + x E_g(\text{BeSe}) - x(1 - x)C,$$

где C — параметр прогиба зоны; x — концентрация бериллия.

Оценка, проведенная на основе данных по КЯ, является достаточно грубым приближением, поскольку при таком подходе не учитываются влияния на положение линии ФЛ наличия упругих напряжений в слое и ширины КЯ. Оценка, проведенная с учетом данных по люминесценции объемного слоя BeCdSe , для C дает значение 4,5 эВ. Столь большое значение параметра прогиба зоны наблюдалось ранее для систем, также характеризующихся существенным рассогласованием параметров решетки составляющих бинарных соединений, например для $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{N}$ [24].

Большое значение параметра прогиба зон оказывает существенное влияние на возможность использования BeCdSe в структурах лазерных диодов. Несмотря на отсутствие Mg в ограничивающих слоях, обуславливающее слабое оптическое ограничение, удалось получить стимулированное излучение при температуре 80 К в структуре, состоящей из пяти КЯ $\text{Be}_{0,5}\text{Cd}_{0,5}\text{Se}/\text{ZnSe}$. На рис. 11 представлены спектры спонтанного и стимулированного излучений, полученные при накачке импульсным азотным лазером. Поскольку концентрация бериллия в КЯ BeCdSe превышает 46 % (изопериодический твердый раствор к подложке GaAs), напряжения в слое приводят к появлению дополнительных энергетических состояний, дающих в спектре излучения широкую линию, расположенную на длинноволновом краю и не принимающую участия в лазерной генерации, а стимулированное излучение возникает на «голубом» краю спектра.

Выполнить корректные расчеты и оценку размеров разрывов зон, а также установить тип гетероперехода $\text{BeCdSe}/\text{ZnSe}$ в зависимости от содержания бериллия возможно только имея полный набор параметров. Поскольку, с одной стороны, упругие напряжения необходимо учитывать при составах, далеких от изопериодических к GaAs ($x \approx 0,46$), а с другой — наибольший интерес представляет именно диапазон концентраций Be вблизи этого значения. Оценка разрывов зон осуществлялась при $x \approx 0,46$ без учета фактора напряжений в слое.

Разрывы зон в системе $\text{BeCdSe}/\text{ZnSe}$ оценивались в соответствии с правилом транзитивности как сумма разрывов зон в системах $\text{BeCdSe}/\text{CdSe}$

$J_{\text{ФЛ}}$, отн.ед.

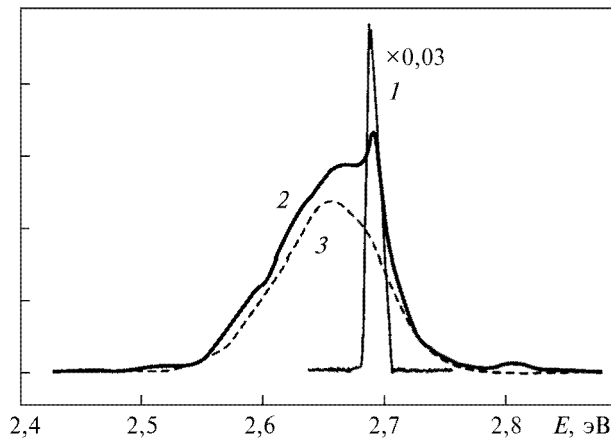


Рис. 11. Низкотемпературные спектры спонтанного и стимулированного излучения структуры с множественными КЯ (2 нм — $\text{Be}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Se}/10 \text{ нм — ZnSe}$)₅ [20]: 1 — 50; 2 — 40; 3 — 30 кВт/см²

и CdSe/ZnSe . Разрывы зон для системы CdSe/ZnSe могут быть легко рассчитаны согласно [25], в то время как для гетероперехода $\text{BeCdSe}/\text{CdSe}$ предполагалось, что ΔE_g в основном приходится на разрыв в зоне проводимости, поскольку для этой системы при переходе от одного материала к другому изменяются только катионы. Несмотря на то, что предположение о фиксированном распределении ΔE_g между зоной проводимости и валентной зоной, очевидно, неприменимо ко всему диапазону концентраций бериллия из-за большого значения параметра прогиба зон, однако оно вполне применимо в области больших концентраций бериллия, где зависимость $E_g(x)$ близка к линейной. Результаты такой достаточно грубой оценки позволяют считать, что в области концентраций бериллия, близких к $x \approx 0,46$, гетеропереход $\text{BeCdSe}/\text{ZnSe}$ является переходом типа I, а вопрос о величине разрывов зон и типе гетероперехода $\text{BeCdSe}/\text{ZnSe}$ требует дальнейших исследований.

Большое значение параметра прогиба зон в системе BeCdSe (~ 4,5 эВ) в сочетании с улучшенными прочностными характеристиками, связанными с большим содержанием бериллия, позволяет рассматривать ненапряженный, согласованный по параметру решетки с подложкой, BeCdSe , являющийся перспективным материалом для оптоэлектронных приборов, в частности лазеров в зелено-голубой области спектра.

Отметим результаты, полученные в работе [26, 27], где приведены исследования по синтезу КР (ZnS(4,3 нм)—ZnSe(2,3)) / $\text{ZnS}_{0,06}\text{Se}_{0,94}/\text{GaAs}$ (100), которая может быть весьма перспективной для получения лазерной среды, излучаемой в голубой области спектра. Буферный слой $\text{ZnS}_{0,06}\text{Se}_{0,94}$ толщиной ~ 400 нм применялся в данной КРС для снижения суммарного деформационного напряжения в КР, выращенной на подложке GaAs (100). Особенность таких КРС — то, что они получены с помощью метода фотостимулированной газофазной эпитаксии, являющегося более дешевым и доступным по сравнению с такими передовыми технологиями, как атомная послойная эпитаксия, МЛЭ, СЦЭ и другими. Такая технология была отработана как при выращивании одиночных КЯ, так и при синтезе КРС в виде КР [26, 27]. На рис. 12 приведены некоторые оптические характеристики таких структур. Следует отметить, что малые полуширины спектров ФЛ КЯ и КР свидетельствуют о высоком качестве синтезированных КРС, при этом положение максимума ФЛ хорошо коррелирует с энергетическим положением тяжелого экситона (E_{hh}) в таких структурах.

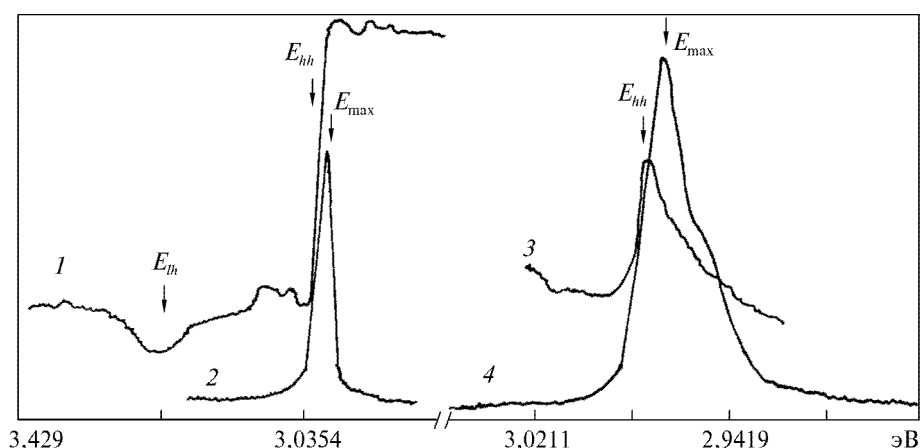


Рис. 12. Спектры отражения (1) и ФЛ (2) одиночной КЯ ZnS (4,3 нм)—ZnSe(1,1 нм)—ZnSe(4,3 нм)/GaAs(100) и спектры отражения (3) и ФЛ (4) CP 80 (ZnS(4,3 нм)—ZnSe(2,3 нм))/ZnS_{0,06}Se_{0,94}/GaAs (100); $T = 4,5$ К [26]

I , отн.ед.

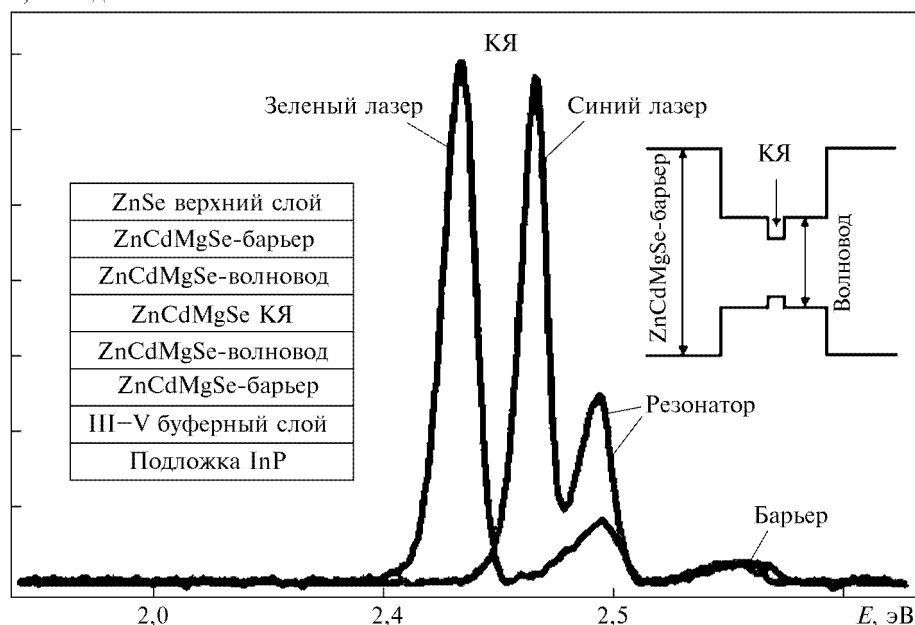


Рис. 13. Спектры ФЛ синего и зеленого лазеров на КРС ZnCdMgSe, их схематическая структура и зонная диаграмма [28]

КРС на основе CP не единая возможность реализации оптической лазерной среды. Для построения лазеров на основе соединений A_2B_6 очень активно применяются такие виды КРС как КЯ, КТ, а также вари-зонные структуры. Данный обзор не может претендовать на определенную полноту, так как количество научных работ в этом направлении исчисляется сотнями. Только в качестве примера обратим внимание на некоторые из них.

Лазер на КРС ZnCdMgSe, излучающий в зелено-голубой области спектра с оптической накачкой на одиночной КЯ, описан в [28]. На рис. 13 приведена структура такого лазера и его спектр излучения. В зависимости от параметров КЯ лазер на КРС ZnCdMgSe излучал в зеленой или голубой области спектра.

В [29] рассмотрена возможность использования варизонных структур на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ для создания лазеров среднего ИК-диапазона, работающих при $T = 300$ К, и приведены спектры излучения таких структур в зависимости от состава.

В работах [30—34] анализируются лазерные устройства, созданные на основе квантовых пленок, образующих одиночные КЯ.

4. ВЫВОДЫ

1. Квантово-размерные структуры на основе соединений A_2B_6 различного состава перспективны для создания лазеров, излучающих в широкой спектральной области: от ультрафиолетовой до инфракрасной области спектра. Использование короткопериодных сверхрешеток в таких структурах позволяет увеличить их стабильность по сравнению с соответствующими лазерными средами, созданными на основе соединений A_2B_6 с классическими $p-n$ или гетеропереходами.

2. На базе квантово-размерных структур A_2B_6 сконструированы низкороговые лазеры с накачкой электронным пучком. В частности, использование ZnSe , содержащих гетероструктуры с волноводами из переменного-напряженной сверхрешетки оптимальных размеров, позволило получить генерацию при комнатной температуре для энергии электронного пучка 3,7 кэВ. При этом минимальная пороговая плотность тока составила 0,4—0,5 А/см², а импульсная мощность ~ 2 Вт при энергии электронов ~ 5 кэВ. Для квантово-размерных структур на основе ZnSe максимальная эффективность излучения (~ 8,5 %) и максимальная мощность (~ 12 Вт) достигается при энергии электронного пучка 23 кэВ и токе 5,5 А.

3. Лазерная генерация в структурах с множественными квантовыми ямами на основе полупроводниковых соединений A_2B_6 при оптической накачке исследована как в обычной волноводной геометрии, так и в приготовленных из свободных пленок поверхностно излучающих лазеров. Типичные значения пороговой плотности накачки для лазеров с обычной волноводной геометрией составляет ~ 11 кВт/см² при 77 К и ~ 22 кВт/см² при 300 К. Значения пороговой плотности накачки для поверхностно излучающих лазеров составляет 65 и 110 кВт/см² соответственно при 77 и 300 К.

A.V. Kovalenko, D.V. Korbutyak, S.I. Budzulyak

LASER QUANTUM-SIZE STRUCTURES BASED ON A_2B_6 COMPOUNDS (REVIEW)

A review of works devoted to the study of semiconductor lasers based on A_2B_6 quantum-size structures (QSS) is presented. Features of laser QSSs in the form of superlattices with electron-beam and optical pumping are considered.

Keywords: quantum-size structure, A_2B_6 compound, semiconductor laser, molecular beam epitaxy, superlattice.

1. Лазерная электронно-лучевая трубка на основе сверхрешетки ZnCdSe/ZnSe , работающая при $T = 300$ К / Н.Г. Басов, Е.М. Дианов, В.И. Козловский и др. // Квантовая электроника. — 1995. — 22, № 8. — С. 756—758.
2. Exciton-related lasing mechanism in ZnSe-(Zn,Cd)Se multiple quantum wells / Y. Kawakami, I. Hauksson, H. Stewart et al. // Phys. Rev. Lett. — 1993. — 48, Iss. 16. — P. 11994—12000.
3. Полупроводниковый лазер с продольной накачкой электронным пучком на основе квантоворазмерной структуры ZnCdSe/ZnSe , выращенной на подложке ZnSe молекулярно-пучковой эпитаксией / В.И. Козловский, П.А. Трубенко, Е.М. Дианов и др. // Квантовая электроника. — 1998. — 25, № 4. — С. 305—307.

4. *Исследование* квантовых ям в системе ZnCdSe/ZnSe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках ZnSe / В.И. Козловский, П.А. Трубенко, А.С. Артемов и др. // ФТП. — 1997. — **31**, вып. 6. — С. 641—647.
5. *Наноструктура* на основе ZnSe/ZnMgSSe для лазерной электронно-лучевой трубки в синей области спектра / И.П. Казаков, В.И. Козловский, В.П. Мартовицкий и др. // Квантовая электроника. — 2007. — **37**, № 9. — С. 857—862.
6. *Лазеры* зеленого спектрального диапазона на основе CdSe/ZnSe наноструктур с накачкой электронным пучком с энергией менее 10 кэВ / М.М. Зверев, Н.А. Гамов, Е.В. Жданова и др. // Письма в ЖТФ. — 2007. — **33**, вып. 24. — С. 1—7.
7. *Низкопороговые* полупроводниковые лазеры зеленого диапазона с накачкой электронным пучком на основе квантоворазмерных гетероструктур / М.М. Зверев, С.В. Иванов, Д. В. Перегудов и др. // Квантовая электроника. — 2004. — **34**, № 10. — С. 909—911.
8. *Optical studies* of thermally activated vertical hole transport in ZnCdSe/ZnSSe superlattice / A. Lebedev, S. Sorokin, A. Toropov et al. // Acta Phys. Polon. A. — 1998. — **94**, N 3. — P. 421—424.
9. *High-efficiency* electron-beam pumped green semiconductor lasers based on multiple CdSe quantum disk sheets / M.M. Zverev, S.V. Sorokin, I.V. Sedova et al. // Phys. status solidi C. — 2005. — **2**, Iss. 2. — P. 923—926.
10. *Эффективный* полупроводниковый лазер зеленого диапазона с электронно-лучевой накачкой на основе многослойных наноструктур A^{II}B^{VI} / М.М. Зверев, Н.А. Гамов, Е.В. Жданова и др. // ФТП. — 2008. — **42**, вып. 12. — С. 1472—1477.
11. *Ultra-low threshold* ZnSe-based lasers with novel design of active region / S.V. Ivanov, A.A. Toropov, S.V. Sorokin et al. // J. Cryst. Growth. — 1999. — **201—202**. — P. 942—945.
12. *CdSe fractional-monolayer* active region of molecular beam epitaxy grown green ZnSe-based lasers / S. V. Ivanov, A. A. Toropov, S. V. Sorokin et al. // Appl. Phys. Lett. — 1999. — **74**, Iss. 4. — P. 498—500.
13. *Молекулярно-пучковая* эпитаксия переменного-напряженных многослойных гетероструктур для сине-зеленых лазеров на основе ZnSe / С.В. Иванов, А.А. Торопов, С.В. Сорокин и др. // ФТП. — 1998. — **32**, вып. 10. — С. 1272—1276.
14. *Blue-green* injection lasers containing pseudomorphic Zn_{1-x}Mg_xS_ySe_{1-y} cladding layers and operating up to 394 K / J.M. Gaines, R.R. Drenten, K.W. Haberern et al. // Appl. Phys. Lett. — 1993. — **62**, Iss. 20. — P. 2462—2464.
15. *Laser diodes* based on beryllium-chalcogenides / A. Waag, F. Fischer, K. Schull et al. // Ibid. — 1997. — **70**, Iss. 3. — P. 280—282.
16. *Composition, stoichiometry* and growth rate control in molecular beam epitaxy of ZnSe based ternary and quaternary alloys / S.V. Ivanov, S.V. Sorokin, P.S. Кор'ев et al. // J. Cryst. Growth. — 1996. — **159**, Iss. 1—4. — P. 16—20.
17. *Extremely thick* ZnCdSe/ZnSSe multiple quantum-well heterostructures for optoelectronic applications / T.V. Shubina, S.V. Ivanov, A.A. Toropov et al. // Ibid. — 1998. — **184—185**. — P. 596—600.
18. *Growth* and characterization of II—VI blue light-emitting diodes using short-period superlattices / B.J. Wu, L.H. Kuo, J.M. DePuydt et al. // Appl. Phys. Lett. — 1996. — **68**, Iss. 3. — P. 379—381.
19. *Novel beryllium* containing II—VI compounds: basic properties and potential applications / A. Waag, Th. Litz, F. Fischer et al. // J. Cryst. Growth. — 1998. — **184—185**. — P. 1—10.
20. *Новый материал* для активной области приборов сине-зеленого спектрального диапазона — BeCdSe / О.В. Некруткина, С.В. Сорокин, В.А. Кайгородов и др. // ФТП. — 2001. — **35**, вып. 5. — С. 541—545.
21. *Growth* and excitonic properties of single fractional monolayer CdSe/ZnSe structures / S.V. Ivanov, A.A. Toropov, T.V. Shubina et al. // J. Appl. Phys. — 1998. — **83**, Iss. 6. — P. 3168—3171.
22. *Broadening* of submonolayer CdSe sheets in CdSe/ZnSe superlattices studied by X-ray diffraction / R.N. Kyutt, A.A. Toropov, S.V. Sorokin et al. // Appl. Phys. Lett. — 1999. — **75**, Iss. 3. — P. 373—375.
23. *BeCdSe/(Be,Zn)Se Quantum Well* as a New Active Region for Blue-Green II—VI Lasers and Light-Emitting Diodes / S.V. Ivanov, A.A. Toropov, T.V. Shubina et al. // Phys. status solidi (a). — 2000. — **180**, Iss. 1. — P. 275—280.
24. *Band gap* bowing and refractive index spectra of polycrystalline Al_xIn_{1-x}N films deposited by sputtering / T. Peng, J. Piprek, G. Qui et al. // Appl. Phys. Lett. — 1997. — **71**, Iss. 17. — P. 2439—2441.

25. *Lozykovski H.J., Shastri V.K.* Excitonic and Raman properties of ZnSe/Zn_{1-x}Cd_xSe strained-layer quantum wells // *J. Appl. Phys.* — 1991. — **69**, Iss. 6. — P. 3235—3242.
26. *Исследование* оптических характеристик квантово-размерных халькогенидных структур, выращенных методом лазерно-стимулированной газофазной эпитаксии / М.С. Бродин, Н.В. Бондарь, А.В. Коваленко и др. // *Квантовая электроника.* — 1993. — **20**, № 7. — С. 629—630.
27. *Kovalenko A.V., Tishchenko V.V.* ZnS—ZnSe—ZnS/GaAs (100) Single quantum well structures and ZnS/ZnSe/GaAs (100) superlattices grown by photo-assisted VPE / *Jpn. J. Appl. Phys.* — 1995. — **34**, N 1. — P. 209—211.
28. *Optically* pumped laser characteristics of blue Zn_xCd_yMg_{1-x-y}Se/Zn_xCd_yMg_{1-x-y}Se single quantum well lasers grown on InP / Xuecong Zhou, Martin Muñoz, Maria C. Tamargo, Y.C. Chen // *J. Appl. Phys.* — 2004. — **95**, Iss. 1. — P. 7—10.
29. *Стимулированное* излучение гетероструктур на основе Cd_xHg_{1-x}Te при комнатной температуре в условиях оптической накачки / А.А. Андронов, Ю.Н. Ноздрин, А.В. Окомельков и др. // *ФТП.* — 2008. — **42**, вып. 2. — С. 177—180.
30. *Пат. РФ 2000128319/28.* Полупроводниковый лазер с накачкой электронным пучком / А. С.Насибов. — Оpubл. 20.10.2002.
31. *Pat. 5404027 US, H01L 29/45 (20060101).* Buried ridge II—VI laser diode / Michael A. Haase, Jun Qiu, Hwa Cheng, James M. DePuydt. — Publ. 04.04.1995.
32. *Pat. 6057559. US, H01S 5/347 (20060101) H01S 5/00 (20060101).* II—VI laser diodes with short-period strained-layer superlattice quantum wells / Hwa Cheng, James M. DePuydt, Michael A. Haase, Jun Qiu. — Publ. 02.05.2000.
33. *II—VI laser* diodes with quantum wells grown by atomic layer epitaxy and migration enhanced epitaxy // Hwa Cheng, James M. DePuydt, Michael A. Haase, Jun Qiu / International application published under the patent cooperation treaty (PCT), Number WO 93/24979; Date of Patent 09.12.1993.
34. *Лазерная* генерация в гетероструктурах Cd(Zn)Se/ZnMgSSe при накачке излучением азотного и InGaN/GaN лазеров / И.В. Седова, С.В. Сорокин, А.А. Торопов и др. // *ФТП.* — 2004. — **38**, вып. 9. — С. 1135—1140.

¹ Днепропетровский национальный университет
имени Олеся Гончара
Проспект Гагарина, 72
49010 Днепропетровск

Получено 03.03.2011

² Институт физики полупроводников
им. В.Е. Лашкарева
НАН Украины
Проспект Науки, 41
03028 Киев